

# ЭЛЕМЕНТАРНЫЙ УЧЕБНИК ФИЗИКИ

ПОД РЕДАКЦИЕЙ  
АКАДЕМИКА  
Г.С.ЛАНДСБЕРГА

ТОМ III

# ЭЛЕМЕНТАРНЫЙ УЧЕБНИК ФИЗИКИ

---

ПОД РЕДАКЦИЕЙ  
АКАДЕМИКА  
Г. С. ЛАНДСБЕРГА

ТОМ III  
КОЛЕБАНИЯ, ВОЛНЫ.  
ОПТИКА.  
СТРОЕНИЕ АТОМА

ИЗДАНИЕ ВОСЬМОЕ,  
СТЕРЕОТИПНОЕ

*Допущено Министерством  
высшего и среднего специального образования СССР  
в качестве учебного пособия  
для слушателей подготовительных отделений  
высших учебных заведений*



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»  
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ  
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ  
МОСКВА 1972



**530.1**

**9 45**

**УДК 530.10 (075.4)**

## ОГЛАВЛЕНИЕ

От редакции . . . . .	10
Предисловие ко второму изданию . . . . .	11
Предисловие к первому изданию . . . . .	13

### ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

### КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ

Глава I. Основные понятия. Механические колебания . . . . .	15
---	----

§ 1. Периодические движения. Период . . . . .	15
§ 2. Колебательные системы. Свободные колебания . . . . .	16
§ 3. Маятник; кинематика его колебаний . . . . .	17
§ 4. Колебания камертона . . . . .	19
§ 5. Гармоническое колебание. Частота. . . . .	21
§ 6. Сдвиг фаз . . . . .	25
§ 7. Динамика колебаний маятника . . . . .	27
§ 8. Формула периода математического маятника . . . . .	29
§ 9. Упругие колебания . . . . .	32
§ 10. Крутильные колебания . . . . .	34
§ 11. Влияние трения. Затухание . . . . .	36
§ 12. Вынужденные колебания . . . . .	39
§ 13. Резонанс . . . . .	40
§ 14. Влияние трения на резонансные явления . . . . .	42
§ 15. Примеры резонансных явлений . . . . .	44
§ 16. Резонансные явления при действии негармонической периодической силы . . . . .	47
§ 17. Форма периодических колебаний и ее связь с гармоническим составом этих колебаний . . . . .	50

Глава II. Звуковые колебания . . . . .	55
--	----

§ 18. Звуковые колебания . . . . .	55
§ 19. Предмет акустики . . . . .	57
§ 20. Музыкальный тон. Громкость и высота тона . . . . .	58
§ 21. Тембр . . . . .	59
§ 22. Акустический резонанс . . . . .	61
§ 23. Запись и воспроизведение звука . . . . .	63
§ 24. Анализ и синтез звука . . . . .	65
§ 25. Шумы . . . . .	66



<b>Глава III. Электрические колебания</b>	<b>69</b>
§ 26. Электрические колебания. Методы их наблюдения	69
§ 27. Колебательный контур	73
§ 28. Аналогия с механическими колебаниями. Формула Томсона	76
§ 29. Электрический резонанс	80
§ 30. Незатухающие колебания. Автоколебательные системы	84
§ 31. Ламповый генератор электрических колебаний	87
§ 32. Учение о колебаниях	90
<b>Глава IV. Волновые явления</b>	<b>95</b>
§ 33. Волновые явления	95
§ 34. Скорость распространения волн	97
§ 35. Радиолокация, гидроакустическая локация и звукометрия	99
§ 36. Поперечные волны в шнуре	102
§ 37. Продольные волны в столбе воздуха	106
§ 38. Волны на поверхности жидкости	110
§ 39. Перенос энергии волнами	113
§ 40. Отражение волн	116
§ 41. Дифракция	118
§ 42. Направленное излучение	121
<b>Глава V. Интерференция волн</b>	<b>124</b>
§ 43. Наложение волн	124
§ 44. Интерференция волн	125
§ 45. Условия образования максимумов и минимумов	127
§ 46. Интерференция звуковых волн	130
§ 47. Стоячие волны	131
§ 48. Колебания упругих тел как стоячие волны	134
§ 49. Свободные колебания струны	135
§ 50. Стоячие волны в пластинках и других протяженных телах	139
§ 51. Резонанс при наличии многих собственных частот	141
§ 52. Условия хорошего излучения звука	144
§ 53. Бинауральный эффект. Звукопеленгация	146
<b>Глава VI. Электромагнитные волны</b>	<b>149</b>
§ 54. Электромагнитные волны	149
§ 55. Условия хорошего излучения электромагнитных волн	150
§ 56. Вибратор и антенны	152
§ 57. Опыты Герца по получению и исследованию электромагнитных волн. Опыты П. Н. Лебедева	158
§ 58. Электромагнитная теория света. Шкала электромагнитных волн	161
§ 59. Опыты с электромагнитными волнами	164
§ 60. Изобретение радио А. С. Поповым	175
§ 61. Современная радиосвязь	178
§ 62. Другие применения радио	182
§ 63. Распространение радиоволн	185
§ 64. Заключительные замечания	190

## ЧАСТЬ ВТОРАЯ

### ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА

<b>Введение</b> . . . . .	195
§ 65. Разнообразные действия света . . . . .	195
§ 66. Интерференция света. Цвета тонких пленок . . . . .	198
§ 67. Краткие сведения из истории оптики . . . . .	199
<b>Глава VII. Фотометрия и светотехника</b> . . . . .	202
§ 68. Световая энергия. Световой поток . . . . .	202
§ 69. Точечные источники света . . . . .	204
§ 70. Сила света и освещенность . . . . .	206
§ 71. Законы освещенности . . . . .	207
§ 72. Единицы измерения световых величин . . . . .	209
§ 73. Яркость источников . . . . .	211
§ 74. Задачи светотехники . . . . .	213
§ 75. Приспособления для концентрации светового потока . . . . .	214
§ 76. Отражающие и рассеивающие тела . . . . .	216
§ 77. Яркость освещенных поверхностей . . . . .	220
§ 78. Световые измерения и измерительные приборы . . . . .	221
<b>Глава VIII. Основные законы оптики</b> . . . . .	226
§ 79. Прямолинейное распространение волн . . . . .	226
§ 80. Прямолинейное распространение света и световые лучи . . . . .	228
§ 81. Законы отражения и преломления света . . . . .	234
§ 82. Обратимость направления световых лучей . . . . .	239
§ 83. Показатель преломления . . . . .	242
§ 84. Полное внутреннее отражение . . . . .	243
§ 85. Преломление в плоскопараллельной пластинке . . . . .	247
§ 86. Преломление в призме . . . . .	248
<b>Глава IX. Применение законов отражения и преломления для получения изображений</b> . . . . .	252
§ 87. Источник света и его изображение . . . . .	252
§ 88. Преломление в линзе. Фокусы линзы . . . . .	253
§ 89. Изображение в линзе точек, лежащих на главной оптической оси. Формула линзы . . . . .	260
§ 90. Применения формулы тонкой линзы. Действительные и мнимые изображения . . . . .	263
§ 91. Изображение точечного источника и протяженного объекта в плоском зеркале. Изображение точечного источника в сферическом зеркале . . . . .	268
§ 92. Фокус и фокусное расстояние сферического зеркала . . . . .	272
§ 93. Связь между положениями источника и его изображения на главной оси сферического зеркала . . . . .	273
§ 94. Способы изготовления линз и зеркал . . . . .	274
§ 95. Изображение протяженных объектов в сферическом зеркале и линзе . . . . .	276
§ 96. Увеличение при изображении объектов в сферическом зеркале и линзе . . . . .	277
§ 97. Построение изображений в сферическом зеркале и линзе . . . . .	279
§ 98. Оптическая сила линз . . . . .	287



<b>Глава X. Оптические системы и их погрешности</b>	<b>289</b>
§ 99. Оптическая система	289
§ 100. Главные плоскости и главные точки системы	289
§ 101. Построение изображений в системе	291
§ 102. Увеличение системы	292
§ 103. Недостатки оптических систем	293
§ 104. Сферическая аберрация	294
§ 105. Астигматизм	298
§ 106. Хроматическая аберрация	299
§ 107. Ограничение пучков в оптических системах	301
§ 108. Светосила линзы	302
§ 109. Яркость изображения	303
<b>Глава XI. Оптические приборы</b>	<b>307</b>
§ 110. Проекционные оптические приборы	307
§ 111. Фотографический аппарат	310
§ 112. Глаз как оптическая система	313
§ 113. Оптические приборы, вооружающие глаз	316
§ 114. Лупа	318
§ 115. Микроскоп	320
§ 116. Разрешающая способность микроскопа	323
§ 117. Зрительные трубы	324
§ 118. Увеличение зрительной трубы	326
§ 119. Телескопы	327
§ 120. Яркость изображения для протяженных и точечных источников	332
§ 121. «Ночезрительная труба» Ломоносова	334
§ 122. Зрение двумя глазами и восприятие глубины пространства. Стереоскоп	335

## ЧАСТЬ ТРЕТЬЯ

## ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА

<b>Глава XII. Интерференция света</b>	<b>340</b>
§ 123. Геометрическая и физическая оптика	340
§ 124. Опытное осуществление интерференции света	340
§ 125. Объяснение цветов тонких пленок	344
§ 126. Кольца Ньютона	347
§ 127. Определение длины световой волны с помощью колец Ньютона	350
<b>Глава XIII. Дифракция света</b>	<b>353</b>
§ 128. Пучки лучей и форма волновой поверхности	353
§ 129. Принцип Гюйгенса	355
§ 130. Законы отражения и преломления света на основе принципа Гюйгенса	356
§ 131. Принцип Гюйгенса в толковании Френеля	358
§ 132. Простейшие дифракционные явления	359
§ 133. Объяснение дифракции по методу Френеля	362
§ 134. Разрешающая сила оптических инструментов	364
§ 135. Дифракционные решетки	367
§ 136. Дифракционная решетка как спектральный прибор	370

§ 137. Изготовление дифракционных решеток . . . . .	371
§ 138. Дифракция при косом падении на решетку . . . . .	372
<b>Глава XIV. Поляризация света и поперечность световых волн . . . . .</b>	<b>374</b>
§ 139. Прохождение света через турмалин . . . . .	374
§ 140. Гипотезы, объясняющие наблюдаемые явления. Понятие о поляризованном свете . . . . .	375
§ 141. Механическая модель явления поляризации . . . . .	377
§ 142. Поляроиды . . . . .	377
§ 143. Поперечность световых волн и электромагнитная теория света . . . . .	378
<b>Глава XV. Шкала электромагнитных волн . . . . .</b>	<b>380</b>
§ 144. Способы исследования электромагнитных волн различной длины . . . . .	380
§ 145. Инфракрасные и ультрафиолетовые лучи . . . . .	382
§ 146. Открытие рентгеновских лучей . . . . .	383
§ 147. Различные действия рентгеновских лучей . . . . .	384
§ 148. Устройство рентгеновской трубки . . . . .	386
§ 149. Происхождение и природа рентгеновских лучей . . . . .	387
§ 150. Шкала электромагнитных волн . . . . .	390
<b>Глава XVI. Скорость света . . . . .</b>	<b>391</b>
§ 151. Первые попытки определения скорости света . . . . .	391
§ 152. Определение скорости света Рёмером . . . . .	392
§ 153. Определение скорости света по методу вращающегося зеркала . . . . .	393
<b>Глава XVII. Дисперсия света и цвета тел . . . . .</b>	<b>396</b>
§ 154. Состояние вопроса об окраске тел до Ньютона . . . . .	396
§ 155. Основное открытие Ньютона . . . . .	397
§ 156. Истолкование наблюдений Ньютона . . . . .	399
§ 157. Дисперсия показателя преломления различных материалов . . . . .	400
§ 158. Дополнительные цвета . . . . .	401
§ 159. Спектральный состав света различных источников . . . . .	405
§ 160. Свет и цвета тел . . . . .	406
§ 161. Коэффициенты поглощения, отражения и пропускания . . . . .	406
§ 162. Цветные тела, освещенные белым светом . . . . .	407
§ 163. Цветные тела, освещенные цветным светом . . . . .	408
§ 164. Маскировка и демаскировка . . . . .	409
§ 165. Насыщенность цветов . . . . .	410
§ 166. Цвет неба и зорь . . . . .	412
<b>Глава XVIII. Спектры и спектральные закономерности . . . . .</b>	<b>416</b>
§ 167. Спектральные аппараты . . . . .	416
§ 168. Типы спектров испускания . . . . .	417
§ 169. Происхождение спектров различных типов . . . . .	419
§ 170. Спектральные закономерности . . . . .	421
§ 171. Спектральный анализ по спектрам испускания . . . . .	422
§ 172. Спектры поглощения жидких и твердых тел . . . . .	426
§ 173. Спектры поглощения атомов. Линии Фраунгофера . . . . .	426



§ 174. Излучение накаливаемых тел. Черное тело . . . . .	428
§ 175. Зависимость излучения накаливаемых тел от температуры. Лампы накаливания . . . . .	430
§ 176. Оптическая пирометрия . . . . .	431
<b>Глава XIX. Действия света . . . . .</b>	<b>433</b>
§ 177. Действия света на вещество . . . . .	433
§ 178. Фотоэлектрический эффект . . . . .	433
§ 179. Законы фотоэлектрического эффекта . . . . .	435
§ 180. Понятие о световых квантах . . . . .	439
§ 181. Применение фотоэлектрических явлений . . . . .	441
§ 182. Фотолюминесценция. Правило Стокса . . . . .	444
§ 183. Физический смысл правила Стокса . . . . .	446
§ 184. Люминесцентный анализ . . . . .	447
§ 185. Фотохимические действия света . . . . .	447
§ 186. Роль длины волны в фотохимических процессах . . . . .	448
§ 187. Фотография . . . . .	449
§ 188. Фотохимическая теория зрения . . . . .	453
§ 189. Длительность зрительного ощущения . . . . .	456
§ 190. Заключительные замечания; свет как форма материи . . . . .	457
 <b>ЧАСТЬ ЧЕТВЕРТАЯ</b>	
<b>АТОМНАЯ ФИЗИКА</b>	
<b>Глава XX. Строение атома . . . . .</b>	<b>468</b>
§ 191. Представление об атомах . . . . .	468
§ 192. Число Авогадро. Размеры и массы атомов . . . . .	469
§ 193. Элементарный электрический заряд . . . . .	472
§ 194. Единицы заряда, массы и энергии в атомной физике . . . . .	475
§ 195. Измерение массы заряженных частиц. Масс-спектрограф . . . . .	477
§ 196. Масса электрона. Зависимость массы от скорости . . . . .	481
§ 197. Закон Эйнштейна . . . . .	483
§ 198. Массы атомов; изотопы . . . . .	486
§ 199. Разделение изотопов. Тяжелая вода . . . . .	488
§ 200. Ядерная модель атома . . . . .	491
§ 201. Энергетические уровни атомов . . . . .	495
§ 202. Вынужденное излучение света. Квантовые генераторы . . . . .	500
§ 203. Атом водорода. Своеобразие законов движения электрона в атоме . . . . .	506
§ 204. Многоэлектронные атомы. Происхождение оптических и рентгеновских спектров атомов . . . . .	510
§ 205. Периодическая система элементов Менделеева . . . . .	513
§ 206. Понятие о квантовой (волновой) механике . . . . .	516
<b>Глава XXI. Радиоактивность . . . . .</b>	<b>525</b>
§ 207. Открытие радиоактивности. Радиоактивные элементы . . . . .	525
§ 208. $\alpha$ -, $\beta$ - и $\gamma$ -лучи. Камера Вильсона . . . . .	528
§ 209. Способы регистрации заряженных частиц . . . . .	533
§ 210. Природа радиоактивных лучей . . . . .	537
§ 211. Радиоактивный распад и радиоактивные превращения . . . . .	541
§ 212. Применения радиоактивности . . . . .	547
§ 213. Ускорители . . . . .	547

<b>Глава XXII. Атомные ядра и ядерная энергия</b>	<b>554</b>
§ 214. Понятие о ядерных реакциях	554
§ 215. Ядерные реакции и превращение элементов	557
§ 216. Свойства нейтронов	558
§ 217. Ядерные реакции под действием нейтронов	561
§ 218. Искусственная радиоактивность	564
§ 219. Позитрон	566
§ 220. Применение закона Эйнштейна к процессам аннигиляции и образования пар	569
§ 221. Строение атомного ядра	571
§ 222. Ядерная энергия. Источник энергии звезд	575
§ 223. Деление урана. Незатухающая цепная реакция	579
§ 224. Применения незатухающей цепной реакции деления. Атомная и водородная бомбы	585
§ 225. Урановые реакторы и их применения	589
<b>Глава XXIII. Элементарные частицы</b>	<b>597</b>
§ 226. Введение	597
§ 227. Нейтрино	599
§ 228. Ядерные силы. Мезоны	601
§ 229. Частицы и античастицы	607
§ 230. Частицы и взаимодействия	611
§ 231. Детекторы элементарных частиц	616
§ 232. Парадокс часов	619
§ 233. Космические лучи	622
<b>Заключение</b>	<b>626</b>
<b>Ответы и решения к упражнениям</b>	<b>630</b>
<b>Список таблиц</b>	
1. Значения освещенности (в люксах) в некоторых типичных случаях	211
2. Яркость (в стильбах) некоторых источников света	213
3. Яркость (в нитах) некоторых освещенных поверхностей	220
4. Доля отраженной энергии при различных углах падения света на поверхность стекла	238
5. Доля отраженной энергии при различных углах падения света на поверхность воды	239
6. Показатели преломления различных веществ относительно воздуха	243
7. Доля отраженной энергии для различных углов падения при переходе света из стекла в воздух	245
8. Предельные углы полного внутреннего отражения на границе с воздухом	246
9. Зависимость показателя преломления от длины волны для разных веществ	400
10. Дополнительные цвета	404
11. Изотопный состав некоторых элементов	488
12. Элементарные частицы	612



## ОТ РЕДАКЦИИ

Предыдущее 6-е издание третьего тома «Элементарного учебника физики» под редакцией академика Г. С. Ландсберга подверглось небольшой переработке. Значительно дополнены §§ 203 и 206, вместо §§ 227 и 228 пятого издания написана новая глава (гл. XXIII). Все эти изменения сделаны чл.-корр. АН СССР Ф. Л. Шапиро. Некоторые дополнения и редакционные изменения внесены и в другие главы этого тома.

## ПРЕДИСЛОВИЕ КО ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ

Изменения, внесенные во второе издание III тома элементарного учебника, особенно в той части его, которая относится к классической физике, невелики. Содержание этого тома и в первом издании значительно отличалось от изложения соответствующих проблем в большинстве учебников, используемых в средней школе, как по кругу охваченных вопросов, так и по глубине изложения и, вероятно, по трудности усвоения. Мы не считали необходимым пополнять содержание этого тома, а, наоборот, постарались несколько упростить его путем исключения менее важных вопросов геометрической оптики и некоторой переработки характера изложения. Но, в общем, внесенные изменения невелики и отнюдь не меняют характера книги.

Естественно, что гораздо большие изменения внесены в последнюю часть этого тома, посвященную атомной физике. За четыре года, прошедшие после выхода первого издания, в этой области науки были получены некоторые существенно новые результаты. В новом издании нашли отражение важные достижения теории относительности, а именно зависимость массы от скорости и соотношение между энергией и массой и их применения в вопросах ядерной физики. Несколько подробнее, чем в первом издании, рассмотрен вопрос об ускорителях и вновь введен параграф об урановых реакторах и их использовании при решении проблемы о создании как атомной электростанции, так и атомной бомбы. Дано представление о термоядерных реакциях, приведших к созданию водородной бомбы. Значительно подробнее освещен сильно подвинувшийся за последние годы вопрос об элементарных частицах. Несмотря на то, что при изложении этого круга вопросов не всегда оказывалось возможным сохранить во всей полноте после-

довательность, которую мы считаем желательной, однако, так же как и раньше, мы полагали, что добавление этих глав оправдывается широким интересом, которые они представляют.

Наконец, мы снабдили раздел «Физической оптики» заключительным параграфом (§ 190), дающим общую картину современного состояния учения о свете. Некоторые из затронутых в этом параграфе вопросов получают известное развитие в разделе «Атомная физика» и, будучи весьма общими, в известной степени находят свое отражение в окончательном заключении. Однако важность этих положений и их уместность при подведении итогов учения о свете казались мне настолько значительными, что я счел возможным допустить некоторый параллелизм в изложении.

В составлении нового издания III тома принимали участие те же авторы, что и в первом издании. Большую помощь при окончательном редактировании мне оказал Б. Л. Лившиц, которому я приношу здесь мою благодарность.

*Гр. Ландсберг*

Москва, октябрь 1956 г.

## ПРЕДИСЛОВИЕ К ПЕРВОМУ ИЗДАНИЮ

В третьем томе «Элементарного учебника физики» сосредоточены все вопросы, связанные с изучением о колебаниях и волнах. Механические колебания и упругие волны заканчиваются рассмотрением вопросов акустики. Главы об электромагнитных колебаниях и волнах естественно приводят к рассмотрению важнейших применений этого круга проблем — к изложению основ радиофизики и радиотехники, начиная с изобретения радио А. С. Поповым, и к идее об электромагнитной природе света и изложению основ оптики волновой (физической) и лучевой (геометрической). Том заканчивается очерком явлений, связанных с современной теорией атома. Как и в предыдущих томах, в книге помещено довольно много задач, решение которых является важным моментом в усвоении материала учебника.

Главы, касающиеся механических и электромагнитных колебаний и вопросов акустики и радиофизики, написаны С. М. Рытовым. Геометрическая оптика составлена М. М. Сушинским при участии И. А. Яковлева. Физическая оптика написана Ф. С. Барышанской, а учение об атоме — Ф. Л. Шапиро.

Как и в предшествующих томах, мы стремились к тому, чтобы учащийся понял физическую сущность излагаемых явлений. Математические выкладки и в этом томе занимают малое место. Число вопросов, выходящих за пределы программы средней школы, очень ограничено. Но в стремлении сделать излагаемое вполне ясным мы рассматривали многие вопросы с большей полнотой, чем обычно делается в учебниках средней школы. Следует отметить также, что изложение явлений атомной и ядерной физики затрагивает больший круг вопросов, чем это делают в школьном преподавании. Допуская такое расширение, мы исходили из мысли о



необходимости осветить эти вопросы достаточно полно, имея в виду наиболее интересующихся. С другой стороны, в этих разделах трудно вполне последовательно разъяснить все затронутые проблемы, так что этот раздел книги носит характер учебника в меньшей степени, чем остальные. Мы надеемся, однако, что он сможет способствовать пробуждению серьезного интереса учащихся к этим важнейшим проблемам современной физики.

Настоящим томом заканчивается «Элементарный учебник физики». В его составлении приняло участие свыше десяти авторов. Это обстоятельство делало работу редактора особенно трудной и ответственной, ибо при полной согласованности относительно общих принципов, положенных в основу учебника, разнообразие подхода и манеры изложения у различных авторов неизбежно было очень велико. Несомненно, что, несмотря на все усилия редактора, это разнообразие отозвалось на характере изложения в большей степени, чем это, вероятно, желательно для учебника. Однако возможность опираться на широкий авторский коллектив представляет большие преимущества, позволяя воспользоваться сотрудничеством разнообразных специалистов, глубоко знающих сущность рассматриваемых проблем и трудности их изложения.

Поэтому я надеюсь, что, несмотря на все недостатки, этот труд принесет пользу нашей учащейся молодежи и будет способствовать повышению уровня понимания физических вопросов, а в связи с этим и повышению сознательного интереса к нашей науке. Выражением этой надежды я и позволю себе закончить многолетний труд, положенный на составление «Элементарного учебника физики».

*Гр. Ландсберг*

Москва, март 1952 г.

# ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

## КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ

---

### ГЛАВА I

#### ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ. МЕХАНИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ

**§ 1. Периодические движения. Период.** Среди всевозможных совершающихся вокруг нас механических движений часто встречаются **п о в т о р я ю щ и е с я** движения. Любое равномерное вращение является повторяющимся движением: при каждом обороте всякая точка равномерно вращающегося тела проходит те же положения, что и при предыдущем обороте, причем в такой же последовательности и с теми же скоростями. Если мы посмотрим, как раскачиваются от ветра ветви и стволы деревьев, как качается на волнах корабль, как ходит маятник часов, как движутся взад и вперед поршни и шатуны паровой машины или дизеля, как скачет вверх и вниз игла швейной машины; если мы будем наблюдать чередование морских приливов и отливов, перестановку ног и размахивание руками при ходьбе и беге, биения сердца или пульса, то во всех этих движениях мы заметим одну и ту же черту — многократное повторение одного и того же цикла движений.

В действительности не всегда и не при всяких условиях повторение совершенно одинаково. В одних случаях каждый новый цикл очень точно повторяет предыдущий (качания маятника, движения частей машины, работающей с постоянной скоростью), в других случаях различие между следующими друг за другом циклами может быть заметным (приливы и отливы, качания ветвей, движения частей машины при ее пуске или остановке). Отклонения от совершенно точного повторения очень часто настолько малы, что ими можно пренебречь и считать движение повторяющимся вполне точно, т. е. считать его **п е р и о д и ч е с к и м**.

*Периодическим называется повторяющееся движение, у которого каждый цикл в точности воспроизводит любой другой цикл.*

Продолжительность одного цикла называется *периодом*.

Очевидно, период равномерного вращения равен продолжительности одного оборота.

**§ 2. Колебательные системы. Свободные колебания.** В природе, и особенно в технике, чрезвычайно большую роль играют тела и устройства, которые сами по себе способны совершать периодические движения. «Сами по себе» — это значит: не будучи принуждаемы к этому действием периодических внешних сил. Такие колебания называют поэтому *свободными* колебаниями в отличие от *вынужденных*, протекающих под действием периодических внешних сил.

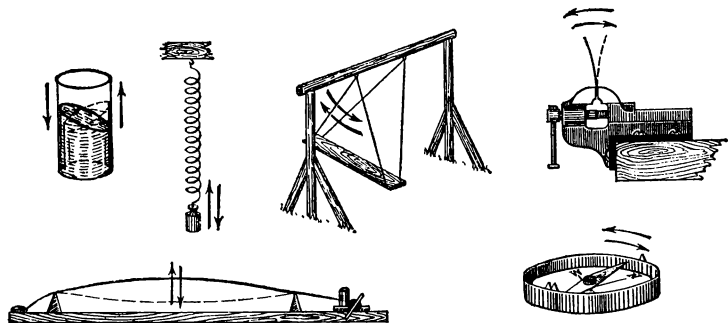


Рис. 1. Примеры свободных колебаний.

Если, например, периодически толкать дверь и тянуть ее обратно, то она будет открываться и закрываться, т. е. будет совершать периодическое вынужденное движение. Но сама по себе она не может двигаться периодически: если дверь толкнуть и предоставить самой себе, то движение не будет повторяющимся. Иное дело, если толкнуть или отклонить от вертикали висящий на веревке груз. Он начнет *качаться*, т. е. будет сам по себе совершать периодическое движение. Это и будут свободные колебания. Подобно этому в результате первоначального толчка будет периодически колебаться вода в стакане, груз, подвешенный на пружине, вагон или экипаж на своих рессорах, качели, зажатая одним концом металлическая пластинка, натянутая струна, стрелка компаса и т. д. (рис. 1).

Все такие тела или совокупности тел, которые сами по себе могут совершать периодические движения, или колебания, называются *колебательными системами*. Как сказано, колебания, совершающиеся в этих системах без воздействия внешних сил, являются *с в о б о д н ы м и*.

С колебательными системами приходится иметь дело не только в различных машинах и механизмах (в частности — часовых механизмах). Мы увидим далее, что колебательными системами является большинство источников звука, что распространение звука в воздухе возможно лишь потому, что сам воздух представляет собой своего рода колебательную систему. Более того, кроме *м е х а н и ч е с к и х* колебательных систем существуют *э л е к т р о м а г н и т н ы е* колебательные системы, в которых могут совершаться электрические колебания, составляющие основу всей радиотехники. Наконец, имеется очень много смешанных — *э л е к т р о м е х а н и ч е с к и х* — колебательных систем, используемых в самых различных технических областях.

Мы начнем наше изложение с изучения одной из простейших механических колебательных систем — маятника, при этом вплоть до § 12 мы будем иметь в виду *с в о б о д н ы е* колебания.

**§ 3. Маятник; кинематика его колебаний.** *Маятником является всякое тело, подвешенное так, что его центр*

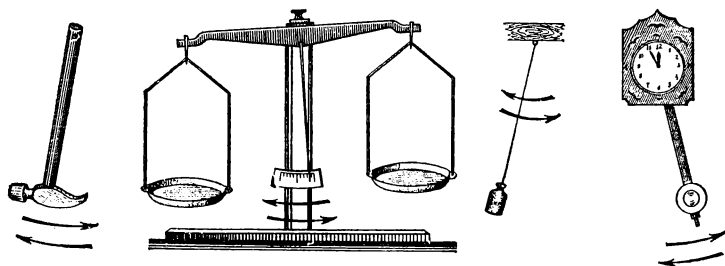


Рис. 2. Маятники.

*тяжести находится ниже точки подвеса. Молоток, висящий на гвозде, весы, груз на веревке — все это колебательные системы, подобные маятнику стальных часов (рис. 2).*

У всякой системы, способной совершать свободные колебания, имеется устойчивое положение равновесия. У маятника — это то положение, при котором центр тяжести находится на вертикали под точкой подвеса. Если мы выведем маятник из этого положения или толкнем

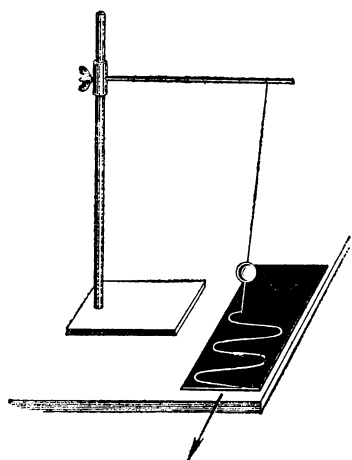


Рис. 3. Запись колебаний маятника на закопченной пластинке.

его, то он начнет колебаться, отклоняясь то в одну, то в другую сторону от положения равновесия. Наибольшее отклонение от положения равновесия, до которого доходит маятник, называется *амплитудой* колебаний. Величина амплитуды определяется тем первоначальным отклонением или толчком, которым маятник был приведен в движение. Это свойство — зависимость амплитуды от условий в начале движения — характерно не только для свободных колебаний маятника, но и вообще для свободных колебаний очень многих колебательных систем.

Прикрепим к маятнику кусочек тонкой проволоочки или конского волоса и будем двигать под этим волоском закопченную стеклянную пластинку, как показано на рис. 3.

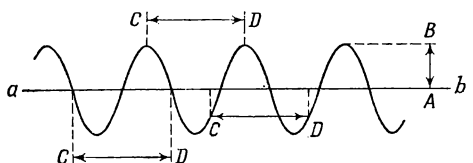


Рис. 4. Осциллограмма колебаний маятника:  
AB — амплитуда; CD — период.

Если двигать пластинку с постоянной скоростью в направлении, перпендикулярном к плоскости колебаний, то волосок прочертит на пластинке волнистую линию (рис. 4). Мы имеем в этом опыте простейший *осциллограф* — так называются приборы для записи колебаний. Кривые, кото-

рые записывает осциллограф, называются *осциллограммами*. Таким образом, рис. 4 представляет собой осциллограмму колебаний маятника. Амплитуда колебаний изображается на этой осциллограмме отрезком  $AB$ , дающим наибольшее отклонение волнистой кривой от прямой линии  $ab$ , которую волосок прочертил бы на пластинке при неподвижном маятнике (покоящемся в положении равновесия). Период изображается отрезком  $CD$ , равным расстоянию, на которое передвигается пластинка за период маятника.

Так как мы двигаем закопченную пластинку равномерно, то всякое ее перемещение пропорционально времени, в течение которого оно совершалось. Мы можем сказать поэтому, что вдоль прямой  $ab$  в определенном масштабе (зависящем от скорости движения пластинки) отложено время. С другой стороны, в направлении, перпендикулярном к  $ab$ , волосок отмечает на пластинке расстояния конца маятника от его положения равновесия, т. е. путь, пройденный концом маятника от этого положения. Таким образом, *осциллограмма есть не что иное, как график движения — график зависимости пути от времени*.

Как мы знаем, наклон линии на таком графике изображает скорость движения (т. I, § 19). Через положение равновесия маятник проходит с наибольшей скоростью. Соответственно этому и наклон волнистой линии на рис. 4 наибольший в тех точках, где она пересекает прямую  $ab$ . Наоборот, в моменты наибольших отклонений скорость маятника равна нулю. Соответственно этому и волнистая линия на рис. 4 в тех точках, где она наиболее удалена от  $ab$ , имеет касательную, параллельную  $ab$ , т. е. наклон, равный нулю.

**§ 4. Колебания камертона.** Мы уже отметили, что большинство источников звука является колебательными системами. Легко убедиться в том, что звучащий камертон колеблется, причем форма его колебаний такая же, как и у маятника.

В качестве осциллографа можно по-прежнему использовать закопченную пластинку, приклеив пишущий волосок к ножке камертона.

Но ввиду малости амплитуды и периода колебаний камертона с большим удобством можно применить осциллограф со световым указателем («зайчиком») и зеркальной разверткой, описанный ранее (т. II, § 153). На рис. 5 показано, как это сделать.

К ножке камертона приклеено легкое зеркальце А. Световой луч, отразившись от этого зеркальца и от зеркального барабана, дает на стене светлое пятнышко (световой указатель). Если ударить камертон, то мы увидим, что

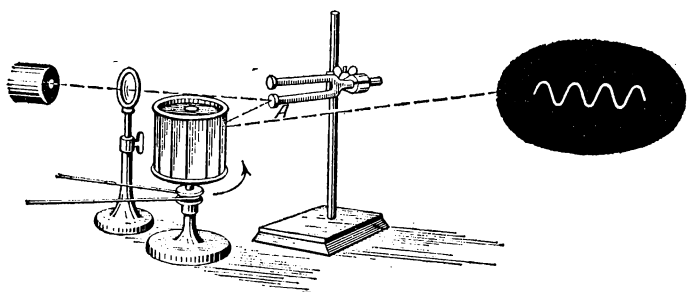


Рис. 5. Световой осциллограф с зеркальной разверткой.

пятнышко вытягивается в вертикальную полоску. Это происходит потому, что зеркальце А колеблется вместе с ножкой камертона.

Если теперь начать вращать барабан, то световому указателю будет сообщено горизонтальное перемещение, и полоска развернется в уже знакомую нам волнистую линию.

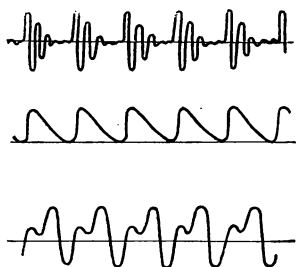


Рис. 6. Примеры колебаний одинакового периода, но разной формы.

Амплитуда и период не дают полного представления о характере периодического движения. Можно представить себе чрезвычайно разнообразные периодические движения, имеющие одинаковые амплитуду и период, но совершенно различные по форме колебаний (по виду осциллограмм). Несколько примеров осциллограмм таких движений, представляющих колебания

некоторых механических и электрических колебательных систем, показано на рис. 6.

Однако среди разнообразных по форме колебаний колебание маятника или камертона имеет особенное значение. Форма этого колебания характерна для очень большого числа колебательных систем. В частности, мы получим

такую же осциллограмму, как и для маятника, если прикрепим пишущий волосок к колеблющейся металлической пластинке или к грузу, колеблющемуся на пружине. Ту же форму колебаний дает нам осциллограмма переменного тока (т. II, § 154).

Поэтому необходимо подробнее ознакомиться с колебаниями указанной формы. В следующем параграфе мы увидим, что колебания такой формы, как у маятника, очень просто связаны с равномерным движением по окружности. Это даст нам и способ графического построения осциллограммы маятника.

**§ 5. Гармоническое колебание. Частота.** Прикрепим к равномерно вращающемуся диску шарик на стержне и осветим его сбоку (рис. 7). При вращении диска тень шарика будет колебаться взад и вперед. Нетрудно построить графическое изображение этих колебаний. На рис. 8 отмечены и занумерованы 16 последовательных положений шарика, взятых через каждую  $1/16$  полного оборота. Теми же цифрами от 1 до 16 занумерованы положения тени на стене  $AB$ ; эти точки получены путем опускания на прямую  $AB$  перпендикуляров из точек окружности. Именно так проектируется тень на стену, если шарик освещать пучком параллельных лучей.

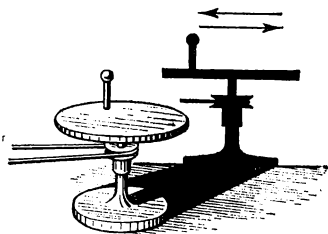


Рис. 7. Теневая проекция шарика, движущегося по окружности.

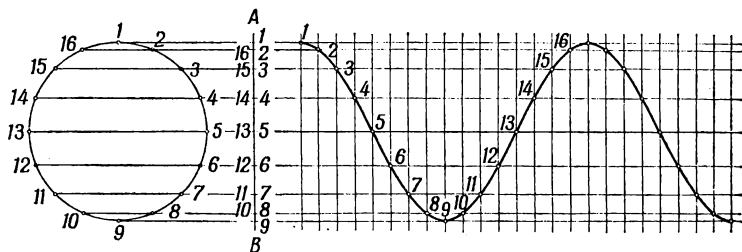


Рис. 8. Построение развертки гармонического колебания.

Для того чтобы развернуть колебания проекции шарика подобно тому, как это делает зеркальный барабан, построим



ряд равноотстоящих друг от друга прямых, параллельных  $AB$ . Последовательные положения проекции (тени)  $1, 2, 3, \dots, 16$  мы будем теперь наносить не на одной и той же прямой, а на следующих друг за другом, как это показано в правой части рис. 8. Проведя через отмеченные таким способом точки непрерывную кривую, мы находим волнистую линию, указывающую последовательные положения тени шарика, т. е. график его движения. Таким образом, мы получаем «осциллограмму» колебаний проекции шарика.

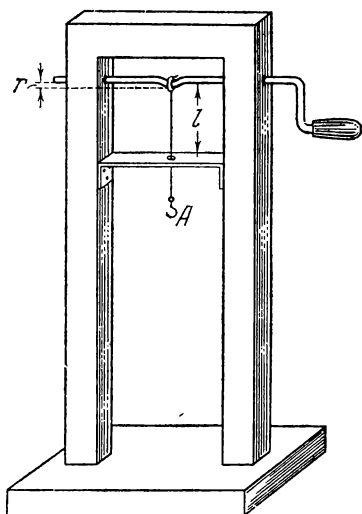


Рис. 9. Механизм для получения гармонического движения.

Крючок, прикрепленный к нити в точке  $A$ , совершает при вращении ручки гармоническое колебание в вертикальном направлении (с тем большей точностью, чем больше длина нити  $l$  по сравнению с прогибом вала  $r$ ).

Колебание, какое совершает при равномерном движении точки по окружности проекция этой точки на какую-либо прямую, называется *гармоническим* (или простым) *колебанием*.

Гармоническое колебание является, таким образом, специальным, частным видом периодического колебания. Этот специальный вид колебания очень важен, так как он чрезвычайно часто встречается в самых различных колебательных системах.

Колебание груза на пружине, камертона, маятника, зажатой металлической

пластинки как раз и является по своей форме гармоническим. Следует заметить, что при больших амплитудах колебания указанных систем имеют несколько более сложную форму, но они тем ближе к гармоническим, чем меньше амплитуда колебаний.

Колебание, весьма близкое к гармоническому, можно осуществить при помощи механизма, показанного на рис. 9. При равномерном вращении ручки конец  $A$  натянутой нитки периодически ходит вверх и вниз. Если длина  $l$  участка нитки до отверстия велика по сравнению с прогибом вала  $r$ ,

то движение точки  $A$  будет очень близко к гармоническому колебанию. Мы воспользуемся этим простым устройством в дальнейшем.

Заметим, что в определении гармонического колебания речь идет о п а р а л л е л ь н о й проекции, т.е. положения точки, движущейся по окружности, сносятся на прямую  $AB$  (рис. 8) посредством параллельных между собой перпендикуляров к  $AB$ .

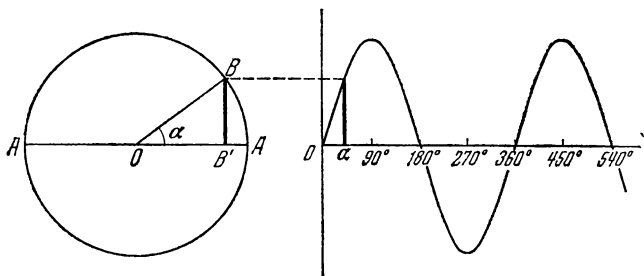


Рис. 10. Построение синусоиды.

Если на горизонтальной оси откладывать центральный угол  $\alpha$  (рис. 10), а на вертикальной — перпендикуляр  $BB'$ , опущенный из конца вращающегося радиуса  $OB$  на неподвижный диаметр  $AA'$  (угол  $\alpha$  отсчитывается от неподвижного радиуса  $OA$ ), то получится кривая, называемая *синусоидой*. Для каждой абсциссы  $\alpha$  ордината этой кривой  $BB'$  пропорциональна синусу угла  $\alpha$ , так как

$$\sin \alpha = \frac{BB'}{OB}.$$

Сравнивая это построение с только что описанным построением развертки гармонического колебания, нетрудно усмотреть их полное тождество. Таким образом, «волнистая кривая», изображающая гармоническое колебание, есть синусоида. Поэтому очень часто гармоническое, или простое, колебание называют также *синусоидальным* колебанием.

Число циклов гармонического колебания, совершенных за 1 сек, называется *частотой* этого колебания. Если период маятника равен 1 сек (секундный маятник), то за 1 сек совершается один цикл и частота равна единице. Единицу

частоты называют *циклом в сек*, или *герцем* (сокращенно *гц*) — в честь Герца <sup>1)</sup>, получившего электрические колебания, о которых мы будем говорить ниже. Как обычно, приставки к и л о и м е г а обозначают в тысячу и в миллион раз более крупные единицы:

$$\begin{aligned} 1 \text{ килогерц (1 килоцикл в сек)} &= 1\,000 \text{ герц,} \\ 1 \text{ мегагерц (1 мегацикл в сек)} &= 1\,000\,000 \text{ герц} = \\ &= 1\,000 \text{ килогерц.} \end{aligned}$$

Если период равен 5 *сек*, то частота будет 1/5 герца. Вообще, обозначая продолжительность периода, выраженную в секундах, через  $T$ , а частоту, выраженную в герцах, через  $n$ , будем иметь:

$$n = \frac{1}{T}.$$

Таким образом, для гармонического колебания значение периода  $T$  определяет собой и частоту  $n=1/T$ . Однако следует помнить, что такая связь между частотой и периодом характеризует только гармоническое (синусоидальное) колебание. У периодического колебания и н о й ф о р м ы, негармонического, нет о д н о й определенной частоты, хотя оно и имеет определенный период  $T$ . Мы увидим далее, что это значит (§ 17). Поэтому, когда мы говорим о колебании с о п р е д е л е н н о й ч а с т о т о й, то при этом всегда понимается г а р м о н и ч е с к о е колебание, а не периодическое движение произвольной формы.

В природе и в технике приходится встречаться с механическими колебаниями, частоты которых чрезвычайно различны. Например, маятник, который был подвешен для демонстрации опыта Фуко <sup>2)</sup> под куполом Исаакиевского собора в Ленинграде, имел период  $T$  около 20 *сек*, т. е. частоту  $n=0,05$  *гц*; частота колебаний железнодорожного вагона на его рессорах составляет около 1 *гц*; камертоны могут колебаться с частотами от десятков герц до нескольких килогерц. Физики умеют получать так называемые ультразвуковые колебания (о них мы еще будем говорить ниже) с частотами, достигающими до нескольких десятков

---

<sup>1)</sup> Генрих Рудольф Г е р ц (1857—1894) — немецкий физик.

<sup>2)</sup> Опыт Фуко позволяет обнаружить по повороту плоскости, в которой происходят качания маятника, суточное вращение Земли.

мегагерц. Колебания атомов внутри молекул происходят с частотами в миллионы мегагерц. Таким образом, диапазон частот механических колебаний очень широк.

Говоря в перечисленных примерах колебаний о частоте, мы тем самым утверждаем, что эти колебания — гармонические.

**§ 6. Сдвиг фаз.** Могут ли чем-либо отличаться друг от друга два гармонических колебания, имеющих одинаковые амплитуды и частоты? Возьмем два одинаковых маятника и отклоним их в одну и ту же сторону на один и тот же угол от вертикали. Если теперь их отпустить, то мы и

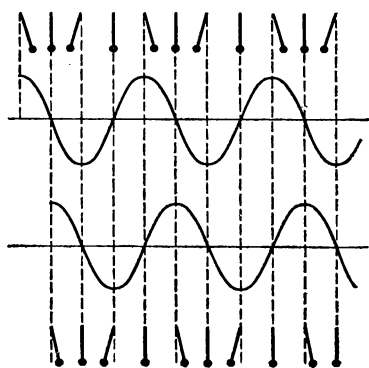


Рис. 11. Колебания маятников сдвинуты на четверть периода.

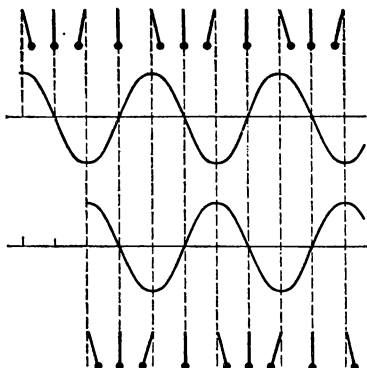


Рис. 12. Колебания маятников сдвинуты на полпериода.

получим два гармонических колебания с одинаковыми амплитудами и частотами. Казалось бы, никакого различия между ними быть не может.

Однако стоит нам отпустить маятники не одновременно, и мы сразу же увидим разницу: колебания будут сдвинуты по времени.

Отпустим сначала один маятник, а второй отпустим только тогда, когда первый будет проходить через положение равновесия, т. е. спустя четверть периода. С этим сдвигом по времени на четверть периода маятники и будут колебаться дальше (рис. 11).

Мы могли бы выждать полпериода от момента пуска первого маятника и тогда отпустить второй. Колебания были

бы сдвинуты на полпериода: маятники одновременно проходят при этом через положения равновесия, но движутся все время в противоположные стороны; при наибольшем отклонении одного из них вправо другой сильнее всего отклонен влево, и наоборот (рис. 12).

Нетрудно получить такие сдвинутые по времени колебания в опыте с теневой проекцией. Если на равномерно вращающемся диске укреплены два шарика в двух диаметрально противоположных точках (рис. 13), то их тени будут колебаться со сдвигом в полпериода, т. е. будут все время двигаться в противоположные стороны, одновременно проходя через среднее положение. Для того чтобы получить сдвиг в четверть периода, надо расположить шарики под центральным углом в  $90^\circ$  друг к другу (рис. 14).

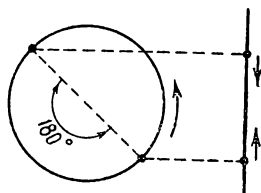


Рис. 13. Колебания теней сдвинуты по фазе на  $180^\circ$ .

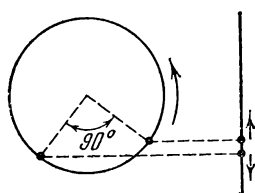


Рис. 14. Колебания теней сдвинуты по фазе на  $90^\circ$ .

В этом случае одна тень проходит через среднее положение тогда, когда другая наиболее отклонена. В вообще колебания на тени будут сдвинуты на такую часть периода, какую часть от полной окружности ( $360^\circ$ ) составляет угол между радиусами, на которых укреплены шарики.

Про колебания одинаковой частоты, но смещенные по времени, говорят, что они сдвинуты по фазе. Смещение по времени выражается в долях периода, а сдвиг, или разность фаз — в угловых единицах (градусах или радианах).

Если второе колебание запаздывает по сравнению с первым на  $1/8$  периода, то это значит, что оно отстает по фазе на  $360^\circ \cdot 1/8 = 45^\circ$ , или сдвинуто по фазе на  $-45^\circ$ . Если же второе колебание опережает первое на  $1/8$  периода, то говорят, что оно опережает его по фазе на  $45^\circ$ , или сдвинуто по фазе на  $+45^\circ$ .

Если колебания происходят без запаздывания, то их называют *синфазными*, или говорят, что они совершаются в фазе (т. е. в одинаковой фазе). При запаздывании одного из колебаний на полпериода говорят, что колебания происходят в *противофазе*.

Понятие сдвига, или разности, фаз характеризует, как мы видим, соотношение по времени между двумя гармоническими колебаниями. Можно, однако, говорить о фазе одного-единственного гармонического колебания. *Фазой гармонического колебания* называется угол, соответствующий времени, протекшему от какого-нибудь произвольно выбранного момента. Разумеется, один период колебания соответствует при этом по-прежнему  $360^\circ$ .

Итак, фаза колебания зависит от того, какой момент принят за начало отсчета времени. Разность же фаз двух колебаний не зависит от этого произвольного выбора.

**§ 7. Динамика колебаний маятника.** Маятники, изображенные на рис. 2, представляют собой протяженные тела различной формы и размеров, совершающие колебания около точки подвеса или опоры. Такие системы называются *физическими маятниками*. В состоянии равновесия, когда центр тяжести находится на вертикали под точкой подвеса (или опоры), сила тяжести уравновешивается (через упругие силы деформированного маятника) реакцией опоры. При отклонении из положения равновесия сила тяжести и упругие силы определяют в каждый момент времени угловое ускорение маятника, т. е. определяют характер его движения (колебания). Мы рассмотрим теперь динамику колебаний подробнее на простейшем примере так называемого *математического маятника*, который представляет собой грузик малого размера, подвешенный на длинной тонкой нити.

В математическом маятнике мы можем пренебречь массой нити и деформацией грузика, т. е. можем считать, что масса маятника сосредоточена в грузике, а упругие силы сосредоточены в нити, которую считают нерастяжимой. Посмотрим теперь, под действием каких сил происходит колебание нашего маятника после того, как он каким-либо способом (толчком, отклонением) выведен из положения равновесия.

Когда маятник покоится в положении равновесия, то сила тяжести, действующая на его грузик и направленная

вертикально вниз, уравнивается силой натяжения нити. В отклоненном положении (рис. 15) сила тяжести  $P$  действует под углом к силе натяжения  $Q$ , направленной вдоль нити. Разложим силу тяжести на две составляющие: вдоль по направлению нити ( $P_2$ ) и перпендикулярно к нему ( $P_1$ ). При колебаниях маятника натяжение нити  $Q$  несколько превышает составляющую  $P_2$  — на величину центростремительной силы, которая заставляет груз двигаться по дуге. Составляющая же  $P_1$  всегда направлена в сторону положения равновесия; она как бы стремится восстановить это положение. Поэтому ее часто называют *восстанавливающей* силой. По величине  $P_1$  тем больше, чем больше отклонен маятник.

Итак, как только маятник при своих колебаниях начинает отклоняться от положения равновесия, скажем, вправо, появляется сила  $P_1$ , замедляющая его движение тем сильнее, чем дальше он отклонен. В конечном счете эта сила

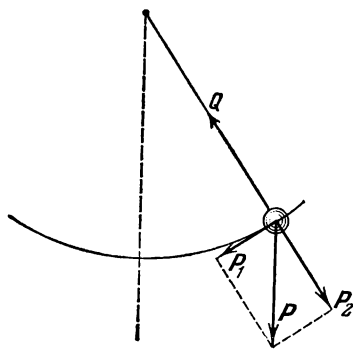


Рис. 15. Восстанавливающая сила ( $P_1$ ) при отклонении маятника от положения равновесия.

его остановит и повлечет обратно к положению равновесия. Однако по мере приближения к этому положению сила  $P_1$  будет становиться все меньше и в самом положении равновесия обратится в нуль. Таким образом, через положение равновесия маятник проходит по инерции. Как только он начнет отклоняться влево, опять появится растущая с увеличением отклонения сила  $P_1$ , но теперь уже направленная вправо. Движение влево опять будет замед-

ляться, затем маятник на мгновение остановится, после чего начнется ускоренное движение вправо и т. д.

Что происходит с энергией маятника при его колебаниях?

Два раза в течение периода — при наибольших отклонениях влево и вправо — маятник останавливается, т. е. в эти моменты скорость равна нулю, а значит, равна нулю и кинетическая энергия. Зато именно в эти моменты центр тяжести маятника поднят на наибольшую высоту и, следовательно, потенциальная энергия является наибольшей.

Наоборот, в моменты прохождения через положение равновесия потенциальная энергия наименьшая, а скорость и кинетическая энергия достигают наибольшей величины.

Мы предположим, что силами трения маятника о воздух и трением в точке подвеса можно пренебречь <sup>1)</sup>. Тогда по закону сохранения энергии эта наибольшая кинетическая энергия как раз равна избытку потенциальной энергии в положении наибольшего отклонения над потенциальной энергией в положении равновесия.

Итак, при колебаниях маятника происходит периодический переход кинетической энергии в потенциальную и обратно, причем период этого процесса вдвое короче периода колебаний самого маятника. Однако полная энергия маятника (сумма потенциальной и кинетической энергий) все время постоянна. Она равна той энергии, которая была сообщена маятнику при пуске, безразлично — в виде ли потенциальной энергии (начальное отклонение) или в виде кинетической (начальный толчок).

Так обстоит дело при всяких колебаниях в отсутствие трения или каких-либо иных процессов, отнимающих энергию у колеблющейся системы или сообщаящих ей энергию. Именно поэтому амплитуда сохраняется неизменной и определяется величиной начального отклонения или толчка.

Те же самые изменения восстанавливающей силы  $P_1$  и такой же переход энергии мы получим, если вместо подвешивания шарика на нити заставим его кататься в вертикальной плоскости в сферической чашке или в изогнутом по окружности желобе. В этом случае роль натяжения нити возьмет на себя давление стенок чашки или желоба (трением шарика о стенки и воздух мы опять-таки пренебрегаем).

**§ 8. Формула периода математического маятника.** Период колебаний физического маятника зависит от многих обстоятельств: от размеров и формы тела, от расстояния между центром тяжести и точкой подвеса и от распределения массы тела относительно этой точки; поэтому вычисление периода подвешенного тела — довольно сложная задача. Проще обстоит дело для математического

---

<sup>1)</sup> Ниже, в § 11, мы примем во внимание силы трения.



маятника. Из наблюдений над подобными маятниками можно установить следующие простые законы:

1. Если, сохраняя одну и ту же длину маятника (расстояние от точки подвеса до центра тяжести груза), подвешивать разные грузы, то период колебаний получится один и тот же, хотя массы грузов сильно различаются. *Период математического маятника не зависит от массы груза.*

2. Если при пуске маятника отклонять его на разные (но не слишком большие) углы, то он будет колебаться с одним и тем же периодом, хотя и с разными амплитудами. Пока не слишком велики амплитуды, колебания достаточно близки по своей форме к гармоническому (см. § 5) и *период*

*математического маятника не зависит от амплитуды колебаний (это свойство называется изохронизмом <sup>1)</sup>).*

Впервые этот факт был установлен в 1655 г. Галилеем якобы при следующих обстоятельствах. Галилей наблюдал в Пизанском соборе качания паникадила на длинной цепи, которое толкнули при зажигании. В течение богослужения размахи качаний постепенно затухали (см.

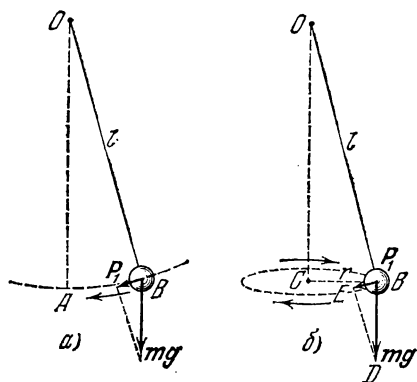


Рис. 16. Колебания маятника в плоскости (а) и движение по конусу (б)

ниже, § 11), т. е. амплитуда колебаний уменьшалась, но период оставался одним и тем же. В качестве указателя времени Галилей пользовался собственным пульсом.

Выведем теперь формулу для периода колебаний математического маятника.

При качаниях маятника груз движется ускоренно по дуге  $BA$  (рис. 16, а) под действием восстанавливающей силы  $P_1$ , величина которой меняется при движении. Расчет движения тела под действием непостоянной силы довольно сложен. Поэтому мы для упрощения поступим следующим образом.

<sup>1)</sup> Изос — равный, хронос — время (греч.).

Заставим маятник совершать не колебание в одной плоскости, а описывать конус так, чтобы груз двигался по окружности (рис. 16, б). Это движение может быть получено в результате сложения двух независимых колебаний: одного — по-прежнему в плоскости рисунка и другого — в перпендикулярной плоскости. Очевидно, периоды обоих этих плоских колебаний одинаковы, так как любая плоскость качаний ничем не отличается от всякой другой. Следовательно, и период сложного движения — обращения маятника по конусу — будет тот же, что и период качания в одной плоскости. Этот вывод можно легко иллюстрировать непосредственным опытом, взяв два одинаковых маятника и сообщив одному из них качание в плоскости, а другому — вращение по конусу.

Но период обращения «конического» маятника равен длине описываемой шариком окружности, деленной на скорость:

$$T = \frac{2\pi r}{v}.$$

Если угол отклонения от вертикали не велик (малые амплитуды!), то можно считать, что восстанавливающая сила  $P_1$  направлена по радиусу окружности  $BC$ , т. е. равна центростремительной силе:

$$P_1 = \frac{mv^2}{r}.$$

С другой стороны, из подобия треугольников  $OBC$  и  $DBE$  следует, что  $BE : BD = CB : OB$ . Так как  $OB = l$ ,  $CB = r$ ,  $BE = P_1$ ,  $BD = mg$ , то отсюда

$$P_1 = \frac{r \cdot mg}{l}.$$

Приравняв оба выражения  $P_1$  друг другу, мы получаем для скорости обращения:

$$v = r \sqrt{\frac{g}{l}}.$$

Наконец, подставив это в выражение периода  $T$ , находим:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}.$$

Итак, период математического маятника зависит только от ускорения силы тяжести  $g$  и от длины маятника  $l$ , т. е. расстояния от точки подвеса до центра тяжести груза. Из

полученной формулы следует, что период маятника не зависит от его массы и от амплитуды (при условии, что она достаточно мала). Другими словами, мы получили путем расчета те основные законы, которые были установлены ранее из наблюдений.

Но наш теоретический вывод дает нам больше: он позволяет установить *количественную* зависимость между периодом маятника, его длиной и ускорением силы тяжести. *Период математического маятника пропорционален корню квадратному из отношения длины маятника к ускорению силы тяжести.* Коэффициент пропорциональности равен  $2\pi$ .

На зависимости периода маятника от ускорения силы тяжести основан очень точный способ определения этого ускорения. Измерив длину маятника  $l$  и определив из большого числа колебаний период  $T$ , мы можем вычислить с помощью полученной формулы  $g$ . Этот способ широко используется на практике.

Известно (см. Механика, т. I), что ускорение силы тяжести зависит от географической широты места (на полюсе  $g=983,216$  см/сек<sup>2</sup>, а на экваторе  $g=978,030$  см/сек<sup>2</sup>). Наблюдения над периодом качаний некоторого эталонного маятника позволяют изучить распределение ускорения силы тяжести по широте. Метод этот настолько точен, что с его помощью можно обнаружить и более тонкие различия в значении  $g$  на земной поверхности. Оказывается, что даже на одной параллели величина  $g$  в разных точках земной поверхности различна. Эти *аномалии* в распределении ускорения силы тяжести связаны с неравномерной плотностью земной коры. Они используются для изучения распределения плотности, в частности для обнаружения залегания в толще земной коры каких-либо полезных ископаемых. Обширные *гравиметрические* измерения, позволившие судить о залегании плотных масс, были выполнены в СССР в области так называемой Курской магнитной аномалии (см. т. II, § 131) под руководством академика П. П. Лазарева. В соединении с данными об аномалии земного магнитного поля эти гравиметрические данные позволили установить распределение залегания железных масс, обуславливающих Курскую магнитную и гравитационную аномалии.

**§ 9. Упругие колебания.** У маятника восстанавливающая сила обязана своим возникновением силе тяжести. Но для колебаний существенно только само наличие восстанавливающей силы, т. е. такой силы, которая всегда направлена к положению равновесия и, вообще говоря, увеличивается с удалением от этого положения. Такого рода силы возникают также при деформации твердых тел и представляют собой упругие силы (см. т. I, § 58). Следовательно,

эти упругие силы тоже могут вызывать колебания. По происхождению восстанавливающей силы такие колебания называются *упругими*. Выше мы уже приводили ряд примеров. Колебания тела, подвешенного на пружине (такое устройство часто называют пружинным маятником), вагона на рессорах, пластинки, зажатой в тиски, колебания камертона, натянутой струны, моста, фундамента, фабричной трубы или высокого здания — все это упругие колебания.

В соответствии с иным происхождением восстанавливающей силы потенциальная энергия упругих колебаний есть энергия деформации упругого тела, а не потенциальная энергия силы тяжести, как у маятника. В остальном динамика упругих колебаний та же, что и у маятника. И здесь мы имеем дважды за период переход кинетической энергии в потенциальную (энергию деформации) и обратно.

Особенно просто проследить все стадии этого процесса на примере тела, например шарика, колеблющегося на пружинах. В этом случае можно считать, что энергия деформации имеется только у пружин, а не у шарика, деформацией которого можно пренебречь. Если же масса тела велика по сравнению с массой пружин, то можно считать, что кинетическая энергия имеется только у тела, а не у пружин, массой которых мы пренебрегаем. Таким образом, переход энергии из кинетической в потенциальную и обратно является вместе с тем переходом энергии от тела к пружинам и обратно.

На рис. 17 показаны четыре положения такой колебательной системы, взятые через каждые  $1/4$  периода.

Взяв при тех же пружинах тело с большей массой, легко убедиться, что частота колебаний уменьшится.

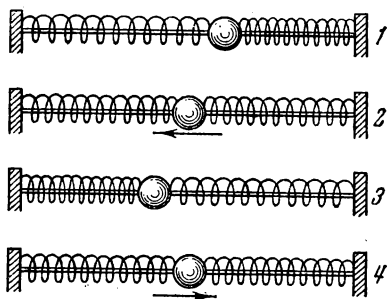


Рис. 17. Колебания тела на пружинах.

В положении 1 тело наиболее сильно отклонено вправо, одна пружина сжата, другая растянута, скорость и кинетическая энергия равны нулю, вся энергия потенциальная. В положении 2 пружины не деформированы, тело с наибольшей скоростью проходит через положение равновесия, вся энергия кинетическая. В положении 3 происходит то же, что и в положении 1. В положении 4 отличие от положения 2 только в направлении скорости.

С помощью секундомера можно убедиться в том, что четырехкратное увеличение массы тела удлинит период колебаний (т. е. уменьшает их частоту) в два раза. При массе, увеличенной в девять раз, период увеличится в три раза. *Период упругих колебаний пропорционален квадратному корню из массы тела.* Этот результат будет получаться на опыте тем точнее, чем лучше выполнены описанные условия, когда можно считать массу сосредоточенной в одной точке (центре тяжести тела) и не принимать во внимание массу пружин. Однако во всех случаях увеличение массы упругой колебательной системы влечет за собой замедление колебаний, увеличение их периода.

Прделаем теперь опыт, оставив тело прежней массы, но заменив пружину более жесткой. Мы тотчас же увидим, что период колебаний уменьшился. Таким образом, *период упругих колебаний тем меньше, чем больше жесткость пружины, т. е. чем меньше упругость системы.*

Исследование упругих колебаний груза на пружине показывает, что при не слишком больших амплитудах эти колебания являются гармоническими, причем период их выражается формулой, аналогичной формуле математического маятника:



$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}.$$

Здесь  $m$  — масса колеблющегося груза;  $k$  — коэффициент жесткости пружины, т. е. сила, необходимая для растяжения пружины на 1 см.

Рис. 18. Крутильные колебания диска, подвешенного на проволоке.

**§ 10. Крутильные колебания.** Важным случаем упругих колебаний являются так называемые *крутильные колебания*, при которых тело поворачивается туда и обратно около оси, проходящей через его центр тяжести.

Если, например, подвесить на проволоке диск (рис. 18), повернуть его так, чтобы проволока закрутилась, и затем отпустить, то диск начнет раскручиваться, закрутится в обратную сторону и т. д., т. е. будет совершать крутильные колебания. При этом также дважды за период имеет место переход кинетической энергии движущегося диска в потенциальную энергию (энергию деформации) закручиваю-

щейся проволоки или изгибающейся пружины и обратно. Крутильные колебания нередко имеют место в валах двигателей, в частности в гребных валах паровых машин, и при известных условиях, о которых речь будет ниже, могут оказаться очень вредными (§ 15).

В ручных и карманных часах нельзя использовать подвесной маятник; в них применяется так называемый *балансир* (рис. 19) — колесико, к оси которого прикреплена спиральная пружина («волосок»). Балансир периодически поворачивается туда и обратно, причем при этих крутильных колебаниях пружинка изгибается (раскручивается и закручивается) в обе стороны от своего равновесного состояния. Таким образом, балансир представляет собой к р у т и л ь н ы й м а я т н и к.

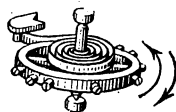
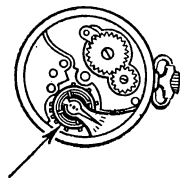


Рис. 19. Часовой балансир.

Для периода крутильных колебаний сохраняют силу те же закономерности, что и для периода любых упругих колебаний: период тем больше, чем меньше жесткость системы и чем больше ее масса (при неизменной форме).

При крутильных колебаниях существенна не только величина массы тела, но и ее распределение относительно оси вращения. Если, например, мы подвесим на проволоке гантель, состоящую из спицы,

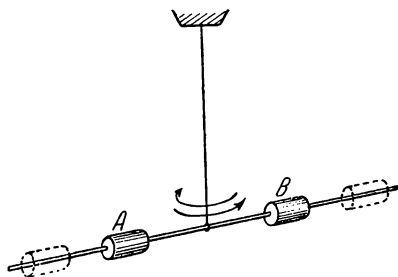


Рис. 20. Крутильные колебания гантели.

на которую симметрично насажены два одинаковых груза *A* и *B* (рис. 20), то при раздвигании грузов частота крутильных колебаний будет уменьшаться, хотя масса гантели остается прежней. Оставляя грузы *A* и *B* на прежних местах, но беря их более массивными, мы увидим, что частота тоже делается меньше.

Крутильные колебания при небольших углах закручивания (малых угловых «амплитудах») также являются гармоническими. Период их определяется соотношением

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{J}{D}},$$

где *D* — коэффициент, характеризующий жесткость системы. Численно

$D$  равен закручивающему моменту, дающему поворот на 1 радиан. Если упругие силы обусловлены закручиванием нити или проволоки, то  $D$  — это так называемая крутильная жесткость этих тел.  $J$  характеризует распределение массы относительно оси вращения (так называемый «момент инерции», играющий во вращательном движении такую же роль, какую играет масса в поступательном движении). Например, для гантели  $J=2mr^2$ , где  $m$  — масса каждого груза, а  $r$  — расстояние от грузов до оси вращения.

**§ 11. Влияние трения. Затухание.** Рассматривая свободные колебания маятника, шарика с пружинами, диска и т. д., мы отвлекались до сих пор от явления, которое неизбежно имеет место в каждом из описанных выше опытов и вследствие которого колебания не являются строго периодическими, а именно: амплитуда колебаний с каждым разом делается все меньше и меньше, так что рано или поздно колебания прекращаются. Это явление называется *затуханием колебаний*.

Причина затухания заключается в том, что во всякой колебательной системе, кроме восстанавливающей силы, всегда действуют разного рода силы трения, сопротивление воздуха и т. п., которые тормозят движение. При каждом размахе часть полной колебательной энергии (потенциальной и кинетической) расходуется на работу против сил трения. В конечном счете на эту работу уходит весь запас энергии, сообщенный колебательной системе первоначально (см. т. I, § 102—104).

Затрата энергии на работу против сил трения может иметь весьма разнообразный характер. Возможно трение между твердыми поверхностями, например, трение призмы коромысла весов об опору. Энергия может затрачиваться на преодоление сопротивления среды (воздух, вода) (см. т. I, § 64, 65). Кроме того, колеблющиеся тела приводят в движение окружающую среду, отдавая на это при каждом колебании часть своей энергии (см. т. I, § 67). Наконец, сами деформации пружин, пластинок, проволок и т. д. тоже происходят с некоторой потерей энергии на внутреннее трение в материале, из которого эти тела сделаны (т. I, § 202).

*Незатухающие свободные колебания, которые происходили бы в колебательной системе в отсутствие трения, называются собственными колебаниями системы.*

Отвлекаясь до сих пор от сил трения, мы рассматривали, таким образом, именно эти идеальные, строго периодиче-

ские собственные колебания, чем сознательно упрощали себе изучение колебаний за счет несколько неточного их описания. Такое упрощение является, однако, возможным и пригодным только потому, что у многих колебательных систем трение и вызываемое им затухание действительно малы: система успевает совершить очень большое

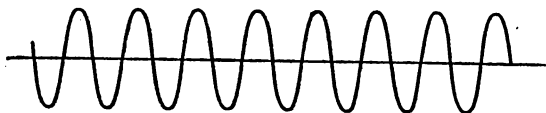


Рис. 21. Незатухающие колебания.

число колебаний, прежде чем их амплитуда уменьшится заметным образом. При изучении таких систем с достаточно малым затуханием можно для очень многих вопросов совсем не учитывать этого затухания и считать свободные



Рис. 22. Затухающие колебания.

колебания системы строго периодическими, т. е. рассматривать собственные колебания, как это мы и делали выше.

Колебание, которое в отсутствие затухания было бы гармоническим (собственное колебание), при наличии затухания, конечно, перестает быть гармоническим; более того, благодаря затуханию движение уже не будет и периодическим. Его осциллограмма представляет собой не повторяющуюся линию (рис. 21), а линию, размахи которой делаются все меньше и меньше (рис. 22). Увеличивая тем или иным способом трение, мы можем дойти до столь больших затуханий, при которых система останавливается после первого же размаха, или даже до первого перехода через положение равновесия (рис. 23). Такие сильно затухающие движения колебательной системы называются *апериодическими*.

Воспользовавшись колебаниями груза на пружине, легко наблюдать рост затухания при увеличении трения. Если груз поместить в воду, то затухание колебаний резко



возрастет по сравнению с затуханием в воздухе. В масле оно будет еще больше, чем в воде: движение получится аperiодическим или близким к аperiодическому. Чем менее обтекаемой является форма груза (при той же массе), тем больше затухание, так как тем больше энергии отдается на приведение в движение окружающей среды (см. т. I, § 190).

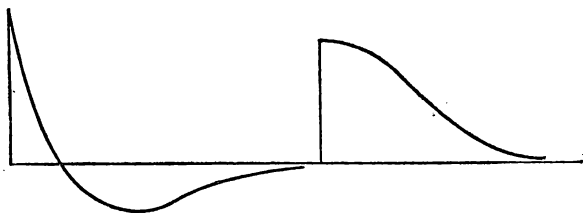


Рис. 23. Аperiодические движения.

На практике встречается надобность как в уменьшении, так и в увеличении затухания. Например, ось балансира часов кончается остриями, которые упираются в хорошо отполированные конические подпятники из твердого камня (агата, рубина). Это делается для того, чтобы баланsir имел малое затухание. Наоборот, во многих измерительных приборах желательно, чтобы подвижная часть устройства устанавливалась при измерениях быстро, не совершая большого числа колебаний, или даже аperiодически. С этой целью применяются различные демпферы — устройства, увеличивающие трение и вообще потерю энергии. Используются пластинки, прикрепленные к подвижной части прибора и погруженные в масло; применяются электромагнитные демпферы, основанные на торможении, которое испытывает движущаяся между полюсами электромагнита металлическая пластинка благодаря возникающим в ней при этом вихревым электрическим токам (рис. 24) (см. т. II, § 144), и т. д.

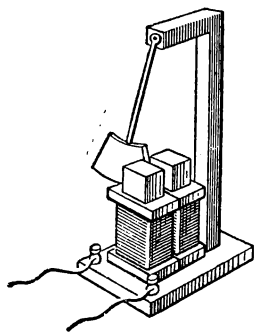


Рис. 24. Маятник, демпфированный вихревым электрическим током.

Трение влияет не только на амплитуду колебаний (затухание), но и на продолжительность размахов. Мы не можем называть эту продолжительность периодом, так как затухающее колебание — движение неperiодическое. Однако, если затухание невелико, то условно можно говорить о «периоде», понимая под этим время между двумя прохождениями через положение равновесия в одном и том же направ-

лении. С увеличением трения «период» удлиняется.

Характерной чертой колебательных систем является то, что влияние небольшого трения на «период» колебаний гораздо меньше, чем на амплитуду. Это обстоятельство сыграло огромную роль в усовершенствовании часов. Еще Галилей высказал мысль об использовании в часах маятника, т. е. колебательной системы.

Первые часы с маятником построил Гюйгенс <sup>1)</sup> в 1673 г. Этот год можно считать датой рождения современных часов, вытеснивших затем все предшествующие часовые устройства. Произошло это в большой мере потому, что ход часов с маятником очень мало чувствителен к изменениям такого не постоянного по величине фактора, как трение. У прежних же безмаятниковых часов (например, водяных — см. т. I, § 8) скорость хода зависела от величины трения очень сильно.

**§ 12. Вынужденные колебания.** Выше мы говорили о свободных колебаниях, т. е. о периодических движениях, которые совершаются колебательной системой, если ее вывести из состояния равновесия и затем предоставить самой себе. Но мы уже упоминали и о таких случаях, когда периодическое движение тела происходит не свободно, а в результате действия периодически меняющейся силы. Подобные повторяющиеся силы вызывают периодическое движение даже таких тел, которые сами не являются колебательными системами. Вспомним, например, периодическое открывание и закрывание двери или движение иглы в швейной машине. Нетрудно заметить, что период движения, вызванного периодически меняющейся силой, равен периоду силы.

Но как будет обстоять дело в том случае, если периодическая сила действует на колебательную систему? Ведь у колебательной системы есть свой собственный период, т. е. период собственных колебаний, а сила

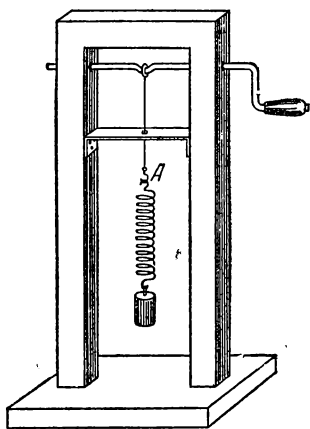


Рис. 25. Вынужденные колебания груза на пружине.

---

<sup>1)</sup> Христиан Гюйгенс (1629—1695) — голландский физик и математик.

может меняться с каким-либо другим периодом. Каков же будет период движения?

Возьмем в качестве колебательной системы груз, висающий на пружине, и подвесим этот пружинный маятник на конце нитки того механизма (рис. 25), который был описан в § 5. При равномерном вращении ручки движение точки подвеса маятника позволяет нам осуществить действие на маятник гармонической силы. Период изменения этой силы равен, очевидно, периоду вращения ручки.

Когда мы начинаем равномерно вращать ручку, груз приходит в движение, которое первоначально бывает довольно сложным. Но спустя несколько оборотов мы увидим, что движение груза стало правильным периодическим колебанием. При этом, с какой бы скоростью мы ни вращали ручку, установившееся колебание груза будет происходить с периодом, равным периоду вращения ручки.

Таким образом:

1) *В колебательной системе, на которую действует периодически меняющаяся сила, устанавливается периодическое движение.* В отличие от собственных колебаний периодические движения такого рода называются *вынужденными колебаниями.*

2) *Период вынужденных колебаний равен периоду действующей силы.*

Из-за наличия трения и других потерь энергии свободные колебания, как мы видели, затухают. Они являются незатухающими лишь в идеальном случае полного отсутствия всякого трения (собственные колебания). Вынужденные же колебания, несмотря на наличие трения, являются действительно периодическими, повторяющимися все время, пока действует периодическая сила. Это объясняется тем, что при вынужденных колебаниях энергия, затрачиваемая на трение, восполняется непрерывно за счет работы действующей на систему периодической силы, тогда как при свободных колебаниях запас энергии сообщается системе только в начале движения, и движение продолжается лишь до тех пор, пока этот запас не исчерпается.

**§ 13. Резонанс.** Обратим теперь внимание на амплитуду вынужденных колебаний груза в том опыте, который описан в предыдущем параграфе. При различных ско-

ростях вращения ручки, т. е. при различных периодах вынуждающей силы, эта амплитуда далеко не одинакова.

Если мы будем вращать ручку очень медленно, скажем, делать один оборот за 3—5 сек, то груз вместе с пружиной будет перемещаться вверх и вниз так же, как и точка *A*. Таким образом, амплитуда вынужденных колебаний груза будет почти такая же, как и амплитуда точки *A*, т. е. 0,5—1 см. При более быстром вращении груз начнет колебаться сильнее. Размах вынужденных колебаний станет очень большим — в несколько раз больше амплитуды точки *A*, — если период вращения ручки, т. е. период силы, сделать близким к собственному периоду колебаний груза на пружине. Однако при еще более быстром вращении ручки мы увидим, что амплитуда вынужденных колебаний опять становится меньше. Очень быстрое вращение ручки оставит груз почти неподвижным.

То же самое легко наблюдать и на вынужденных колебаниях маятника. Периодическую силу в этом случае проще всего создать посредством покачивания стойки, на которой подвешен маятник.

Эти и многочисленные аналогичные опыты показывают, что при действии периодической силы на колебательную систему особенное значение имеет случай, когда период изменения силы совпадает с собственным периодом колебательной системы.

Совпадение периода собственного колебания системы с периодом внешней силы, действующей на эту систему, называется *резонансом*. Таким образом, *амплитуда вынужденного колебания достигает наибольшего значения при резонансе*.

Явления, возникающие при резонансе (например, установление максимальной амплитуды вынужденных колебаний), называют *резонансными явлениями*. Про силу, период которой совпадает с собственным периодом и которая вызывает тем самым наибольшую раскачку, наибольший «отклик» колебательной системы, говорят, что она *действует в резонанс*. Про систему, период которой равен периоду силы, говорят, что она *настроена в резонанс*.

Явление резонанса наглядно демонстрируется и следующим простым опытом. На рейке *AB* (рис. 26) подвешен массивный маятник *a* и легкие маятники *разной* длины, т. е. *различных* периодов.

Заставим маятник *a* качаться (в плоскости, перпендикулярной к рейке *AB*). Его качания вызовут периодическое

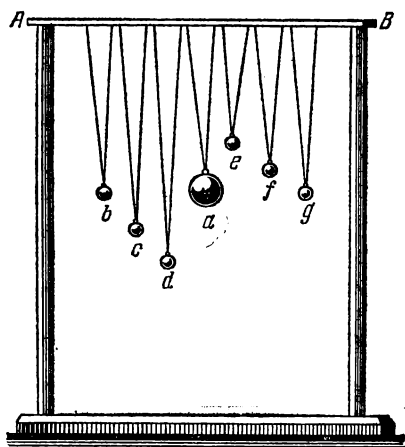


Рис. 26. Демонстрация резонанса на маятниках.

изгибание рейки, так что на все остальные маятники через их точки подвеса будет действовать сила с периодом маятника *a*. Мы увидим при этом, что маятники *d* и *e*, у которых периоды наиболее отличаются от периода маятника *a*, останутся почти неподвижными, т. е. их амплитуды будут очень малы. Маятники *c* и *f*, более близкие по своим периодам к *a*, будут колебаться с немного большей амплитудой. Наконец, маятники *b* и *g*, имеющие ту же длину,

что и *a*, т. е. настроенные в резонанс, раскачиваются до очень большой амплитуды.

**§ 14. Влияние трения на резонансные явления.** Существующее в системе трение, обуславливающее затухание ее свободных колебаний, имеет для резонансных явлений очень большое значение. В этом легко убедиться, наблюдая вынужденные колебания пружинного маятника (рис. 25) при различной величине трения. Для увеличения затухания можно воспользоваться по-прежнему опусканием груза в воду или масло.

Если груз колеблется в воздухе, то при совпадении периода вращения ручки раскачивающего механизма (периода силы) с собственным периодом системы раскачка получается очень сильная — амплитуда колебаний груза в несколько раз больше амплитуды точки *A* раскачивающего механизма. Однако стоит лишь немного ускорить или замедлить вращение ручки, как амплитуда колебаний груза резко уменьшится. Таким образом, *если затухание системы небольшое, то резонансные явления оказываются сильными и резко выраженными (острый резонанс)*: при точном

резонансе раскачка очень велика, но уже при небольшой расстройке (расхождении периода силы и собственного периода системы) амплитуда вынужденных колебаний значительно уменьшается.

Наоборот, в случае задемпфированной системы, т. е. системы с увеличенным затуханием (например, груз движется в воде), амплитуда вынужденных колебаний при точном резонансе не очень сильно превышает амплитуду колебаний точки *A*; зато при уходе от резонанса в ту или другую сторону уменьшение амплитуды происходит не так резко. Например, ускорив

вращение ручки вдвое по сравнению с резонансной частотой вращения, мы увидим, что колебания груза, опущенного в воду, станут лишь немного меньше, чем при резонансе. Колебания же груза в воздухе при таком укорочении периода силы уменьшатся в несколько раз. Таким образом, если затухание велико, то резонансные явления получаются слабыми и выраженными неотчетливо (*тупой резонанс*): увеличение амплитуды при точном резонансе относительно невелико, и заметное спадание амплитуды происходит лишь при больших расстройках.

Эти результаты иллюстрирует график, изображенный на рис. 27. На нем показаны так называемые *резонансные кривые*, дающие зависимость амплитуды вынужденных колебаний от их частоты, т. е. частоты силы, действующей на систему. На графике показаны две кривые, соответствующие малому и большому затуханию. Первая имеет узкий и высокий максимум, вторая — низкий и пологий. Следует обратить внимание на то, что первая кривая в с ю д у проходит выше второй, т. е. при в с я к о й частоте силы амплитуды вынужденных колебаний тем больше, чем меньше затухание, но при точном резонансе различие амплитуд в случаях малого и большого затухания особенно велико.

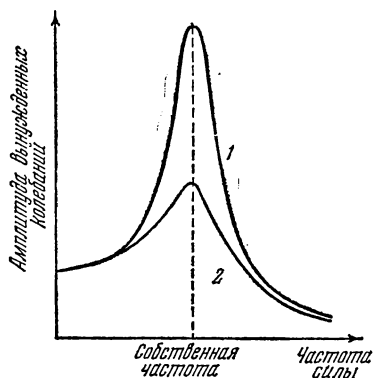


Рис. 27. Резонансные кривые при малом затухании (1) и при большом затухании (2).

Далее, следует твердо помнить, что резонансные кривые дают величину установленной амплитуды. Колебания с такой амплитудой устанавливаются не сразу, а в течение некоторого времени от того момента, когда сила начала действовать на систему. Мы уже отметили это явление в § 12, когда описывали возникновение вынужденных колебаний груза на пружине.

Как долго продолжается этот процесс установления?

На это легко ответить, если учесть, что в первый момент, когда периодическая сила начинает действовать на систему, в последней возникают наряду с вынужденными колебаниями также и свободные колебания. Первоначальное движение системы именно потому и является сложным, что оно представляет собой сумму двух движений: вынужденных колебаний с частотой силы и свободных колебаний с собственной частотой. Но сила поддерживает только вынужденное колебание, свободные же колебания затухают и, следовательно, движение системы постепенно «очищается» от них. Остаются только вынужденные колебания.

Таким образом, процесс установления вынужденных колебаний состоит в том, что затухают наложенные к ним свободные колебания, возбужденные в тот момент, когда начала действовать сила. Поэтому процесс установления вынужденных колебаний занимает такое же время, как и процесс затухания свободных колебаний. А это означает следующее: при очень малом затухании системы резонансная амплитуда очень велика, но зато и раскачка до этой амплитуды длится долго. Наоборот, при большом затухании системы резонансная амплитуда невелика, но устанавливается быстро. Это надо учитывать, выполняя описанные выше опыты.

**§ 15. Примеры резонансных явлений.** Резонанс играет очень большую роль в самых разнообразных явлениях, причем в одних — полезную, в других — вредную. Приведем несколько примеров, относящихся к механическим колебаниям.

Идя по доске, перекинутой через ров, можно попасть шагами в резонанс с собственным периодом системы (доски с человеком на ней), и доска начинает тогда сильно колебаться (изгибаться вверх и вниз). То же самое может случиться и с мостом, по которому проходит войсковая часть или проезжает поезд (периодическая сила обуславливается ударами ног или ударами колес на стыках рельсов). Так, например, в 1906 г. в Петербурге обрушился так называемый Египетский мост через реку Фонтанку. Это произошло при переходе через мост кавалерийского эскадрона, причем четкий

шаг лошадей, отлично обученных церемониальному маршу, попал в резонанс с периодом моста. Для предотвращения таких случаев войсковым частям при переходе через мосты приказывают обычно идти не «в ногу», а вольным шагом. Поезда же большей частью переезжают мосты на медленном ходу, чтобы период ударов колес о стыки рельсов был значительно больше периода собственных колебаний моста. Иногда применяют обратный способ «расстройки» периодов: поезда проносятся через мосты на максимальной скорости.

Случается, что период ударов колес на стыках рельсов совпадает с собственным периодом колебаний вагона на рессорах, и вагон тогда очень сильно раскачивается. Пароход также имеет собственный период качаний на воде. Если морские волны попадают в резонанс с периодом парохода, то качка становится особенно сильной. Капитан меняет тогда скорость парохода или его курс. В результате период волн, набегающих на пароход, изменяется (вследствие изменения относительной скорости парохода и волн) и уходит от резонанса.

Неуравновешенность машин и двигателей (недостаточная центровка, прогиб вала) является причиной того, что при работе этих машин возникает периодическая сила, действующая на опору машины — фундамент, корпус корабля и т. п. Период силы может совпасть при этом с собственным периодом опоры или, например, с периодом колебаний изгиба самого вращающегося вала или с периодом крутильных колебаний этого вала. Получается резонанс, и вынужденные колебания могут быть настолько сильны, что разрушают фундамент, ломают валы и т. д. Во всех таких случаях принимаются специальные меры, чтобы избежать резонанса или ослабить его действие (расстройка периодов, увеличение затухания — демпфирование и др.).

Очевидно, для того чтобы с помощью наименьшей периодической силы получить определенный размах вынужденных колебаний, нужно действовать в резонанс. Тяжелый язык большого колокола может раскачать даже ребенок, если он будет натягивать веревку с собственным периодом языка. Но самый сильный человек не раскачает язык, дергая веревку не в резонанс.

На явлении резонанса основано действие прибора, предназначенного для определения частоты переменного тока, сила которого изменяется по гармоническому закону (см. т. II, § 154). Такие приборы, носящие название *язычковых*



частотомеров, обычно применяются для контроля постоянства частоты в электрической сети. Внешний вид прибора изображен на рис. 28, а. Он состоит из набора упругих пластинок с грузиками на концах (язычков), причем массы грузиков и жесткости пластинок подобраны так, что частоты соседних язычков отличаются на одно и то же число герц. У частотомера, изображенного на рис. 28, а, частоты язычков идут через каждые 0,5 гц. Эти частоты написаны на шкале против язычков.

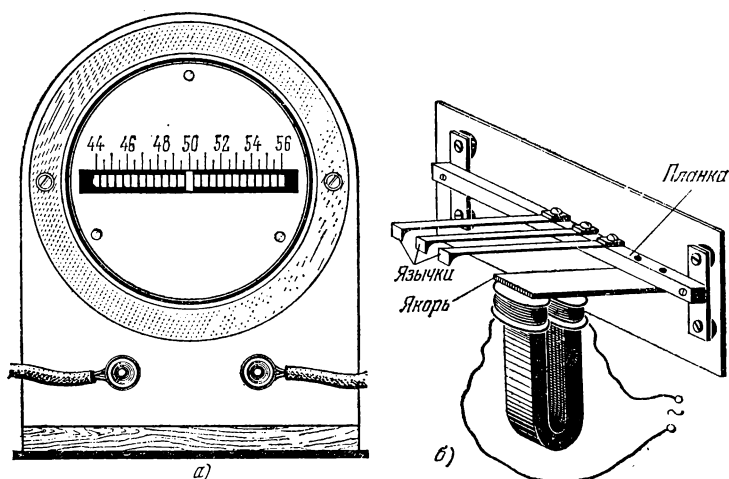


Рис. 28. Язычковый частотомер.  
а) Внешний вид, б) схема устройства.

Устройство частотомера схематически показано на рис. 28, б. Исследуемый ток пропускается через обмотку электромагнита. Колебания якоря передаются планке, с которой связаны основания всех язычков и которая укреплена на гибких пластинках. Таким образом, на каждый язычок действует гармоническая сила, частота которой равна частоте тока. Язычок, попавший в резонанс с этой силой, сильно колеблется и показывает на шкале свою частоту, т. е. частоту тока.

В дальнейшем мы еще не раз встретимся с явлением резонанса, когда будем изучать звуковые и электрические колебания. Именно эти колебания дадут нам особенно яркие примеры полезного применения резонанса.

**§ 16. Резонансные явления при действии негармонической периодической силы.** В опытах, описанных в § 12—14, периодическое воздействие создавали тела, совершающие гармоническое колебание (движение нитки в механизме, изображенном на рис. 25, массивный маятник). В соответствии с этим действующая сила тоже менялась по закону гармонического колебания. К этому случаю и относится сделанное нами наблюдение, что сильная раскачка получается только при совпадении периода силы с собственным периодом системы.

Получится ли то же самое, если сила действует периодически, но не по закону гармонического колебания, а как-либо иначе?

Мы можем, например, периодически ударять маятник, т. е. действовать короткими повторяющимися толчками. Опыт показывает, что в этом случае резонансные явления будут наступать уже не только при одном единственном периоде силы. По-прежнему мы будем наблюдать большую раскачку, ударяя маятник один раз за период его собственных колебаний, т. е. взяв период силы равным собственному периоду. Но сильная раскачка получится и в том случае, если ударять маятник вдвое реже — пропуская одно качание, или втрое реже — пропуская два качания, и т. д.

Таким образом, из описанного опыта видно, что если сила меняется периодически, но не по гармоническому закону, то она может вызвать резонансные явления не только при совпадении ее периода с собственным периодом системы, но и тогда, когда период силы в целое число раз длиннее собственного периода.

К этому же заключению приводит и следующая постановка опыта: вместо одной колебательной системы (маятника), на которую мы действуем по очереди силами разного периода, можно взять набор однотипных систем с различными собственными частотами и действовать на все эти системы одновременно одной и той же периодической силой. Чтобы резонансные явления были острыми, системы должны обладать достаточно малым затуханием. Воспользуемся снова набором маятников, но другим, чем на рис. 26. Там длины наибольшего и наименьшего маятников отличались лишь в два раза, т. е. собственные

частоты — лишь в  $\sqrt{2}=1,4$  раза. Теперь мы возьмем маятники, собственные частоты которых лежат в более широком диапазоне и среди которых имеются, в частности, маятники с кратными частотами. Пусть, например, собственные частоты составляют  $\frac{1}{2}$ ;  $\frac{3}{4}$ ; 1;  $\frac{5}{4}$ ;  $\frac{3}{2}$  и 2 герца. Соответствующие длины маятников будут равны приблизительно 100; 44,4; 25; 16; 11,1 и 6,3 см. Этот набор показан на рис. 29.

Разумеется, и здесь мы можем убедиться, что при действии гармонической силы большую амплитуду

приобретает только тот маятник, который настроен в резонанс на частоту силы.

Гармоническую силу можно создать прежним способом, подвесив к общей рейке массивный маятник и сделав его равным по длине какому-либо из маятников нашего набора. Опыт хорошо удается и в том случае, если просто покачивать всю стойку рукой, сообщая ей гармонические колебания в такт с колебаниями одного из маятников набора. Именно этот маятник и будет раскачиваться с большой амплитудой, остальные же практически остаются в покое.

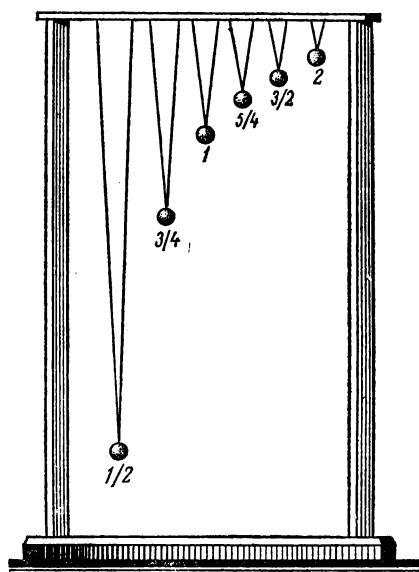


Рис. 29. Набор маятников.  
Их частоты указаны на рисунке.

Картина получится совсем иная, если вместо гармонического покачивания стойки сообщать ей резкие периодические толчки, т. е. действовать на все маятники с периодической, но уже не гармонической силой. Тогда, толкая стойку с периодом самого длинного маятника — один раз в 2 сек, мы увидим, что раскачивается не только этот маятник, но и другие, однако не все, а лишь те, собственные частоты которых в целое число раз больше, чем частота самого длинного маятника ( $\frac{1}{2}$  герца).

Иными словами, кроме маятника с частотой  $1/2$  герца, сильно раскачаются маятники с частотами  $1$ ,  $3/2$  и  $2$  герца, остальные же останутся почти в покое. Сопоставляя этот результат с предыдущим, когда гармоническая сила раскачивала только один маятник, мы приходим к такому заключению:

Негармоническое периодическое воздействие с периодом  $T$  равносильно одновременному действию гармонических сил с разными частотами, а именно, с частотами, кратными наиболее низкой частоте  $n=1/T$ .

Это заключение, касающееся периодической силы, является лишь частным случаем общей математической теоремы, которую доказал в 1822 г. Фурье<sup>1)</sup>. Теорема Фурье гласит: *всякое периодическое колебание периода  $T$  может быть представлено в виде суммы гармонических колебаний с периодами, равными  $T$ ,  $T/2$ ,  $T/3$ ,  $T/4$  и т. д., т. е. с частотами  $n (=1/T)$ ,  $2n$ ,  $3n$ ,  $4n$  и т. д.*

Наиболее низкая частота  $n$  называется *основной частотой*. Колебание с основной частотой  $n$  называется *первой гармоникой*, или *основным тоном*, а колебания с частотами  $2n$ ,  $3n$ ,  $4n$  и т. д. называются *высшими гармониками* (второй, третьей, четвертой) или *обертонами* (первым —  $2n$ , вторым —  $3n$  и т. д.).

Теорема Фурье — это математическая теорема совершенно общего характера, позволяющая любую периодическую величину (перемещение, скорость, силу и т. д.) представить в виде суммы величин (перемещений, скоростей, сил и т. п.), меняющихся по синусоидальному закону.

Применительно к рассматриваемой нами задаче о действии негармонической периодической силы эта теорема сразу же объясняет, почему можно раскачать маятник не только толчками, следующими друг за другом с периодом, равным периоду маятника, но вдвое реже, втрое реже и т. д.

Пусть собственная частота маятника равна  $1$  герцу. Толкая его один раз в секунду, мы создаем периодическую силу, состоящую из следующих гармонических колебаний: основного с частотой  $1$  гц и обертонов с частотами  $2$ ,  $3$ ,  $4$  гц и т. д. Таким образом, в этом случае в резонанс с собственной частотой маятника попадает о с н о в н о е гармоническое колебание силы. Если толкать маятник через раз, т. е.

---

<sup>1)</sup> Жан Батист Ф у р ь е (1768—1830) — французский математик.

один раз в 2 сек, то сила будет состоять из основного колебания с частотой  $1/2$  гц и гармоник с частотами 1,  $3/2$ , 2,  $5/2$  гц и т. д.

Следовательно, в этом случае маятник раскачивается потому, что в резонанс действует первый обертоны силы. При толчках, повторяющихся через каждые 3 сек, с собственной частотой маятника совпадает второй обертоны силы, и т. д.

Итак, периодическая негармоническая сила сильно раскачивает колебательную систему тогда, когда в резонанс с собственной частотой системы попадает какое-либо из гармонических колебаний, входящих в состав силы.

Описанный в § 15 язычковый частотомер может быть использован подобно набору однотипных маятников, упоминавшихся в начале этого параграфа, для гармонического анализа негармонической силы.

Как мы видели, под действием гармонической силы определенной частоты раскачивается один из язычков частотомера; при всяком же негармоническом воздействии (например, прерывистый ток) будет колебаться не один язычок, а несколько, именно те, которые попадают в резонанс с гармониками, входящими в состав тока. Раскачка каждого язычка будет при этом прямо пропорциональна амплитуде той гармонической слагающей тока, на которую этот язычок резонирует. Частотомером можно воспользоваться и для определения гармонического состава механических колебаний, например колебаний фундамента машины. Для этого достаточно поставить прибор на колеблющийся фундамент.

**§ 17. Форма периодических колебаний и ее связь с гармоническим составом этих колебаний.** Можно теперь ответить на вопрос, поставленный в § 5: что означает отсутствие определенной частоты у негармонического периодического колебания периода  $T$ ?

Согласно теореме Фурье такое периодическое колебание представляет собой набор гармонических колебаний и, следовательно, характеризуется не одной частотой, а набором частот, равных  $n(=1/T)$ ,  $2n$ ,  $3n$  и т. д., т. е. кратных наиболее низкой (основной) частоте  $n$ .

Рассмотрим осциллограммы колебаний, имеющих одинаковый период  $T$ , но различных по своей форме. Пример

таких осциллограмм мы имели на рис. 6, где было изображено несколько различных периодических колебаний одного и того же периода. По теореме Фурье каждое из этих колебаний является суммой гармонических колебаний, причем и основная частота  $n=1/T$ , и ее обертоны  $2n$ ,  $3n$  и т. д. у всех рассматриваемых периодических колебаний одинаковы, так как одинаков период  $T$ .

Но если частоты гармоник одни и те же, то с чем связано различие формы наших периодических колебаний?

Попробуем выяснить этот вопрос на примерах сложения гармонических колебаний. Это сложение осуществляется по

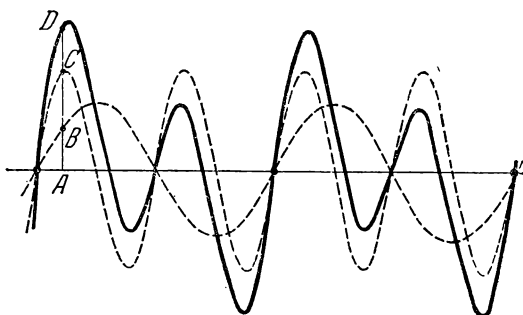


Рис. 30. Сумма гармонического колебания и его первого обертона.

общим правилам сложения движений (см. т. I, гл. I). Если складываемые перемещения происходят вдоль одной прямой, то результирующее перемещение равно алгебраической сумме складываемых перемещений. Отсюда вытекает и графический способ сложения колебаний, которым мы будем сейчас пользоваться.

На рис. 30 пунктиром показаны развертки (осциллограммы) двух гармонических колебаний — основного тона и первого обертона. Прямая линия соответствует положению равновесия. В какой-то момент времени, т. е. в какой-то точке  $A$  этой прямой линии, имеем отрезки  $AB$  и  $AC$ , изображающие отклонения от положения равновесия, вызванные каждым из колебаний в этот момент. Сложив эти отрезки, мы получаем отрезок  $AD$ , изображающий результирующее отклонение в точке  $A$ . Выполнив такое построение для ряда точек на прямой (с учетом знаков отклонений,

т. е. плюс — вверх, минус — вниз), соединим концы всех результирующих отрезков линий. Мы получим развертку суммарного колебания (сплошная кривая на рисунке). Оно имеет тот же период, что и основная гармоника, но форма его несинусоидальна.

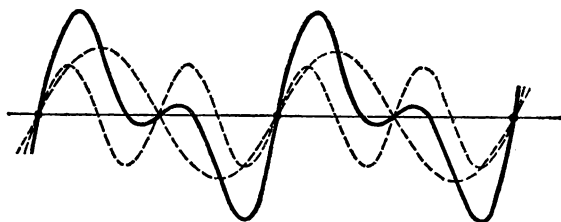


Рис. 31. То же, что на рис. 30, но обертон вдвое слабее.

Попробуем теперь вдвое уменьшить амплитуду обертона. Результат сложения в этом случае показан на рис. 31. На рис. 32 амплитуды обеих гармоник те же, что и на рис. 30, но обертон сдвинут по времени на четверть своего периода.

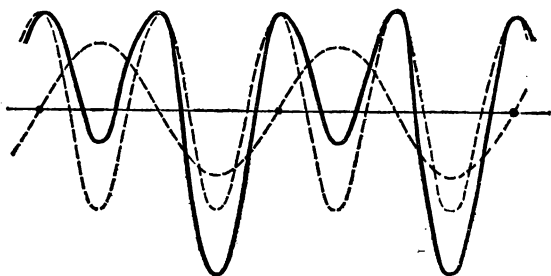


Рис. 32. То же, что на рис. 30, но обертон сдвинут на четверть своего периода.

Наконец, на рис. 33 обе гармоник взяты такими же, как на рис. 30, но добавлен еще второй обертон. Во всех случаях результирующие колебания получаются с одним и тем же периодом, но совершенно различными по форме.

Итак, различие формы периодических колебаний связано с тем, сколько гармоник входит в их состав, с какими они входят амплитудами и фазами.

Мы брали для простоты всего две или три складываемые гармоники; но формы периодических колебаний могут быть (и чаще всего бывают) такими, что количество обертонов

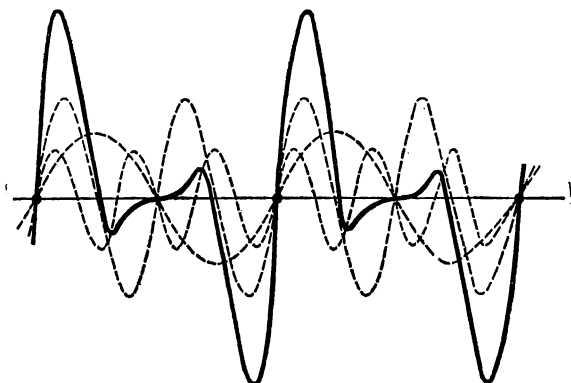


Рис. 33. То же, что на рис. 30, но добавлен второй обертон.

будет очень большим и даже бесконечно большим. При этом для всякой формы периодического колебания каждая его гармоника имеет вполне определенную амплитуду и фазу. Стоит изменить амплитуду или фазу хотя бы одной-единственной гармоники, и форма результирующего периодического колебания в какой-то мере изменится.

Впрочем, очень часто изменения формы колебаний, обусловленные фазой и амплитудой гармоник, т. е. их сдвигами по времени, не играют роли в физическом явлении и поэтому не представляют интереса. Именно так, в частности, обстоит дело по отношению к звуковым колебаниям, к которым мы обратимся в следующих параграфах. В таких случаях нам важно знать лишь частоты и амплитуды гармоник, входящих в состав

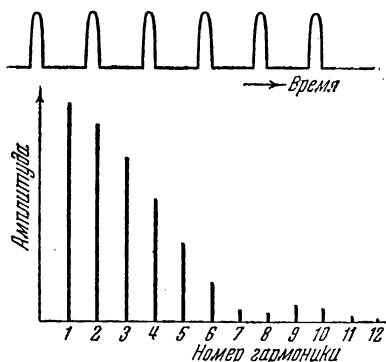


Рис. 34. Периодическое колебание в форме толчков в спектр такого колебания.



данного сложного колебания. Набор этих частот и амплитуд называется *гармоническим спектром* (или просто *спектром*) данного колебания.

Спектры можно изображать в виде очень наглядных графиков, откладывая в определенном масштабе по горизонтальной оси частоты (или номера) гармоник, а по вертикали — их амплитуды. На рис. 34 показана осциллограмма колебания, представляющего собой периодические выбросы в одну сторону. Так меняется со временем, например, действующая периодически толчками сила. В нижней части рисунка показан спектр этого колебания. Положение каждой линии определяет номер соответствующей гармоники  $n$ , следовательно, ее частоту, а высота линии — амплитуду этой гармоники.

## ГЛАВА II

### ЗВУКОВЫЕ КОЛЕБАНИЯ

**§ 18. Звуковые колебания.** Колебания упругой пластинки, зажатой в тисках, имеют тем более высокую частоту, чем короче свободный (колеблющийся) кусок пластинки. Когда частота колебаний делается выше 17—20 гц, мы начинаем слышать колебания пластинки. Выше (§ 4) мы убедились в том, что и звучащий камертон тоже колеблется. Вообще человеческое ухо слышит звук, когда на слуховой аппарат уха действуют механические колебания с частотой не ниже 17—20 гц, но не выше 20 000 гц. Колебания же с более низкими и более высокими частотами неслышимы <sup>1)</sup>).

Таким образом, *звук обуславливается механическими колебаниями в упругих средах и телах (твердых, жидких и газообразных), частоты которых лежат в диапазоне от 17—20 до 20 000 гц и которые способны воспринимать человеческое ухо.*

Соответственно этому механические колебания с указанными частотами называются *звуковыми*, или *акустическими* (акустика — учение о звуке). Неслышимые механические колебания с частотами ниже звукового диапазона часто называют *инфразвуковыми*, а с частотами выше звукового диапазона, т. е. более 20 кгц — *ультразвуковыми*.

Если звучащее тело, например электрический звонок, поставить под колокол воздушного насоса, то по мере

---

<sup>1)</sup> Неслышимы сами по себе, т. е. если они не сопровождаются колебаниями иного происхождения и со слышимыми частотами. Скрип качелей не означает, что мы слышим их качания.

откачивания воздуха звук будет делаться все слабее и, наконец, совсем прекратится. Передача колебаний от звучащего тела осуществляется через воздух. Как именно происходит распространение колебаний в воздухе, мы рассмотрим позднее. Теперь же отметим только одно обстоятельство: при своих колебаниях звучащее тело попеременно то сжимает слой воздуха, прилегающий к поверхности тела, то, наоборот, создает разрежение в этом слое. Таким образом, распространение звука в воздухе начинается с колебаний плотности воздуха у поверхности колеблющегося тела.

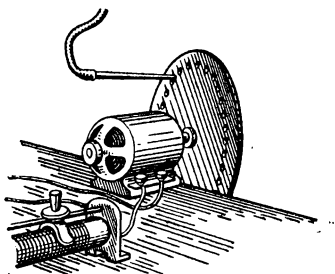


Рис. 35. Получение звука прерыванием струи воздуха.



Рис. 36. Сирена.

Но колебания плотности воздуха можно создать и без колеблющегося тела. Если, например, быстро вращать диск с отверстиями, расположенными по окружности, и продувать через них струю воздуха (рис. 35), то позади отверстий струя будет прерывистой, получатся периодически следующие друг за другом уплотнения воздуха. Легко убедиться, что и в этом случае мы услышим звук.

На прерывании воздушной струи основано устройство сирен. В этом источнике звука вращающийся диск располагается обычно над неподвижным диском с таким же числом отверстий, причем отверстия прорезаны наклонно (рис. 36). Этим достигается, во-первых, то, что подвижный диск приводится во вращение самой воздушной струей подобно колесу турбины, а во-вторых, одновременно прерывается столько струй, сколько отверстий в диске, благодаря чему звук значительно усиливается.

Сирена или даже простое устройство, изображенное на рис. 35, удобны в опытах тем, что позволяют легко определять период звуковых колебаний. Число прерываний воздушной струи в секунду равно, очевидно, произведению числа отверстий  $z$  на число оборотов  $m$  диска в 1 сек; период же равен обратной величине:

$$T = \frac{1}{zm}.$$

Так как колебания воздуха, возникающие при работе сирены, не имеют характера гармонических, то число прерываний воздушной струи ( $zm$ ) не является частотой колебания. Как уже упоминалось, периодическое негармоническое движение не может быть охарактеризовано одной частотой, а представляет собой набор гармонических колебаний с частотами, кратными основной частоте  $n=1/T$  (см. § 17).

**§ 19. Предмет акустики.** Вопросы, которыми занимается акустика, очень разнообразны. Некоторые из них в конечном счете связаны со свойствами и особенностями нашего слуха. Предметом физиологической акустики является сам орган слуха, его устройство и действие. Архитектурная акустика изучает распространение звука в помещениях, влияние на звук размеров и формы помещений, свойств материалов, покрывающих стены и потолки, и т. д. При этом опять-таки имеется в виду слуховое восприятие звука. Под тем же углом зрения музыкальная акустика исследует музыкальные инструменты и условия наилучшего их звучания.

Физическая акустика занимается изучением самих звуковых колебаний, а за последние десятилетия охватила и колебания, лежащие за пределами слышимости (ультраакустика). Она широко пользуется при этом разнообразными методами превращения механических колебаний в электрические и обратно, так называемыми методами электроакустики.

Применительно к звуковым колебаниям в число задач физической акустики входит и выяснение физических явлений, обуславливающих те или иные качества звука, различаемые на слух.

Мы различаем, например, музыкальные звуки (пение, свист, звучание струн, звон) и шумы (всевозможные

трески, стуки, гром, шипение, скрип). Очевидно, было бы совсем неверно сказать, что музыкальные звуки извлекаются из музыкальных инструментов, а шумы нет. Существуют шумовые музыкальные инструменты (барабаны, литавры, кастаньеты и др.), а с другой стороны, мы говорим о свисте пуль, вое ветра, гудении проводов, гудении самолета и т. д., улавливая во всех подобных звуках некоторую музыкальность. Чем же различаются колебания, дающие ощущение музыкального звука, от шумовых колебаний?

Прежде чем ответить на этот и ряд подобных вопросов, рассмотрим подробнее музыкальные звуки. Мы начинаем с них потому, что они более простые, чем шумы. Это видно хотя бы из того, что комбинация многих музыкальных звуков может дать ощущение шума, но никакая комбинация шумов не может дать музыкальный звук.

## § 20. Музыкальный тон. Громкость и высота тона.

С помощью зеркальной развертки мы убедились в том, что колебания камертона по своей форме очень близки к гармоническому колебанию (§ 4—5). Отклонение от периодичности, обусловленное затуханием, у камертона невелико, т. е. амплитуда спадает медленно, в течение очень большого числа колебаний.

Звук, который мы слышим тогда, когда источник его совершает гармоническое колебание, называется *музыкальным тоном*, или, коротко, *тоном*.

Согласно сказанному звук камертона дает хорошее представление о тоне.

Во всяком музыкальном тоне мы можем различить на слух два качества: *громкость* и *высоту*.

Простейшие наблюдения убеждают нас в том, что *громкость тона* какой-либо данной *высоты* определяется *амплитудой* колебаний. Звук камертона после удара по нему постепенно затихает. Это происходит вместе с затуханием колебаний, т. е. со спаданием их амплитуды. Ударив камертон сильнее, т. е. сообщив колебаниям большую амплитуду, мы услышим более громкий звук, чем при слабом ударе. То же можно наблюдать и со струной и вообще со всяким источником звука.

С каким свойством колебаний связана высота тона?

Если мы возьмем несколько камертонов разного размера, то не представляет труда расположить их на слух в

порядке возрастания высоты звука. Тем самым они окажутся расположенными и по размеру: самый большой камертон дает наиболее низкий звук, самый маленький — наиболее высокий. С помощью зеркальной развертки нетрудно увидеть, что чем меньше камертон, тем больше частота его колебаний. Рис. 37 показывает, как это можно сделать.

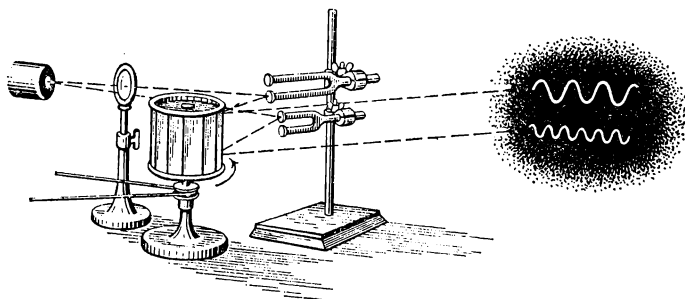


Рис. 37. Сравнение частот камертонов.

Таким образом, высота тона определяется частотой колебаний. Чем выше частота и, следовательно, чем короче период колебаний, тем более высокий звук мы слышим.

**§ 21. Тембр.** К тем же заключениям, что и в предыдущем параграфе, можно прийти, пользуясь не камертонами, а нашей упрощенной сиреной — вращающимся диском с отверстиями, через которые продувается струя воздуха (рис. 35). Повышая напор струи воздуха, мы усиливаем колебания плотности воздуха позади отверстий. При этом звук, сохраняя одну и ту же высоту, делается громче. Ускоряя вращение диска, мы уменьшаем период прерываний воздушной струи. Вместе с тем звук, не меняясь по громкости, повышается. Можно также сделать в диске два или более рядов отверстий с разными числами отверстий в каждом ряду. Продувание воздуха через каждый из рядов дает тем более высокий звук, чем больше отверстий в этом ряду, т. е. чем короче период прерываний.

Но, взяв в качестве источника звука сирену, мы получаем хотя и периодическое, но уже не гармоническое колебание: плотность воздуха в прерывистой струе меняется резкими толчками. Наряду с этим и звук сирены, хотя и является

музыкальным, но совсем не похож на тон камертона. Можно подобрать высоту звука нашей сирены такой же, как и у какого-либо из камертонов, т. е., как говорят, заставить сирену звучать в у н и с о н с камертоном. Можно при этом и громкость звука сделать одинаковой. Тем не менее мы легко отличим звук камертона от звука сирены.

Таким образом, если колебание не является гармоническим, то на слух оно имеет еще одно качество, кроме высоты и громкости, а именно — с п е ц и ф и ч е с к и й о т - т е н о к, называемый *тембром*. По различному тембру мы

легко распознаем звук голоса, свист, звучание струны рояля, скрипичной струны, звук флейты, гармонии и т. д., хотя бы все эти звуки имели одну и ту же высоту и громкость. По тембру же мы можем узнать голоса разных людей.

С чем же связан тембр звука, с какой особенностью колебаний?

На рис. 38 показаны осциллограммы

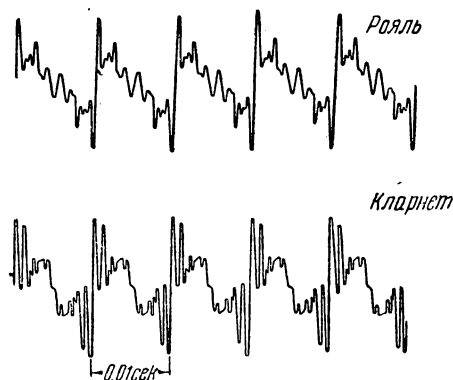


Рис. 38. Осциллограммы звуков рояля и кларнета.

звуковых колебаний, создаваемых роялем и кларнетом, причем для одной и той же ноты, т. е. для звука одной и той же высоты, соответствующей периоду в 0,01 сек. Осциллограммы показывают, что период у обоих колебаний одинаков, но они сильно отличаются друг от друга по своей форме и, следовательно, различаются, как мы знаем (см. § 17), своим гармоническим составом. Оба звука состоят из одних и тех же гармонических колебаний (тонов), но в каждом из них эти тоны — основной и его обертоны — представлены с разными амплитудами и фазами.

Вопрос заключается, таким образом, в том, что же именно создает ощущение того или иного тембра: амплитуды ли гармоник или их фазы, или и то и другое вместе.

Исследование этого вопроса показало, что для нашего уха существенны только частоты и амплитуды

тонов, входящих в состав звука, т. е. *тембр звука определяется его гармоническим спектром*. Сдвиги отдельных тонов по времени, другими словами, и з м е н е н и я ф а з этих тонов, никак не воспринимаются на слух, хотя и могут очень сильно менять форму результирующего колебания. Таким образом, один и тот же з в у к может восприниматься при очень р а з л и ч н ы х формах колебания. Важно только, чтобы сохранялся спектр, т. е. частоты и амплитуды составляющих тонов.

На рис. 39 изображены спектры тех звуков, осциллограммы которых показаны на рис. 38. Так как высоты звуков одинаковы, то и частоты тонов — основного и обертонов — одни и те же. Однако амплитуды отдельных гармоник в каждом спектре сильно различаются. В звуке рояля заметны гармоники до 18-й, причем 15-я и 16-я практически отсутствуют, в то время как у кларнета налицо гармоники лишь до 12-й и отсутствуют вторая и четвертая гармоники.

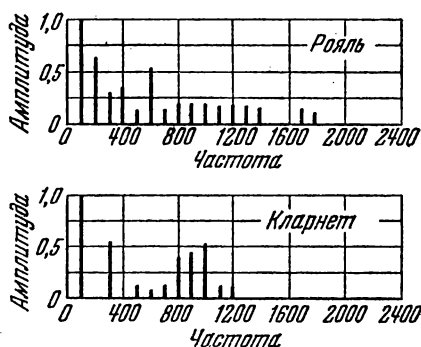


Рис. 39. Спектры звуков рояля и кларнета.

**§ 22. Акустический резонанс.** Резонансные явления можно наблюдать на механических колебаниях любой частоты, в частности и на звуковых колебаниях. Пример звукового или акустического резонанса мы имеем в следующем опыте.

Поставим рядом два одинаковых камертона, обратив отверстия ящиков, на которых они укреплены, друг к другу (рис. 40). Ящики нужны потому, что они очень усиливают звук камертонов. Это происходит вследствие резонанса между камертоном и столбом воздуха, заключенного в ящике; поэтому ящики называются резонаторами, или резонансными ящиками. Подробнее мы объясним действие этих ящиков ниже, при изучении звуковых волн в воздухе. В опыте, который мы сейчас разберем, роль ящиков чисто вспомогательная.



Ударим один из камертонов и затем приглушим его пальцами. Мы услышим, как звучит второй камертон.

Возьмем два разных камертона, т. е. с различной высотой тона, и повторим опыт. Теперь каждый из камертонов уже не будет откликаться на звук другого камертона.

Нетрудно объяснить этот результат. Колебания одного камертона (назовем его *A*) действуют через воздух с некоторой силой на второй камертон (*B*), заставляя его совершать

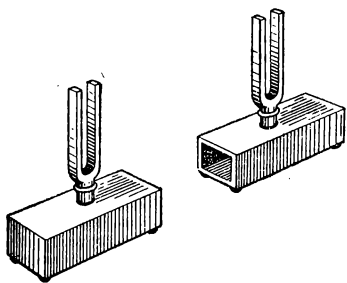


Рис. 40. Резонанс камертонов.

вынужденные колебания. Так как камертон *A* совершает гармоническое колебание, то и сила, действующая на камертон *B*, будет меняться по закону гармонического колебания с частотой камертона *A*. Если частота силы та же, что и собственная частота камертона *B*, то имеет место резонанс — камертон *B* сильно раскачается. Если же частота

силы иная, то вынужденные колебания камертона *B* будут настолько слабыми, что мы их не услышим.

Так как камертоны обладают очень небольшим затуханием, то резонанс у них острый (§ 14). Поэтому уже небольшая разность между частотами камертонов приводит к тому, что один перестает откликаться на колебания другого. Достаточно, например, приклеить к ножкам одного из двух одинаковых камертонов кусочки пластилина или воска, и камертоны уже будут расстроены, резонанса не будет.

Мы видим, что все явления при вынужденных колебаниях происходят у камертонов так же, как и в опытах с вынужденными колебаниями груза на пружине (§ 12).

Если звук представляет собой н о т у (периодическое колебание), но не является т о н о м (гармоническим колебанием), то это означает, как мы знаем, что он состоит из суммы тонов: наиболее низкого (основного) и обертонов. На такой звук камертон должен резонировать всякий раз, когда частота камертона совпадает с частотой какой-либо из гармоник звука. Опыт можно произвести с нашей упрощенной сиреной и камертоном, поставив отверстие резонансного ящика камертона против прерывистой воздушной струи.

Если частота камертона равна 300 *гц*, то, как легко убедиться, он будет откликаться на звук сирены не только при 300 прерываниях в секунду (резонанс на основной тон сирены), но и при 150 прерываниях — резонанс на первый обертон сирены, и при 100 прерываниях — резонанс на второй обертон, и т. д.

Нетрудно воспроизвести со звуковыми колебаниями опыт, аналогичный опыту с набором маятников (§ 16). Для этого нужно только иметь набор звуковых резонаторов — камертонов, струн, органных труб. Очевидно, струны рояля или пианино образуют как раз такой и притом очень обширный набор колебательных систем с разными собственными частотами. Если, открыв рояль и нажав педаль, громко пропеть над струнами какую-нибудь ноту, то мы услышим, как инструмент откликается звуком той же высоты и с х о д н о г о т е м б р а. И здесь наш голос создает через воздух периодическую силу, действующую на все струны. Однако откликаются только те из них, которые находятся в резонансе с гармоническими колебаниями — основным и обертонами, входящими в состав спетой нами ноты.

Таким образом, и опыты с акустическим резонансом могут служить прекрасными иллюстрациями справедливости теоремы Фурье.

**§ 23. Запись и воспроизведение звука.** Мы привыкли к тому, что в телефонной трубке, граммофоне <sup>1)</sup>, громкоговорителе звучит человеческий голос и играет музыка, т. е. к тому, что металлическая пластинка (мембрана) заменяет сложный голосовой аппарат человека и даже целый хор или оркестр. Но по сути дела мы имеем здесь акустическую имитацию. Как же она достигается?

Современный граммофон появился в результате усовершенствования ф о н о г р а ф а («звукозаписывателя»), изобретенного примерно 90 лет назад Эдисоном. Устройство фонографа было чрезвычайно простым. Колебания воздуха, вызываемые источником звука, заставляли колебаться мембрану и прикрепленную к ней иглу. Игла при этом чертила на покрытом воском вращающемся цилиндре борозду

---

<sup>1)</sup> Современный граммофон, не имеющий наружного рупора, часто называют п а т е ф о н о м, но это неудачное название. «Патефон» — это фирменное название граммофонов, выпускавшихся десятки лет тому назад фирмой «Пате».

переменной глубины. На рис. 41 показан сильно увеличенный разрез через иглу и борозду. Профиль дна этой борозды в сущности есть развертка или осциллограмма колебаний конца иглы.

Поставив иглу на исходную точку борозды и вновь вращая покрытый воском цилиндр, мы получим следующее.

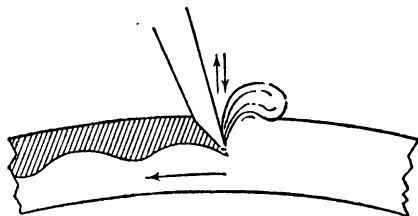


Рис. 41. Звуковая борозда, вычерчиваемая иглой фонографа.

Неровное дно борозды вызовет те же колебания иглы и мембраны, которые они совершали при записи звука (в фонографе при записи и воспроизведении звука использовалась одна и та же мембрана). От мембраны колебания передадутся воздуху, и мы услышим воспроизведенные звуки.

В дальнейшем запись звука в виде борозды переменной глубины была заменена поперечной записью, т. е. в виде борозды с поперечными извилинами. На современных граммофонных пластинках звуковая борозда имеет форму спирали, по которой при вращении пластинки движется игла, обычно от края пластинки к ее центру. Извилины этой борозды легко рассмотреть в сильное увеличительное стекло (рис. 42).

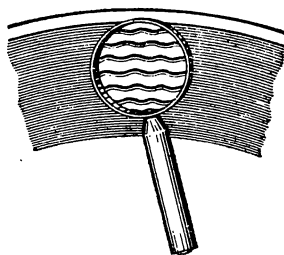


Рис. 42. Звуковая борозда на современной пластинке.

Не останавливаясь на технических усовершенствованиях (подбор материала для пластинок, технология их изготовления, способы записывания звука и т. п.), обратим внимание на основную задачу всякого воспроизведения звука.

При записи и воспроизведении звука мы имеем ряд превращений колебаний воздуха в иные колебания и затем ряд обратных превращений. Запись на граммофонную пластинку состоит в превращении колебаний воздуха в колебания мембраны и иглы, а игла создает извилины борозды на пластинке. Запись звука на киноленту или на намагничиваю-

щуюся ленту (магнитофон) содержит еще больше превращений.

Задача заключается в том, чтобы при всех этих превращениях как можно меньше исказить спектр колебаний, т. е. сохранить тембр первичного звука. Сильные искажения спектра колебаний изменяют звучание музыкальных инструментов и голоса (делают их «не похожими на самих себя»), могут сделать речь неразборчивой и т. п.

Для звукового восприятия само по себе неважно, что именно заставляет воздух колебаться — мембрана или, например, несколько десятков инструментов большого оркестра. Важно только то, чтобы в обоих случаях до нашего уха доходили колебания с одним и тем же спектром.

**§ 24. Анализ и синтез звука.** При помощи наборов акустических резонаторов можно установить, какие тоны входят в состав данного звука и с какими амплитудами они присутствуют в данном звуке. Такое установление гармонического спектра сложного звука называется его *гармоническим анализом*. Раньше такой анализ действительно производился с помощью наборов резонаторов, в частности резонаторов Гельмгольца, представляющих собой полые шары разного размера, снабженные отростком, вставляющимся в ухо, и имеющие отверстие с противоположной стороны (рис. 43). Действие такого резонатора, как и действие резонансного ящика камертона, мы объясним ниже (§ 51). Для анализа звука существенно то, что всякий раз, когда в анализируемом звуке содержится тон с частотой резонатора, последний начинает громко звучать в этом тоне.

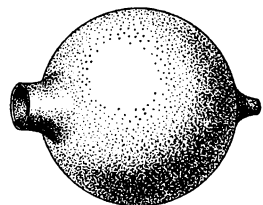


Рис. 43. Резонатор Гельмгольца.

Такие способы анализа, однако, очень неточны и кропотливы. В настоящее время они вытеснены значительно более совершенными, точными и быстрыми электроакустическими способами. Суть их сводится к тому, что акустическое колебание сначала преобразуется в электрическое колебание с сохранением той же формы, а следовательно, имеющее такой же спектр (§ 17); затем уже

это электрическое колебание анализируется электрическими методами.

Укажем один существенный результат гармонического анализа, касающийся звуков нашей речи. По тембру мы можем узнать голос человека. Но чем различаются звуковые колебания, когда один и тот же человек поет на одной и той же ноте различные гласные: *а, и, о, у, э*? Другими словами, чем различаются в этих случаях периодические колебания воздуха, вызываемые голосовым аппаратом при разных положениях губ и языка и изменениях формы полостей

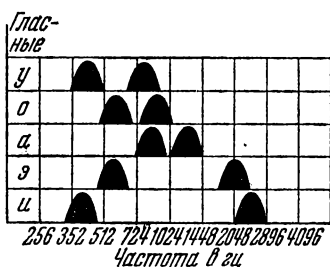


Рис. 44. Положение формант гласных звуков на шкале частот.

рта и глотки? Очевидно, в спектрах гласных должны быть какие-то особенности, характерные для каждого гласного звука, сверх тех особенностей, которые создают тембр голоса данного человека. Гармонический анализ гласных подтверждает это предположение, а именно, гласные звуки характеризуются наличием в их спектрах областей обертонов с большой амплитудой, причем эти области лежат для каждой гласной всегда на одних и тех же частотах, независимо от высоты пропетого гласного звука. Эти области сильных обертонов называются *формантами*. Каждая гласная имеет две характерные для нее форманты. На рис. 44 показано положение формант в гласных *у, о, а, э, и*.

Очевидно, если искусственным путем воспроизвести спектр того или иного звука, в частности спектр гласной, то наше ухо получит впечатление этого звука, хотя бы его «естественный источник» отсутствовал. Особенно легко удастся осуществлять такой синтез звуков (и синтез гласных) с помощью электроакустических устройств. Электрические музыкальные инструменты позволяют очень просто изменять спектр звука, т. е. менять его тембр. Простое переключение делает звук похожим то на флейту, то на скрипку, то на человеческий голос, или же совсем своеобразным, не похожим на звук ни одного из обычных инструментов.

**§ 25. Шумы.** При многократном проигрывании пластинки игла граммофона портит звуковую борозду, края ее

крошатся, форма искажается и т. п. Результатом является шипение такой заигранной пластинки. Наличие трещин в пластинке дает щелчки при ее проигрывании. Таким образом, всякие неправильности звуковой борозды, вызывающие мелкие и крупные скачки иглы, создают шум. Этот пример позволяет подметить основные черты, отличающие друг от друга музыкальные и шумовые колебания, хотя, конечно, резко разграничить их нельзя.

Музыкальный звук (ноту) мы слышим тогда, когда колебание периодическое. Например, такого рода звук издает струна рояля. Если одновременно ударить несколько клавиш, т. е. заставить звучать несколько нот, то ощущение музыкального звука сохранится, но отчетливо выступит различие консонирующих и диссонирующих нот. *Консонансом* называется приятное для слуха созвучие, а *диссонансом* — неприятное, «режущее слух». Оказывается, что консонируют те ноты, периоды которых находятся в отношениях небольших целых чисел. Например, консонанс получается при отношении периодов 2 : 3 (это созвучие называется в теории музыки *квинтой*), при 3 : 4 (*кварта*), 4 : 5 (*большая терция*) и т. д. Если же периоды относятся как большие числа, например, 19 : 23, то получается диссонанс — музыкальный, но неприятный звук. Еще дальше мы уйдем от периодичности колебаний, если одновременно ударим по многим клавишам, положив для этого на клавиатуру линейку. Звук получится уже шумоподобным.

Для шумов характерна сильная непериодичность формы колебаний: либо это — длительное колебание, но очень неправильное, сложное по форме (шипение, скрип), либо же отдельные выбросы (щелчки, стуки). С этой точки зрения к шумам следует отнести и звуки, выражаемые согласными (шипящие, губные и т. д.). На рис. 45 показаны примеры осциллограмм и спектров шумовых колебаний.

Во всех случаях шумовые колебания состоят из огромного количества гармонических колебаний с разными частотами. К этому мы и приближались по мере того, как увеличивали число одновременно ударяемых клавиш рояля.

Таким образом, у гармонического колебания спектр состоит из одной-единственной частоты. У периодического колебания спектр состоит из набора частот — основной и

кратных ей. У консонирующих созвучий мы имеем спектр, состоящий из нескольких таких наборов частот, причем основные частоты относятся как небольшие целые числа.

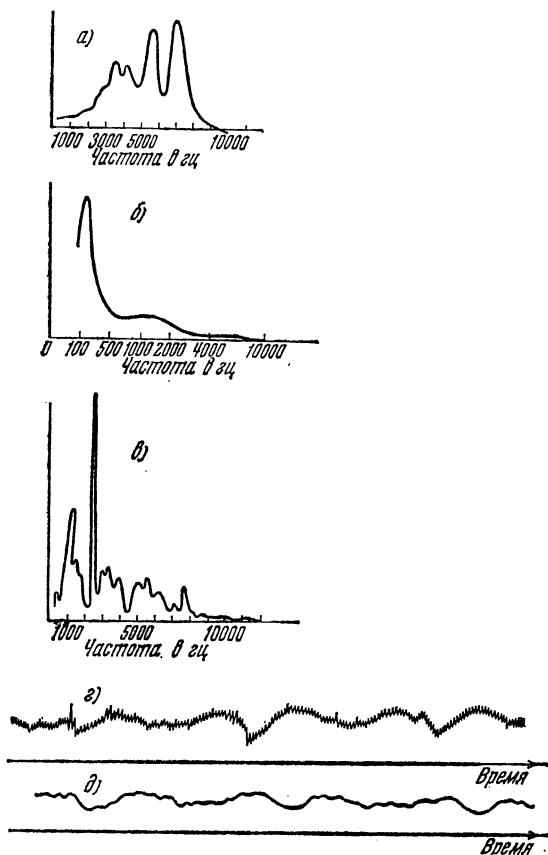


Рис. 45. Спектры и осциллограммы некоторых шумов.

а) Спектр шума согласной «с»; б) спектр шума бунзеновской горелки; в) спектр шума пылесоса; г) осциллограмма шума выхлопа мотора (без глушителя); д) осциллограмма шума выхлопа мотора (с глушителем).

У диссонирующих созвучий основные частоты уже не находятся в таких простых отношениях. Чем больше в спектре разных частот, тем ближе мы подходим к шуму. Типичные шумы имеют спектры, в которых присутствует чрезвычайно много частот.

## ГЛАВА III

### ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ

**§ 26. Электрические колебания. Методы их наблюдения.**  
До сих пор мы рассматривали механические колебания, представляющие собой вид движения тел. На все вопросы, касающиеся таких колебаний, можно получить ответ в кинематике и в динамике. Но мы уже упомянули выше (§ 2), что наряду с механическими колебаниями и колебательными системами существуют электрические колебания и колебательные системы. Их значение для техники, пожалуй, даже больше, чем механических. К электрическим колебаниям мы теперь и перейдем.

Что именно и каким образом колеблется в этом случае?

Может колебаться величина электрического заряда на обкладках конденсатора, электрический ток в проводниках, электродвижущая сила на клеммах генератора, напряжение на каком-либо сопротивлении и т. д. Другими словами, колеблются электрические величины. Говоря «колеблются», мы подразумеваем, что эти величины не остаются постоянными, а меняются с течением времени. Но подобно тому как не всякое механическое движение является колебанием, так и не всякое изменение электрических величин со временем есть электрическое колебание.

Мы видели, что для механических колебаний существенна повторяемость движения, его периодичность. Эта же черта существенна и для электрических колебаний. Если изменение какой-либо электрической величины, например тока, происходит периодически, повторяясь, то мы



назовем такое изменение *электрическим колебанием*. Примером такого процесса является уже знакомый нам переменный ток в осветительной электросети, который меняется по закону гармонического колебания (см. т. II, § 153, 154).

Мы не можем непосредственно воспринимать электрические колебания подобно тому, как мы видим колебания маятника и слышим колебания камертона. Но, как мы знаем, и электрически заряженные тела, и проводники, по которым течет электрический ток, взаимодействуют между собой с некоторыми силами. На измерении этих сил основано измерение самих электрических величин: зарядов, токов, напряжений и т. п. (см. т. II, § 25, 136). Благодаря этим силам получается механическое движение в электромоторах (см. т. II, § 172—174). С помощью этих же (электростатических и электродинамических) сил можно самыми различными способами превратить электрические колебания в механические.

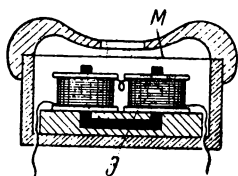


Рис. 46. Телефон (схематически).

М — мембрана; Э — электромагнит.

превратить электрические колебания в механические.

Один из таких способов состоит в использовании силы притяжения электромагнита и применяется, в частности, в телефоне и в электромагнитном громкоговорителе. На рис. 46 схематически показано устройство телефона. Ток пропускается по обмотке электромагнита, полюсы которого расположены перед серединой мембраны — круглой железной пластинки, зажатой по краю. При колебаниях тока колеблется величина силы притяжения, действующей на мембрану; результатом являются вынужденные колебания мембраны.

Если сердечник электромагнита не имеет постоянного намагничивания, т. е. притягивает мембрану только тогда, когда по обмотке течет ток, то телефон будет сильно искажать звук. Дело в том, что мембрана будет притягиваться к сердечнику при любом направлении тока в обмотке и, следовательно, период силы, действующей на мембрану, будет вдвое короче периода переменного тока в обмотке. Чтобы этого избежать, применяют электромагниты с постоянно намагниченным сердечником. В этом случае сила притяжения мембраны при одном направлении тока в обмотке будет больше, чем в отсутствие тока, а при противоположном направлении — меньше. Таким образом, период притягивающей силы теперь будет тот же, что и период тока. Конечно, и в этих условиях

превращение электрических колебаний в механические не свободно от искажений: форма колебаний мембраны повторяет форму колебаний силы тока не вполне точно. Однако возможность практического использования таких электроакустических приборов (телефона, громкоговорителя) на том и основана, что искажения могут быть сделаны достаточно малыми.

Включив телефон или громкоговоритель в осветительную сеть (через сопротивление в 50—100 тыс. ом, так как напряжение в 110 в слишком велико для этих приборов), мы услышим гудение — «голос» городского тока. Колебания мембраны, вызванные колебаниями этого тока, имеют частоту тока, т. е. 50 гц, и, следовательно, являются звуковыми колебаниями.

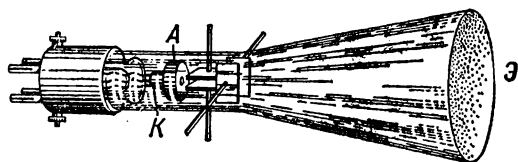


Рис. 47. Электронный осциллограф.

Для ясности выводы от управляющих пластин показаны пропущенными через стенки трубки. В действительности их подводят к ножкам на цоколе (слева).

Другой способ превращения колебаний тока в механические колебания состоит в использовании поворота катушки с током в магнитном поле. На этом основано устройство шлейфового осциллографа (см. т. II, § 153).

Легкая узкая петля (шлейф) успевает следовать за очень быстрыми колебаниями тока — до 20 000 гц, но для более высоких частот необходим осциллограф, обладающий еще меньшей инерцией. Таким прибором является электронный осциллограф<sup>1)</sup>. Колебания в этом приборе воспроизводятся движением пучка быстро летящих электронов (пучка катодных лучей). Устройство электронного осциллографа показано на рис. 47.

Электроны испускаются накалившимся катодом *K* и ускоряются по направлению к аноду *A* благодаря тому, что между катодом (—) и анодом (+) приложено напряжение

<sup>1)</sup> Очень часто электронный осциллограф называют катодным осциллографом. Последнее название прибора часто употребляется и в этой книге.

(несколько сотен или тысяч вольт). Электроны проходят через отверстие в аноде в виде тонкого пучка (стеклянный баллон, разумеется, откачан до высокого вакуума). Экран покрыт веществом, которое светится (флюоресцирует) под действием ударов электронов. Таким образом, электронный пучок создает на флюоресцирующем экране  $\mathcal{E}$  светлое пятнышко. Электрический заряд, приносимый пучком электронов на экран, постепенно стекает затем по внутренней поверхности стекла обратно к катоду. Чтобы облегчить и ускорить это стекание заряда, стенки трубки покрыты изнутри слоем проводящего вещества (графита).

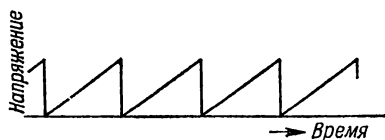


Рис. 48. «Пилообразное» напряжение для развертки колебаний.

Позади анода расположены две пары металлических так называемых *управляющих* пластин — горизонтальная и вертикальная. Если на какую-либо из этих

пар дать постоянное напряжение, то электрическое поле между пластинами отклонит пучок соответственно либо в вертикальном, либо в горизонтальном направлении.

Если к первой (горизонтальной) паре пластин подвести переменное напряжение, то светлое пятнышко будет колебаться на экране вверх и вниз, воспроизводя периодическое изменение приложенного напряжения. Одновременно к другой паре пластин подводится равномерно нарастающее напряжение. Это напряжение заставляет пятнышко пробегать по экрану в горизонтальном направлении, например, от левого края к правому. Для того чтобы пятнышко, достигшее правого края, вновь *чрезвычайно быстро* вернулось к левому и могло повторить свое движение, надо очень резко снизить напряжение до первоначального значения и затем заставить его вновь равномерно возрасти. Такое «пилообразное» напряжение (рис. 48) обеспечивает периодически повторяющееся пробегание пятнышка по экрану, т. е. играет ту же роль, что и вращающееся зеркало в механическом осциллографе. Оно называется поэтому *развертывающим напряжением* или, как часто говорят, *разверткой*. В результате на экране  $\mathcal{E}$  электронный пучок рисует развертку колебания, поданного на первую пару пластин.

Инерция электронов крайне мала, поэтому электронный пучок успевает следовать за чрезвычайно быстрыми

колебаниями — до тысяч мегагерц. Предел ставится временем пролета электронов через управляющие пластины: электроны будут хорошо следовать за изменением напряжения, если за время их пролета через пару управляющих пластин напряжение на этих пластинах не успевает сильно измениться.

**§ 27. Колебательный контур.** Переменный ток в осветительной сети получается потому, что генераторы на электростанции дают переменную электродвижущую силу. Такая электродвижущая сила возникает, как мы видели (т. II, § 168), в проволочной рамке, равномерно вращающейся в магнитном поле, причем ее период определяется угловой скоростью вращения рамки.

Таким образом, колебания тока в цепи вызываются колебаниями электродвижущей силы, действующей в этой цепи, подобно тому как вынужденные колебания тела вызываются колебаниями приложенной к нему механической силы. Колебания тока являются в данном случае вынужденными колебаниями.

Но существуют такие электрические цепи, в которых могут происходить свободные электрические колебания, т. е. колебания без действия какой-либо внешней периодической электродвижущей силы, другими словами, существуют электрические колебательные системы. Мы рассмотрим теперь простейшую электрическую систему такого рода, а именно колебательный контур. Так называется цепь, получающаяся при присоединении конденсатора к катушке самоиндукции (рис. 49, а).

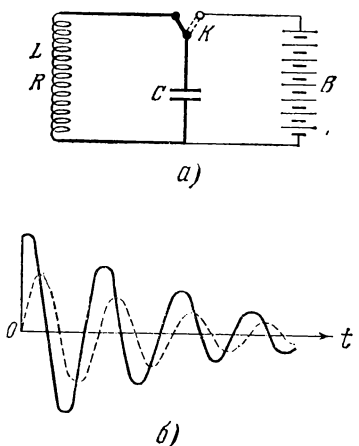


Рис. 49. Колебательный контур.  
 $L$  — индуктивность катушки;  $C$  — емкость;  $R$  — сопротивление проводов катушки;  $K$  — переключатель, позволяющий приключать к конденсатору батарею  $B$  и затем включать заряженный конденсатор в контур. Внизу показаны осциллограммы напряжения на конденсаторе (сплошная кривая) и тока в контуре (пунктирная кривая).

Электрические свойства такой цепи определяются емкостью конденсатора  $C$ , индуктивностью катушки  $L$  и сопротивлением цепи (т. е. в основном катушки)  $R$ . В состоянии равновесия в контуре нет тока и конденсатор не заряжен. Для того чтобы возникли свободные колебания, надо каким-либо способом нарушить состояние равновесия — зарядить конденсатор или возбудить (индуцировать) ток, а затем предоставить контур самому себе. На схеме рис. 49, *а* контур выводится из состояния равновесия тем, что конденсатору сообщается начальный заряд. Для этого служат батарея  $B$  и переключатель  $K$ .

При одном положении переключателя (которое показано на рисунке пунктиром) контур разомкнут и конденсатор подключен к батарее  $B$ , которая и заряжает его до напряжения на клеммах батареи. Переведя переключатель во второе положение, мы отключаем батарею и замыкаем контур. С этого момента в контуре и начинаются свободные электрические колебания: заряд (и напряжение) на конденсаторе попеременно меняет знак, проходя через нулевое значение, как это показано на рис. 49, *б* сплошной линией. Аналогичным образом меняется ток в контуре (пунктирная кривая на том же рисунке), но со сдвигом по времени: ток проходит через нуль приблизительно в те моменты, когда напряжение на конденсаторе имеет наибольшие положительные и отрицательные значения.

Чем меньше сопротивление контура  $R$ , тем меньше затухают колебаний и тем точнее совпадают по времени моменты прохождения тока через нуль с моментами наибольших значений напряжения на конденсаторе. В идеальном случае полного отсутствия сопротивления колебания тока и напряжения изображались бы двумя синусоидами, сдвинутыми на четверть периода. Для выяснения ряда основных закономерностей мы уже неоднократно обращались выше к идеальной колебательной системе, в которой отсутствуют потери энергии. Рассмотрим теперь и электрические колебания в идеальном, т. е. не имеющем сопротивления, контуре. (Как мы помним, свободные незатухающие колебания называются в этом случае собственными.)

Как и почему происходят эти колебания тока и напряжения? В этом нетрудно разобраться, если вспомнить, что магнитное поле не может мгновенно исчезнуть или появиться. Действительно, всякое изменение магнитного поля сопровождается возникновением электродвижущей

силы самоиндукции, вызывающей в проводах индукционный ток. Направление этого тока по закону Ленца таково, что создаваемое им магнитное поле стремится компенсировать изменение магнитного поля, вызывающего индукцию (см. т. II, § 140). Это индукционное магнитное поле замедляет изменение начального поля, препятствуя его мгновенному исчезновению или появлению. Таким образом, магнитное поле обладает инерцией подобно инерции тела. Тело не может мгновенно остановиться или сдвинуться с места, так как это означало бы бесконечно большое ускорение и, следовательно, по закону Ньютона, потребовало бы бесконечно большой силы.

Когда мы замыкаем заряженный конденсатор на катушку, то в первый момент напряжение на конденсаторе максимально, а ток в цепи равен нулю. Однако с этого момента начинается движение зарядов, перетекающих с одной обкладки на другую, и, следовательно, появляется ток, вызывающий магнитное поле. Магнитное поле, а значит, и обуславливающий его ток не могут согласно сказанному мгновенно принять свое максимальное значение, а будут нарастать постепенно. Поскольку ток переносит заряды с одной обкладки на другую, напряжение на конденсаторе постепенно падает (конденсатор разряжается). Таким образом, увеличение напряженности магнитного поля идет параллельно с убыванием напряженности электрического поля. Это и понятно, ибо

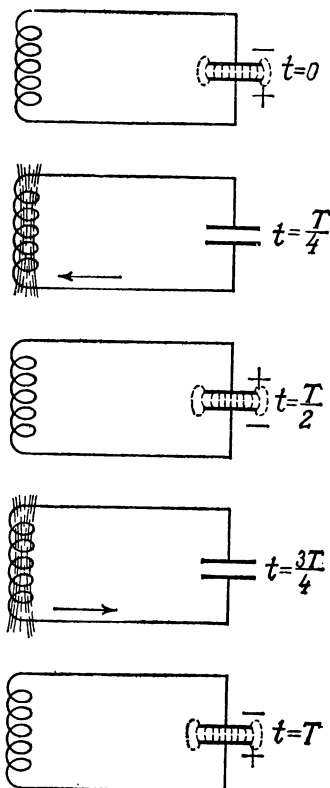


Рис. 50 Колебания в контуре (см. рис. 49).

Показаны состояния контура через каждую четверть периода ( $T$ ) от момента включения заряженного конденсатора.

согласно закону сохранения энергии увеличение энергии магнитного поля должно сопровождаться уменьшением энергии электрического поля. Поэтому, когда напряжение на конденсаторе станет равным нулю и электрическая энергия исчезнет, магнитная энергия достигнет максимума. В этот момент будут максимальными и ток, и напряженность магнитного поля в катушке.

Так как магнитное поле (а значит, и ток) не может сразу исчезнуть, то перетекание заряда будет продолжаться в том же направлении, и конденсатор начнет заряжаться, но обкладка, бывшая ранее отрицательной, будет теперь заряжаться положительно, и наоборот. Ток будет ослабевать и в определенный момент обратится в нуль, конденсатор же в этот момент будет вновь заряжен до наибольшего напряжения, но с обратным знаком.

Далее ток будет течь в обратную сторону, так что в итоге конденсатор вновь перезарядится, т. е. мы вернемся к исходному состоянию, которое было в момент замыкания переключателя. На рис. 50 показаны пять состояний контура — через каждые четверть периода, причем последний рисунок (по истечении полного периода) совпадает с первым. Пунктиром показаны электрические силовые линии в конденсаторе и магнитные силовые линии в катушке.

**§ 28. Аналогия с механическими колебаниями. Формула Томсона.** Если сравнить рис. 50 с рис. 17, на котором показаны колебания тела на пружинах, то нетрудно установить большое сходство во всех стадиях процесса. Можно составить своего рода «словарь», с помощью которого описание электрических колебаний можно тотчас же перевести на описание механических, и наоборот. Вот этот словарь:

<i>Механическое колебание</i>	<i>Электрическое колебание</i>
1) масса тела,	1) индуктивность катушки,
2) упругость пружины,	2) емкость конденсатора,
3) отклонение тела от положения равновесия,	3) заряд на конденсаторе,
4) скорость тела,	4) ток,
5) потенциальная энергия,	5) электрическая энергия (энергия электрического поля),
6) кинетическая энергия,	6) магнитная энергия (энергия магнитного поля).

Попробуйте перечитать предыдущий параграф с этим «словарем». В начальный момент конденсатор заряжен (тело отклонено), т. е. системе сообщен запас электрической (потенциальной) энергии. Начинает течь ток (тело приобретает скорость), через четверть периода ток и магнитная энергия наибольшие, а конденсатор разряжен, заряд на нем равен нулю (скорость тела и его кинетическая энергия наибольшие, причем тело проходит через положение равновесия), и т. д.

Заметим, что начальный заряд конденсатора и, следовательно, напряжение на нем создается электродвижущей силой батареи. С другой стороны, начальное отклонение тела создается извне приложенной силой. Таким образом, сила, действующая на механическую колебательную систему, играет роль, аналогичную электродвижущей силе, действующей на электрическую колебательную систему. Наш «словарь» может быть поэтому дополнен еще одним «переводом»:

7) сила

7) электродвижущая сила.

Сходство закономерностей обоих процессов идет и дальше. Механические колебания затухают из-за трения: при каждом колебании часть энергии превращается из-за трения в теплоту, поэтому амплитуда делается все меньше. Точно так же при каждой перезарядке конденсатора часть энергии тока переходит в т е п л о т у, выделяющуюся из-за наличия сопротивления у провода катушки. Поэтому и электрические колебания в контуре тоже затухают. Сопротивление играет для электрических колебаний ту же роль, что трение для механических колебаний.

В 1853 г. В. Томсон<sup>1)</sup> показал теоретически, что собственные электрические колебания в контуре, состоящем из емкости  $C$  и индуктивности  $L$ , являются гармоническими, и период их выражается формулой

$$T = 2\pi\sqrt{LC}$$

( $L$  — в генри,  $C$  — в фарадах,  $T$  — в секундах). Эта простая и очень важная формула называется *формулой Томсона*. Сами колебательные контуры с емкостью и индуктивностью часто тоже называют *томсоновскими*, так как

---

<sup>1)</sup> Вильям Томсон (лорд Кельвин) (1824—1907) — английский физик.



Томсон впервые дал теорию электрических колебаний в таких контурах. В последнее время все чаще используется термин «*LC*-контур» (и аналогично «*RC*-контур», «*LR*-контур» и т. п.).

Сравнивая формулу Томсона с формулой, определяющей период гармонических колебаний упругого маятника (см. § 9)  $T=2\pi\sqrt{m/k}$ , мы видим, что масса  $m$  тела играет такую же роль, как коэффициент индуктивности  $L$ , а жесткость  $k$  пружины — такую же роль, как величина, обратная емкости ( $1/C$ ). В соответствии с этим в нашем «словаре» на стр. 76 вторую строку следовало бы записать так:

2) жесткость пружины

2) величина, обратная емкости конденсатора,

Подбирая разные  $L$  и  $C$ , можно получить любые периоды электрических колебаний. Естественно, в зависимости от величины периода электрических колебаний надо пользоваться различными способами для их наблюдения и записи (осциллографирования). Если взять, например,  $L=0,5$  гн и  $C=0,5$  мкф, то период будет

$$T=2\pi\sqrt{0,5\cdot0,0000005}=0,0031 \text{ сек,}$$

т. е. колебания будут происходить с частотой около 320 гц. Это пример электрических колебаний, частота которых лежит в звуковом диапазоне. Такие колебания можно услышать при помощи телефона и записать на шлейфовом осциллографе. Катодный (электронный) осциллограф<sup>1)</sup> позволяет получить развертку как таких, так и более высокочастотных колебаний. В радиотехнике используются чрезвычайно быстрые колебания — с частотами во много миллионов герц. Катодный осциллограф позволяет наблюдать их форму так же хорошо, как мы можем с помощью следа маятника на закопченной пластинке (см. § 3) видеть форму колебаний маятника.

Осциллографирование свободных электрических колебаний при однократном возбуждении колебательного контура обычно не применяется. Дело в том, что состояние равновесия в контуре устанавливается всего лишь за несколько периодов, или, в лучшем случае, за несколько десятков периодов (в зависимости от соотношения между индуктивностью контура  $L$ , его емкостью  $C$  и сопротивле-

---

<sup>1)</sup> См. примечание на стр. 71.

нием  $R$ ). Если, скажем, процесс затухания практически заканчивается за 20 периодов, то в приведенном выше примере контура с периодом в 0,0031 сек вся вспышка свободных колебаний займет всего 0,06 сек и уследить за осциллограммой при простом визуальном наблюдении будет весьма трудно. Задача легко решается, если весь процесс — от возбуждения колебаний до их практически полного угасания — периодически повторять. Сделав развертывающее напряжение катодного осциллографа тоже периодическим и синхронным с процессом возбуждения колебаний, мы заставим электронный пучок многократно «рисовать» одну и ту же осциллограмму на одном и том же месте экрана. При достаточно частом повторении наблюдаемая на экране картина вообще будет казаться непрерывающейся, т. е. мы увидим неподвижную и неизменную кривую, представление о которой дает рис. 49, б.

В схеме с переключателем  $K$ , показанной на рис. 49, а, многократное повторение процесса можно получить просто, периодически перебрасывая переключатель из одного положения в другое.

Современная радиотехника располагает для этой же цели гораздо более совершенными и быстрыми электрическими способами переключения, использующими схемы с электронными лампами. Но еще до изобретения электронных ламп был придуман остроумный способ периодического повторения возбуждения затухающих колебаний в контуре, основанный на использовании искрового разряда. Ввиду простоты и наглядности этого способа мы остановимся на нем несколько подробнее.

Колебательный контур разорван небольшим промежутком  $K$  (искровой промежуток), концы которого присоединены ко вторичной обмотке повышающего трансформатора  $T$  (рис. 51). Ток от трансформатора заряжает конденсатор до тех пор, пока напряжение на искровом промежутке не станет равным пробивному (см. т. II, § 93). В этот момент в искровом промежутке происходит искровой разряд, который замыкает контур, так как столбик сильно ионизованного газа в канале искры проводит ток почти так же хорошо, как и металл. В таком замкнутом контуре возникнут электрические колебания, как это описано выше. Пока искровой промежуток хорошо проводит ток, вторичная обмотка трансформатора практически замкнута искрой накоротко, так что все напряжение трансформатора падает на его вторичной

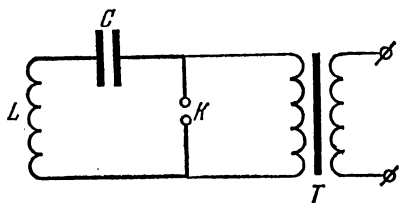


Рис. 51. Схема искрового возбуждения колебаний в контуре.

обмотке, сопротивление которой значительно больше сопротивления искры. Следовательно, при хорошо проводящем искровом промежутке трансформатор практически не доставляет энергии контуру. В силу того, что контур обладает сопротивлением, часть колебательной энергии расходуется на джоулево тепло, а также на процессы в искре, колебания затухают и через короткое время амплитуды тока и напряжения падают настолько, что искра гаснет. Тогда электрические колебания обрываются. С этого момента трансформатор вновь заряжает

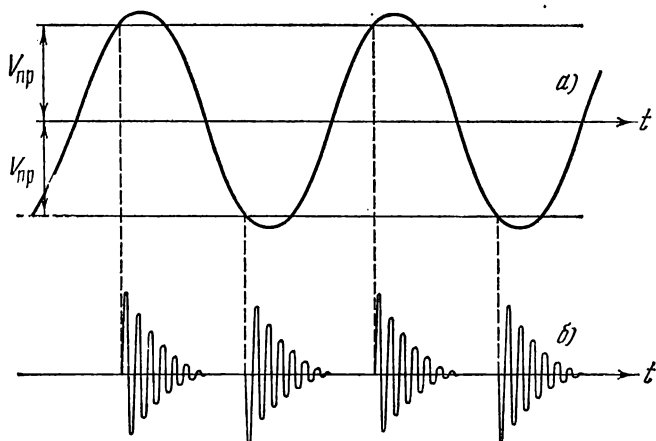


Рис. 52. Кривая *a)* показывает, как меняется высокое напряжение на разомкнутой вторичной обмотке трансформатора. В те моменты, когда это напряжение достигает пробивного ( $\pm V_{пр}$ ), в искровом промежутке проскакивает искра, контур замыкается, получается вспышка затухающих колебаний — кривые *б)*.

конденсатор, пока опять не произойдет пробой, и весь процесс повторится (рис. 52). Таким образом, образование искры и ее погасание играют роль автоматического переключателя, обеспечивающего повторение колебательного процесса.

**§ 29. Электрический резонанс.** Мы убедились в совпадении законов свободных механических и электрических колебаний. Но столь же полное сходство законов имеется и в случае вынужденных колебаний, вызываемых действием внешней периодической силы. В случае электрических колебаний роль силы играет, как мы видели в предыдущем параграфе, электродвижущая сила (сокращенно э. д. с.). Просмотрите вновь § 12, где мы описали вынужденные колебания, § 13, в котором говорится о яв-

лении резонанса, и § 14, в котором рассмотрено влияние затухания на резонансные явления в колебательной системе. Все сказанное там о механических вынужденных колебаниях целиком относится и к электрическим. И здесь частота вынужденных колебаний в колебательном контуре равна частоте действующей в этом контуре э. д. с. Амплитуда вынужденных колебаний тем больше, чем ближе частота э. д. с. к собственной частоте контура. При совпадении этих частот амплитуда становится наибольшей, получается электрический резонанс: ток в контуре и напряжение на его конденсаторе могут очень сильно превышать те, которые получаются при отстройке, т. е. вдали от резонанса. Резонансные явления выражены тем сильнее и резче, чем меньше сопротивление контура, которое, таким образом, и здесь играет такую же роль, как трение в механической системе.

Все эти явления легко наблюдать, используя для получения гармонической э. д. с. городской переменный ток и построив колебательный контур, собственную частоту которого можно менять в обе стороны от частоты тока (50 *гц*). Чтобы избежать при этом высоких резонансных напряжений в контуре, которые (при напряжении в городской сети в 110 или 220 *в*) могут достигнуть нескольких киловольт, мы воспользуемся понижающим трансформатором.

На рис. 53 показано расположение приборов и электрическая схема опыта (обозначения на рисунке и на схеме одинаковые). Здесь  $T$  — понижающий трансформатор,  $C$  — конденсатор,  $L_1$  и  $L_2$  — дроссели (катушки самоиндукции с железными сердечниками), которые нужны для получения требуемой большой индуктивности. Индуктивность составлена из двух отдельных катушек для удобства настройки контура. Настройка осуществляется тем, что у одного из дросселей ( $L_2$ ) сердечник имеет воздушный зазор, ширину которого можно плавно менять в пределах 2—4 *мм*, меняя тем самым величину общей индуктивности. Чем шире зазор, тем меньше индуктивность. В подписи к рис. 53 указаны примерные значения всех величин. Напряжение на конденсаторе измеряется вольтметром переменного тока  $V$ , а амперметр переменного тока  $A$  позволяет следить за током в контуре.

Опыт показывает следующее: при малой индуктивности контура напряжение на конденсаторе составляет немногим более, чем наводимая в контуре э. д. с., т. е. несколько

вольт. Увеличивая индуктивность, мы увидим, что напряжение растет; это нарастание становится все более и более резким по мере приближения к резонансному значению индуктивности. При тех числовых данных, которые указаны под рис. 53, напряжение поднимается выше 60 в. При дальнейшем увеличении индуктивности напряжение вновь падает. Ток в контуре изменяется пропорционально напряжению на конденсаторе и при резонансе может дойти до 20 ма.

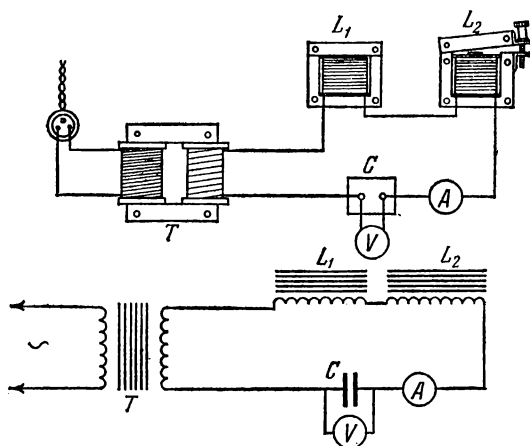


Рис. 53. Получение электрического резонанса на частоту городского тока.

$T$  — понижающий трансформатор, например со 120 до 6 в;  $C$  — конденсатор с емкостью 1,2 мкф;  $L_1$  — дроссель с индуктивностью 7,5 гн (сопротивление обмотки около 80 ом);  $L_2$  — такой же дроссель, но с переменным воздушным зазором в сердечнике. Общая индуктивность контура при некоторой средней ширине зазора (2—3 мм) должна составлять 8,3 гн, а изменение зазора должно менять индуктивность на 15—20% в обе стороны от указанного (резонансного) значения;  $V$  — вольтметр (на 120 в) и  $A$  — амперметр (на 30 ма) переменного тока.

Этот опыт соответствует механическому опыту с грузом на пружине, который был описан в § 12. Там нам было удобней менять частоту действующей силы, здесь же мы проходим через резонансную настройку, меняя собственную частоту колебательной системы — нашего контура. Сущность явления резонанса от этого не меняется.

Роль электрического резонанса в технике огромна. Приведем лишь один пример. По существу на резонансе основана техника радиоприема. Многочисленные радиостанции излучают электромагнитные волны, которые наводят в антенне радиоприемника переменные

э. д. с. (электрические колебания), причем каждая радиостанция наводит колебания своей определенной частоты. Если бы мы не умели выделить из этой сложнейшей смеси колебаний колебания, наводимые интересующей нас радиостанцией, то никакой радиоприем не был бы возможен. Здесь и приходит на помощь электрический резонанс.

Мы соединяем с антенной колебательный контур, например, через индуктивность, как показано на рис. 54.

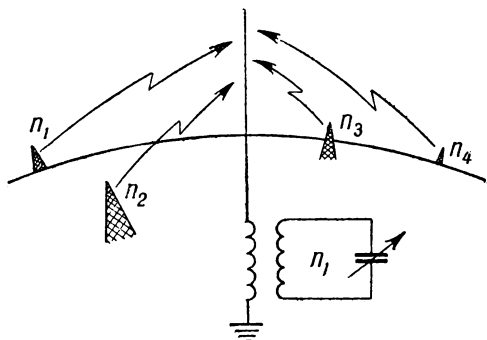


Рис. 54. Резонанс позволяет настраиваться на желаемую станцию и отстраиваться от всех остальных.

Стрелка на конденсаторе указывает на то, что емкость конденсатора можно менять.

Емкость конденсатора можно плавно изменять, меняя тем самым собственную частоту контура. Если мы настроим контур на желательную частоту, например,  $n_1$ , то э. д. с. с частотой  $n_1$  вызовет в контуре сильные вынужденные колебания, а все остальные э. д. с. — слабые. Следовательно, резонанс позволяет по желанию настраивать приемник на частоту выбранной станции.

Разумеется, в электротехнике, как и в машиностроении, резонанс может явиться величайшим злом там, где его не должно быть. Если электрическая цепь рассчитана на работу в отсутствие резонанса, то возникновение резонанса вызовет аварию: провода раскалятся от чрезмерно сильных токов, изоляция будет пробита из-за высоких резонансных напряжений и т. п. В прошлом веке, когда электрические

колебания были еще недостаточно изучены, такие аварии случались. Теперь же мы умеем в зависимости от условий либо использовать резонанс, либо устранять его.

**§ 30. Незатухающие колебания. Автоколебательные системы.** Свободные колебания всегда затухают из-за потерь энергии (трение, сопротивление среды, сопротивление проводников электрического тока и т. п.). Между тем и в технике, и в физических опытах крайне нужны *незатухающие колебания*, периодичность которых сохра-

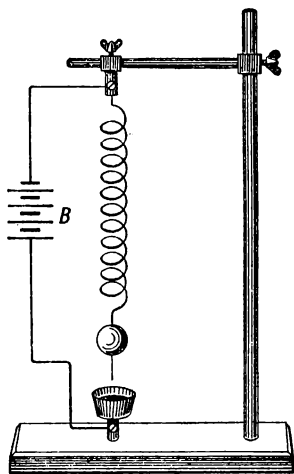


Рис. 55. Автоколебания груза на пружине.

няется все время, пока система вообще колеблется. Как получают такие колебания? Мы знаем, что вынужденные колебания, при которых потери энергии восполняются работой периодической внешней силы, являются незатухающими. Но откуда взять внешнюю периодическую силу? Ведь она в свою очередь требует источника каких-то незатухающих колебаний.

Незатухающие колебания создаются такими устройствами, которые сами могут поддерживать свои колебания за счет некоторого постоянного источника энергии. Такие устройства называются *автоколебательными системами*.

На рис. 55 изображен пример электромеханического устройства такого рода. Груз висит на пружине, нижний конец которой погружается при колебаниях этого пружинного маятника в чашечку со ртутью. Один полюс батареи *B* присоединен к пружине наверху, а другой — к чашечке со ртутью. При опускании груза электрическая цепь замыкается и по пружине проходит ток. Витки пружины благодаря магнитному полю току начинают при этом притягиваться друг к другу, пружина сжимается, и груз получает толчок вверх. Тогда контакт разрывается, витки перестают стягиваться, груз опять опускается вниз, и весь процесс повторяется снова.

Таким образом, колебание пружинного маятника, которое само по себе затухало бы, поддерживается периодическими толчками, обусловленными самим колебанием маятника. При каждом толчке батарея отдает порцию энергии, часть которой идет на подъем груза. Система сама управляет действующей на нее силой, сама регулирует поступление энергии из источника — батареи *В*. Колебания не затухают именно потому, что за каждый период от батареи отбирается как раз такое количество энергии, какое расходуется за то же время на трение и другие потери. Что же касается

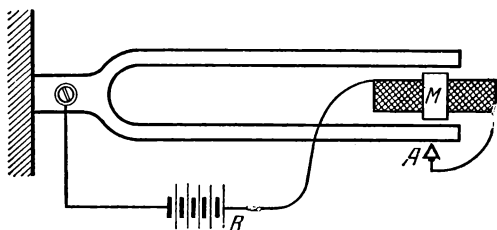


Рис. 56. Автоколебания камертона.

периода этих незатухающих колебаний, то он практически совпадает с периодом собственных колебаний груза на пружине, т. е. определяется жесткостью пружины и массой груза.

Подобным же образом возникают незатухающие колебания молоточка в электрическом звонке, с той лишь разницей, что в нем периодические толчки создаются отдельным электромагнитом, притягивающим якорек, укрепленный на молоточке. Аналогичным путем можно получить автоколебания со звуковыми частотами, например, возбудить незатухающие колебания камертона (рис. 56). Когда ножки камертона расходятся, замыкается контакт *А*; через обмотку электромагнита *М* проходит ток, и электромагнит стягивает ножки камертона. Контакт при этом размыкается, и далее следует повторение всего цикла.

Чрезвычайно существенна для возникновения колебаний разность фаз между колебанием и силой, которую оно регулирует. Перенесем контакт *А* с внешней стороны ножки камертона на внутреннюю. Замыкание происходит теперь не при расхождении, а при



сближении ножек, т. е. момент включения электромагнита передвинут на полпериода по сравнению с предыдущим опытом. Легко видеть, что в этом случае камертон будет все время сжат непрерывно включенным электромагнитом, т. е. колебания вообще не возникнут.

Электромеханические автоколебательные системы применяются в технике очень широко, но не менее распростра-

ненными и важными являются и чисто механические автоколебательные устройства. Достаточно указать на любой часовой механизм. Незатухающие колебания маятника или балансира часов поддерживаются за счет потенциальной энергии поднятой гири или за счет упругой энергии заведенной пружины.

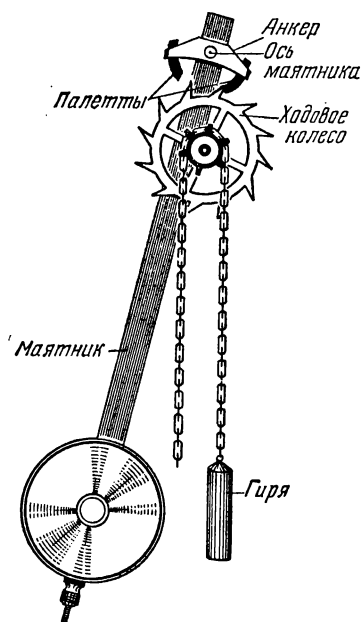


Рис. 57. Схема часового механизма.

Рис. 57 иллюстрирует принцип действия маятниковых часов Галилея — Гюйгенса (см. § 11). На этом рисунке изображен анкерный ход. Колесо с косыми зубьями (ходовое колесо) жестко скреплено с зубчатым барабаном, через который перекинута цепь с гирей. К маятнику приделана переключина (анкер), на концах которой укреплены палетты — пластинки, изогнутые по окружности с центром на оси маятника.

Анкер не позволяет ходовому колесу свободно вращаться, а дает ему возможность провернуться только на один зуб за каждые полпериода маятника. Но и ходовое колесо действует при этом на маятник, а именно, пока зуб ходового колеса соприкасается с изогнутой поверхностью левой или правой палетты, маятник не получает толчка и только слегка тормозится из-за трения. Но в те моменты, когда зуб ходового колеса «чиркает» по торцу палетты, маятник получает толчок в направлении своего движения. Таким образом, маятник совершает незатухающие колеба-

ния, потому что он сам в определенных своих положениях дает возможность ходовому колесу подтолкнуть себя в нужном направлении. Эти толчки и восполняют расход энергии на трение. Период колебаний и в этом случае почти совпадает с периодом собственных колебаний маятника, т. е. зависит от его длины.

Автоколебаниями являются также колебания струны под действием смычка (в отличие от свободных колебаний струны у рояля, арфы, гитары и других несмычковых струнных инструментов, возбуждаемых однократным толчком или рывком); автоколебаниями являются звучание духовых музыкальных инструментов, движение поршня паровой машины и многие другие периодические процессы.

Характерная черта автоколебаний состоит в том, что их амплитуда определяется свойствами самой системы, а не величиной начального отклонения или толчка, как у свободных колебаний. Если, например, маятник часов отклонить слишком сильно, то потери на трение будут больше, чем поступление энергии от заводного механизма, и амплитуда будет уменьшаться. Наоборот, если уменьшить амплитуду, то избыток энергии, сообщаемой маятнику ходовым колесом, заставит амплитуду возрасти. Автоматически установится именно такая амплитуда, при которой расход и поступление энергии сбалансированы.

**§ 31. Ламповый генератор электрических колебаний.** Во втором томе, § 106, мы познакомились с устройством электронной лампы и видели, что изменение напряжения на ее сетке меняет силу тока в ее анодной цепи. Когда сетка заряжена отрицательно, то электроны не могут пролетать к аноду, ток не идет, лампа, как говорят, «заперта». Зарядив сетку положительно, мы «отпираем» лампу, т. е. через нее может идти ток. Изменения анодного тока следуют за изменениями напряжения на сетке практически мгновенно — через десятиллиардные доли секунды (время пролета электронов от сетки к аноду), т. е. электронная лампа является «выключателем» с ничтожной инерцией. Поэтому, соединив лампу с колебательным контуром и батареей так, чтобы в нужные моменты лампа отпиралась и пропускала ток к конденсатору, мы можем получить электрическую автоколебательную систему, позволяющую возбуждать (генерировать) незатухающие электрические колебания.

Очевидно, для того чтобы колебания в контуре управляли анодным током лампы, надо подать на ее сетку напряжение, зависящее от колебаний тока или напряжения в контуре, т. е., как говорят, связать контур с сеточной цепью лампы. Такая электрическая связь может быть осуществлена различными способами — при помощи электростатической индукции (емкостная связь), при помощи электромагнитной индукции (индуктивная связь) и т. д. Главное здесь заключается не в том, каким именно способом контур связан с лампой, а в том, что благодаря этой связи мы имеем не только действие лампы на колебания

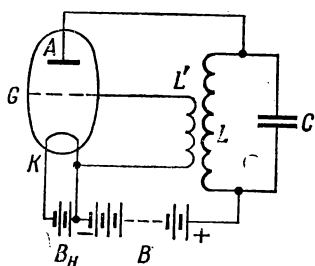


Рис. 58. Ламповый генератор.

в контуре, но и обратное воздействие этих колебаний на лампу. Разнообразные способы соединения лампы с колебательным контуром, обеспечивающие такое обратное воздействие, являются примерами так называемой *обратной связи*, а сами электрические автоколебательные системы такого рода называются *ламповыми генераторами*<sup>1)</sup>. Современные ламповые генераторы

позволяют получать колебания с частотами до нескольких миллиардов герц и применяются чрезвычайно широко. Они служат основой каждой радиостанции и входят в состав многих типов радиоприемников.

На рис. 58 показана одна из весьма многочисленных и разнообразных схем лампового генератора — схема с индуктивной обратной связью.

Колебательный контур, состоящий из катушки самоиндукции  $L$  и конденсатора  $C$ , включен последовательно с батареей  $B$  в анодную цепь лампы, т. е. между анодом  $A$  и накаленной нитью (катодом)  $K$ . Нить накаливается током от батареи накала  $B_k$ . В сеточную цепь лампы — между сеткой  $G$  и катодом  $K$  — включена вторая катушка  $L'$ ,

<sup>1)</sup> Обратная связь в общем смысле — это устройство, при помощи которого происходящий в системе процесс (движение, колебание) частично используется для управления (регулирования) самим этим процессом. Так, например, в паровой машине обратную связь осуществляет золотниковый механизм. Он приводится в действие самой машиной и вместе с тем управляет ее движением.

связанная индуктивно с катушкой контура  $L$ . Таким образом, катушки  $L$  и  $L'$  образуют как бы первичную и вторичную обмотки трансформатора, но без сердечника. Впрочем, в генераторах низких (звуковых) частот можно применять трансформатор с железным сердечником.

Катушка  $L'$  управляет напряжением на сетке и осуществляет «обратную связь» между колебаниями в контуре и на сетке лампы.

Представим себе, что в контуре, состоящем из индуктивности  $L$  и емкости  $C$ , происходят колебания. По катушке  $L$  протекает переменный ток, который наводит в катушке  $L'$  переменную э. д. с. Сетка заряжается то положительно, то отрицательно по отношению к катоду  $K$ , причем период этих колебаний сеточного напряжения, очевидно, тот же, что и период колебаний в контуре  $LC$ , т. е.

$$T = 2\pi\sqrt{LC}.$$

Лампа то «отпирается», то «запирается»; таким образом, колебания в контуре вызывают пульсации анодного тока лампы. Анодный ток, идущий от  $A$  через контур  $LC$  к  $K$ , разветвляясь, проходит через катушку  $L$  и конденсатор  $C$  (разумеется, постоянная, т. е. не меняющаяся со временем, составляющая анодного тока проходит при этом только через катушку, так как постоянный ток через конденсатор идти не может, см. т. II, § 160). Если фаза колебаний анодного тока подобрана правильно, т. е. «толчки» анодного тока действуют на контур в нужные моменты, то колебания в контуре будут поддерживаться (ср. § 30). Другими словами, за каждый период колебаний от батареи  $B$  будет заимствоваться порция энергии, как раз покрывающая потери энергии в контуре за то же время, и колебания будут незатухающими. Если поменять местами концы катушки  $L'$ , то фаза колебаний сеточного напряжения изменится на  $180^\circ$ , и колебания не возбудятся (аналогично тому, как это получалось в системе, изображенной на рис. 56).

Наблюдать колебания можно с помощью электронного осциллографа или — если колебания имеют звуковую частоту — с помощью громкоговорителя, включенного прямо в анодную цепь лампы. Можно также включить в конденсаторную ветвь контура лампочку накаливания (от карманного фонаря или автомобильную, в зависимости от мощности генератора). Так как лампочка включена последовательно с конденсатором, постоянная составляющая

анодного тока через нее не проходит. Следовательно, лампочка будет загораться только при наличии в контуре электрических колебаний.

С помощью лампового генератора, подобного описанному, нетрудно наблюдать и явление электрического резонанса, связав индуктивно с контуром  $LC$  генератора второй такой же колебательный контур, но с переменным конденсатором и с включенной в контур лампочкой накаливания. Плавно меняя емкость в этом контуре, его можно настроить в резонанс на частоту генератора. При соответствующем подборе лампочки и связи между контурами нетрудно добиться таких условий, что при резонансе лампочка вспыхивает, а при расстройке гаснет.

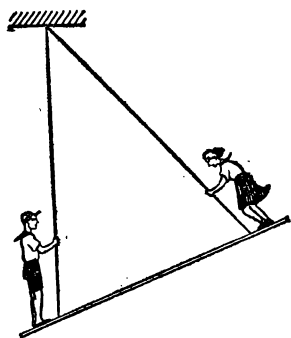
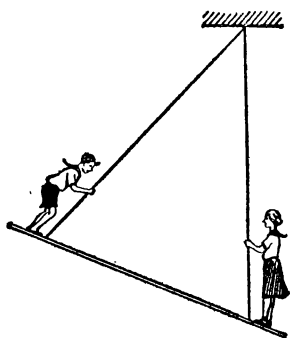


Рис. 59. Раскачивание качелей.

**§ 32. Учение о колебаниях.**  
Мы начали изучение колебаний с механических колебаний. Мы убедились далее, что в основе звуковых явлений, т. е. явлений, воспринимаемых ухом, тоже лежат механические колебания, отличающиеся от колебаний маятника лишь более высокими частотами. Затем мы рассмотрели электрические колебания. На протяжении всего изложения мы старались подчеркнуть глубокое сходство между закономерностями всех этих явлений.

Почему такие, казалось бы, разнородные явления были объединены в нашем изложении?

Все эти главы были посвящены учению о колебаниях, которое объединяет явления не по признаку одинаковой физической их природы, а по общим законам, которым подчиняются эти явления. Например, законы, которым подчиняются свободные и вынужденные коле-

бания, резонансные явления, автоколебания,— одни и те же, идет ли речь о механике или об электричестве.

Существование таких одинаковых законов, управляющих самыми, казалось бы, разнородными явлениями, взятыми из совершенно различных «отделов» физики, играет чрезвычайно большую роль в изучении природы. Оно открывает возможность путем изучения явлений в одной области физики, например в механике, лучше понять явления из совсем другой области, скажем, из оптики. В одних случаях это облегчает исследование, в других — наталкивает на открытие новых явлений. Учение о колебаниях широко пользуется всеми преимуществами, которые дает такой метод исследования, там, где он оказывается приложимым.

Приведем один пример.

Многие замечали, что обыкновенные качели можно раскачать без всякого толчка извне. Для этого нужно, чтобы стоящие на доске поочередно приседали и поднимались (рис. 59). Каждый партнер приседает один раз за период колебаний качелей, а так как они делают это поочередно, то получается, что центр тяжести нашего маятника — качелей — *дважды* за период опускается и поднимается. Мы имеем здесь способ возбуждения колебаний, принципиально отличающийся от рассмотренных ранее: колебательная система (в данном случае качели) раскачивается со своей собственной частотой в результате того, что с удвоенной частотой меняется величина, от которой зависит период системы (в данном случае расстояние от точки подвеса до центра тяжести). Колебания возникают и поддерживаются за счет работы, которая затрачивается на изменение периода системы.

Этот способ возбуждения колебаний нетрудно осуществить и на обычном маятнике — шарике, подвешенном на нити. Нить надо пропустить через неподвижное проволочное колечко и, взявшись за ее конец рукой, периодически подтягивать и отпускать грузик, т. е. периодически укорачивать и удлинять маятник (рис. 60). Если изменение длины маятника выполнять так, чтобы укорачивание происходило, когда маятник проходит через вертикальное положение (или около него), т. е. два раза за период, а удлинение — также дважды за период в положениях максимального отклонения (или около них), то маятник начнет раскачиваться, т. е. амплитуда колебаний будет возрастать. Это значит, что возрастает и энергия колеблющегося маятника.

Откуда черпает маятник эту энергию?

В данном случае, очевидно, за счет работы мускулов руки. Действительно, укорачивая маятник на величину  $l$  в момент прохождения его через вертикальное положение, мы поднимаем грузик массы  $m$  на величину  $l$ . Если учитывать только работу против силы тяжести и пренебречь работой против центробежной силы, то мы сообщаем при этом маятнику энергию  $lmg$ . Удлинение же маятника происходит,

когда он отклонен на максимальный угол  $\alpha$ . При этом грузик опустится на  $l \cos \alpha$ , и, следовательно, маятник отдаст энергию  $l \cos \alpha \cdot mg$  (рис. 61). Разность между полученной и отданной энергией, равная  $lmg(1 - \cos \alpha)$ , и есть та энергия, которая передается маятнику за каждый полупериод и обуславливает увеличение его амплитуды, т. е. раскачку. Заметим, что чем больше максимальный угол  $\alpha$  (чем он ближе к  $\pi/2$ ), тем больше энергия, получаемая маятником за полупериод, т. е. тем быстрее идет раскачка.

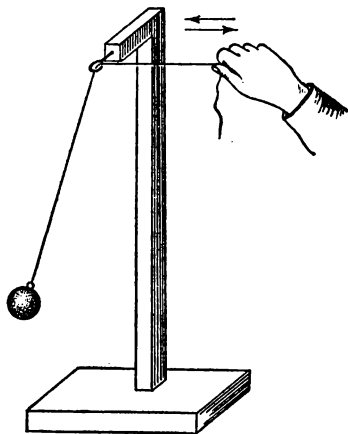


Рис. 60. Опыт с параметрической раскачкой математического маятника.

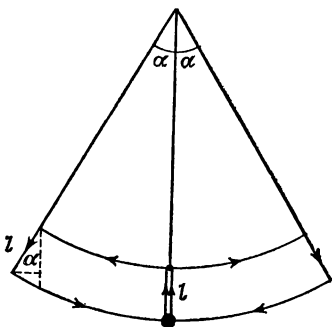


Рис. 61. К вычислению работы, затрачиваемой на раскачку маятника за половину периода его колебаний.

Проходя через положение равновесия, груз поднимается на высоту  $l$ , а при наибольшем отклонении (на угол  $\alpha$ ) опускается на высоты  $l \cos \alpha$ .

Таков же механизм, действующий при раскачивании качелей: энергия качелей растет здесь за счет работы, совершаемой качающимися партнерами, когда они выпрямляются (поднимают свой центр тяжести) при прохождении через вертикаль, и приседают, когда качели отклонены. Так как воздействие состоит в изменении длины маятника, т. е. *параметра*, от которого зависит период системы, то такое воздействие называется *параметрическим*. Мы видим, что параметрическое воздействие раскачивает систему, если частота воздействия вдвое больше собственной (средней) частоты системы.

Перейдем теперь в совсем другую область — область электрических колебаний. Электрический колебательный контур подчинен таким же колебательным законам, как и маятник. Следовательно, если мы создадим в контуре такие же условия, благодаря которым раскачиваются качели, то в контуре должны будут возникнуть электрические колебания. Очевидно, нам нужно периодически менять в контуре величину, от которой зависит его период, т. е. менять емкость или индуктивность, и это нужно делать с частотой, вдвое превышающей соб-

ственную. Опыт полностью подтверждает эти соображения. В контуре возбуждаются электрические колебания.

На таком способе возбуждения электрических колебаний основаны так называемые *параметрические генераторы* переменного тока, изобретенные советскими физиками, академиками Мандельштамом и Папалекси<sup>1)</sup>. Такой генератор представляет собой колебательный контур, состоящий из постоянной самоиндукции  $L$  и конденсатора  $C$ , емкость которого периодически меняется путем вращения его подвижной части (рис. 62).

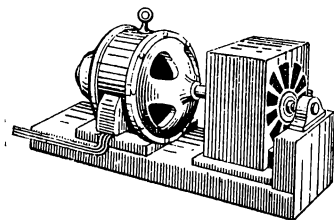


Рис. 62. Один из первых параметрических генераторов переменного тока.

На рисунке показан только переменный конденсатор (справа), подвижная часть которого вращается мотором. Емкость меняется с частотой  $14\pi$ , где  $\pi$  — число оборотов в секунду.

Параметрические генераторы можно сделать с постоянной емкостью и с переменной индуктивностью, что оказывается технически удобнее. Для токов повышенной частоты (несколько сотен или тысяч герц) они обладают рядом преимуществ по сравнению с обычными генераторами.

Этот пример до некоторой степени поясняет, какую пользу может принести объединение явлений по общим законам, и дает представление о научной ценности учения, предметом которого являются эти общие законы колебаний.

В развитии учения о колебаниях отечественным ученым принадлежит выдающееся место. Работы нашего замечательного инженера И. А. Вышнеградского по автоматическому регулированию хода паровых машин, работы отца русской авиации Н. Е. Жуковского (см. т. I, § 192) по теории полета самолета, труды выдающегося математика А. М. Ляпунова по вопросам устойчивости колебательных движений; исследования основателя сейсмологии

<sup>1)</sup> Леонид Исаакович М а н д е л ь ш т а м (1879—1944), Николай Дмитриевич П а п а л е к с и (1880—1947) — советские физики, академики.



Б. Б. Голицына; труды замечательного математика и инженера А. Н. Крылова по теории качки корабля на волнах — все эти классические исследования имеют огромное значение не только для тех специальных областей, к которым они непосредственно относятся, но и для общего учения о колебаниях <sup>1)</sup>. Роль советских ученых еще более значительна, так как они являются основателями современного учения о колебаниях, охватывающего и теорию автоколебаний, и параметрическое возбуждение колебаний, и теорию автоматического регулирования хода машин-двигателей и т. д. Особенно много здесь сделано академиками Л. И. Мандельштамом, Н. Д. Папалекси, А. А. Андроновым <sup>2)</sup> и их учениками, а также нашими крупными математиками — академиками Н. М. Крыловым и Н. Н. Боголюбовым <sup>3)</sup>.

В заключение подчеркнем еще раз, что звуковые и электромагнитные колебания, а также и волны, к рассмотрению которых мы переходим со следующей главы, разумеется, физически разнородны. То, что колеблется, в обоих случаях совершенно различно. Сходными или одинаковыми являются з а к о н о м е р н о с т и этих колебательных процессов, т. е. то, как происходят колебания.

---

<sup>1)</sup> Иван Алексеевич В ы ш н е г р а д с к и й (1821—1895) — профессор Михайловской артиллерийской академии и профессор, а затем директор Петербургского технологического института. Николай Егорович Ж у к о в с к и й (1847—1921) — профессор Московского университета и Московского высшего технического училища. Александр Михайлович Ляпунов (1857—1918) — профессор Харьковского университета. Алексей Николаевич К р ы л о в (1863—1945) — академик. Борис Борисович Г о л и ц ы н (1862—1916) — академик.

<sup>2)</sup> Александр Александрович А н д р о н о в (1901—1952) — советский физик, академик.

<sup>3)</sup> Николай Митрофанович К р ы л о в (1879—1955) — академик, Николай Николаевич Б о г о л ь б о в — академик.

## ГЛАВА IV

### ВОЛНОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ

**§ 33. Волновые явления.** Мы перейдем теперь к изучению распространения колебаний. Если речь идет о механических колебаниях, т. е. о колебательном движении частиц какой-либо твердой, жидкой или газообразной среды, то распространение колебаний означает передачу колебаний от одних частиц среды к другим. Передача колебаний обусловлена тем, что смежные участки среды связаны между собой. Эта связь может осуществляться различно. Она может быть обусловлена, в частности, силами упругости, возникающими вследствие деформации среды при ее колебаниях. В результате колебание, вызванное каким-либо образом в одном месте, влечет за собой последовательное возникновение колебаний в других местах, все более и более удаленных от первоначального, и получается так называемая *волна*.

Механические волновые явления имеют огромное значение для повседневной жизни. К этим явлениям относится распространение звуковых колебаний, обусловленное упругостью окружающего нас воздуха. Благодаря упругим волнам мы можем слышать на расстоянии. Круги, разбегающиеся на поверхности воды от брошенного камня, мелкая рябь на поверхности озера и огромные океанские волны — это тоже механические волны, хотя и иного типа. Здесь связь смежных участков поверхности воды обусловлена не упругостью, а силой тяжести (см. ниже, § 38) или же силами поверхностного натяжения (см. т. I, § 250). В воздухе могут распространяться не

только звуковые волны, но и разрушительные взрывные волны от разрывов снарядов и бомб. Сейсмические станции записывают колебания почвы, вызванные землетрясениями, происходящими за тысячи километров. Это возможно только потому, что от места землетрясения распространяются сейсмические волны — колебания в земной коре.

Огромную роль играют и волновые явления совершенно иной природы, а именно электромагнитные волны. Эти волны представляют собой передачу из одних мест пространства в другие колебаний электрического и магнитного полей, создаваемых электрическими зарядами и токами. Связь между соседними участками электромагнитного поля обусловлена тем, что всякое изменение электрического поля вызывает появление магнитного поля, и обратно, всякое изменение магнитного поля создает электрическое поле (см. ниже, § 54). Твердая, жидкая или газообразная среда может сильно влиять на распространение электромагнитных волн, но наличие такой среды для этих волн не необходимо: они могут распространяться всюду, где может существовать электромагнитное поле, а значит, и в «пустоте», т. е. в пространстве, не содержащем атомов.

К явлениям, обусловленным электромагнитными волнами, относится, например, свет. Подобно тому как определенный диапазон частот механических колебаний воспринимается нашим ухом и дает нам ощущение звука, так определенный (и, как мы увидим, очень узкий) диапазон частот электромагнитных колебаний воспринимается нашим глазом и дает нам ощущение света.

В случае света мы непосредственно убеждаемся, что электромагнитные волны могут распространяться в пустоте. Поставив под стеклянный колокол воздушного насоса электрический или заводной звонок и откачивая воздух, мы обнаруживаем, что звук по мере откачки постепенно затихает и, наконец, прекращается. Видимая же глазом картина всего, что находится под колоколом и позади него, не испытывает никаких изменений. Трудно переоценить это свойство электромагнитных волн. Механические волны не выходят за пределы земной атмосферы; волны же электромагнитные открывают нам широчайшие просторы вселенной. Световые волны позволяют нам непосредственно видеть

Солнце, звезды и другие небесные тела, отделенные от нас огромными «пустыми» пространствами; с помощью электромагнитных волн весьма разнообразной длины, которые доходят до нас от этих отдаленных тел, мы можем делать важнейшие заключения об устройстве вселенной.

В 1895 г. А. С. Попов<sup>1)</sup> открыл новое необозримое поле применения электромагнитных волн. Он изобрел аппаратуру, позволяющую использовать эти волны для передачи сигналов — телеграфирования без проводов. Так родилась беспроводная связь, или радио, благодаря которому получил исключительное практическое и научное значение обширный диапазон электромагнитных волн, значительно более длинных, чем световые (см. § 60).

Нынешнее развитие этого величайшего изобретения таково, что можно с полным основанием говорить о радио как об одном из чудес современной техники. В наши дни радио дает возможность не только осуществлять беспроводную телеграфную и телефонную связь между любыми пунктами на земном шаре, но и передавать изображения (телевидение и фототелеграфия), управлять на расстоянии машинами и снарядами (телеуправление), обнаруживать и даже видеть удаленные объекты, которые сами по себе не излучают радиоволн (радиолокация), водить по заданному курсу корабли и самолеты (радионавигация), наблюдать радиоизлучение небесных тел (радиоастрономия) и т. д.

Ниже мы еще рассмотрим некоторые из названных здесь применений электромагнитных волн более подробно. Но даже простое (и далеко не полное) перечисление этих применений немало говорит об исключительном значении этих волн.

Несмотря на различную природу механических и электромагнитных волн, существует много общих закономерностей, свойственных любым волновым явлениям. Одна из основных закономерностей такого рода состоит в том, что всякая волна распространяется из одной точки в другую не мгновенно, а с определенной скоростью.

**§ 34. Скорость распространения волн.** В том, что распространение механических волн происходит не мгновенно, нас убеждают простейшие наблюдения. Каждый видел, как

---

<sup>1)</sup> Александр Степанович Попов (1859—1906) — русский физик и изобретатель.

постепенно и равномерно расширяются круги на воде или как бегут морские волны. Здесь мы непосредственно видим, что распространение колебаний из одного места в другое занимает определенное время. Но и для звуковых волн, которые в обычных условиях невидимы, легко обнаруживается то же самое. Если вдали происходит выстрел, взрыв, свисток паровоза, удар топора и т. п., то мы сначала видим эти явления и лишь спустя известное время слышим звук (рис. 63). Чем дальше от нас источник звука, тем больше запаздывание.

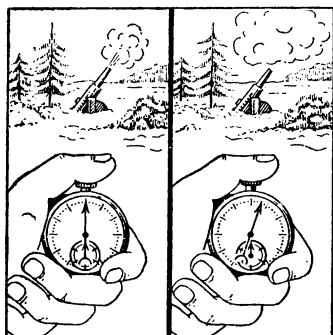


Рис. 63. Мы видим выстрел и потом слышим его.

называемые сверхзвуковые скорости), а артиллерийские снаряды летят со скоростями 1500 м в секунду и более.

Одно из самых ранних измерений скорости звука в воде было выполнено также по запаздыванию звука.

В 1826 г. Колладон и Штурм произвели на Женевском озере следующий опыт. На одной лодке производилась вспышка пороха и одновременно молоток ударял по колоколу, опущенному в воду. На другой лодке, находившейся на расстоянии 14 км от первой, измерялось время между вспышкой и появлением звука в рупоре, также опущенном в воду. Скорость звука в воде при  $8^{\circ}\text{C}$  оказалась равной 1435 м в секунду.

Измеряя запаздывание звука по сравнению со светом, мы получим правильную величину скорости звука, очевидно, лишь в том случае, если временем распространения света можно пренебречь. В условиях обычных наблюдений

Промежуток времени между вспышкой молнии и ударом грома может доходить иногда до нескольких десятков секунд. Зная расстояние от источника звука и измерив запаздывание звука, можно определить скорость его распространения.

В сухом воздухе при температуре  $10^{\circ}\text{C}$  эта скорость оказалась равной 337,5 м в секунду. Для сравнения напомним, что современные самолеты могут развивать скорости, превышающие скорость звука в воздухе (так

это допущение вполне приемлемо, ибо, как показывают измерения, скорость распространения световых и вообще электромагнитных волн в пустоте (а практически и в воздухе) равна приблизительно 300 000 км в секунду. Вспышку, произведенную на расстоянии 3 км, мы видим с запаздыванием всего на 10 мксек (микросекунда — миллионная доля секунды), в то время как звук тратит на пробег этого расстояния около 9 сек.

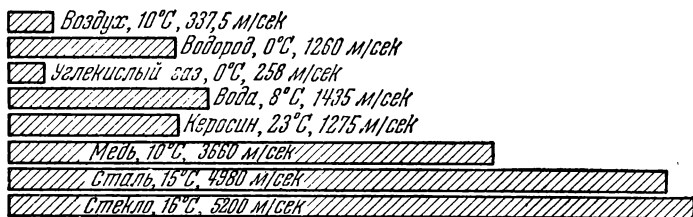


Рис. 64. Скорость звука в некоторых газах, жидкостях и твердых телах.

Скорость звуковых волн весьма различна для разных сред и, кроме того, зависит от температуры. Современные методы позволяют производить точные измерения скорости звука, пользуясь малыми количествами исследуемого вещества. На рис. 64 изображена диаграмма, показывающая величину скорости звука для некоторых веществ, причем указана температура, к которой относится приведенное значение скорости. Значения скорости, приведенные на диаграмме, в некоторых случаях дают лишь представление о величине скорости, поскольку последняя зависит также от сорта материала (сталь, стекло) и от его очистки (керосин).

**§ 35. Радиолокация, гидроакустическая локация и звукометрия.** Если скорость распространения волн известна, то измерение их запаздывания позволяет решить обратную задачу: найти пройденное ими расстояние.

Ничтожные промежутки времени, затрачиваемые электромагнитными волнами на пробег наземных расстояний, теперь уже не лежат за пределами доступного наблюдению,

и мы умеем измерять их с большой точностью. На этом основано действие радиолокаторов — приборов, предназначенных для обнаружения кораблей, самолетов и т. п.

Радиолокатор посылает короткий электромагнитный сигнал — последовательность очень быстрых колебаний, длящаяся 1—2 мксек

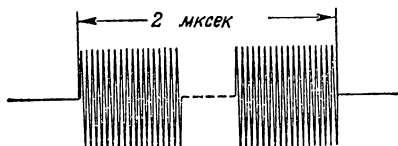


Рис. 65. Сигнал («импульс») локатора.

Он изображен с пробелом, так как в нем содержится около сотни быстрых колебаний и без пробела он получился бы слишком растянутым.

Этот сигнал отмечается на экране катодного осциллографа в виде отброса электронного пучка от прямой АВ (рис. 66), по которой этот пучок пробегает под действием развертывающего напряжения (см. стр. 72). Отразившись от

препятствия, сигнал возвращается, принимается радиолокатором, усиливается и снова подводится к осциллографу. На прямой АВ получается второй отброс, соответствующий приходу отраженного сигнала. Расстояние между двумя отбросами на экране осциллографа в определенном и заранее известном масштабе изображает время  $2t$  между моментом посылки сигнала и моментом прихода отраженного сигнала ( $t$  — время пробега сигнала в одну сторону). Так как скорость распространения радиоволн известна, то можно градуировать прямую АВ прямо в километрах и непосредственно читать на экране осциллографа расстояние до отражающего предмета.

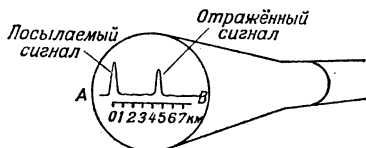


Рис. 66. Что видно на экране осциллографа радиолокатора.

В действительности радиолокатор посылает не однократный сигнал, показанный на рис. 65, а ряд таких сигналов, следующих друг за другом через равные промежутки времени много (например, тысячу) раз в секунду.

Развертка тоже делается периодической и синхронной с посылкой сигналов. Таким образом, изображения посылаемого и принимаемого (отраженного) сигналов воспроизводятся на экране осциллографа много раз в секунду и воспринимаются наблюдателем как непрерывная картина.

Этому способствует и так называемое послесвечение флюоресцирующего вещества, которым покрыт экран осциллографа. Точка экрана, в которую попадает электронный пучок после ухода пучка в другое место экрана светится еще в течение некоторого времени. Это время послесвечения у разных флюоресцирующих веществ различно. В частности, его можно подобрать так, чтобы изображение, «нарисованное» электронным пучком за один период развертки, не успевало погаснуть до следующего ее периода, т. е. до следующего пробега электронного пучка по экрану.

Периодическое повторение посылаемых сигналов, давая на экране осциллографа непрерывную легко наблюдаемую картину, позволяет вместе с тем следить за перемещениями предметов, отражающих локационные сигналы. Если такой предмет, например самолет, движется, то вместе с изменением расстояния до него будет меняться положение второго отброса на экране осциллографа, т. е. мы увидим, что самолет приближается к локатору или удаляется от него.

С помощью радиолокаторов можно также определять расстояние до берега и вообще любого предмета, способного хорошо отражать радиоволны. Таким образом, радиолокаторы можно использовать для навигации и других целей. В настоящее время значение радиолокации, в частности в военном деле, чрезвычайно велико. В СССР первые работы в области радиолокации были начаты уже в 1932 г. под руководством Ю. А. Коровина; первая в СССР радиолокационная установка была построена Ю. Б. Кобзаревым и его сотрудниками в 1939 г.

Задачу измерения расстояний в ряде случаев можно решать и с помощью запаздывания звука. Здесь времена запаздывания гораздо больше, и поэтому их легче точно измерить. Однако значительно менее точно известна скорость распространения сигнала, так как в практических условиях на ее величину влияет целый ряд обстоятельств: ветер, неоднородность температуры среды (воздуха, воды) и т. п.

На том же принципе (измерения запаздывания отраженного сигнала) основаны гидроакустические локация и эхолотирование. Гидролокаторы позволяют, например, обнаруживать с надводных кораблей подводные лодки и, наоборот, с подводных лодок надводные корабли. При помощи эхолотов измеряется глубина морского дна. Эхолот действует следующим образом. В дно корабля вмонтированы специальные излучатель и



приемник у л ь т р а з в у к о в ы х вол н (рис. 67). (Ультразвуковые волны применяются потому, что они значительно короче звуковых, и это обеспечивает некоторые преимущества, связанные с направленностью излучения; см. § 42.) Излучатель периодически посылает короткие сигналы ульт-

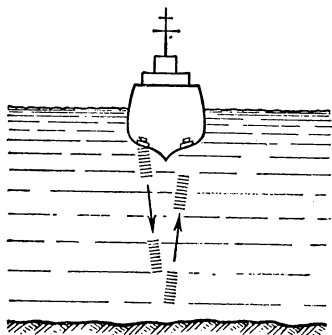


Рис. 67. Действие эхолота.

развукowej частоты, а приемник принимает и автоматически записывает на ленте запозывание сигналов, отраженных от морского дна, т. е. записывает в определенном масштабе глубину моря. В результате при движении корабля на ленте записывается профиль морского дна.

Измеряя разности между временами прихода какого-либо отрывистого звука (взрыв, выстрел) в три различных пункта наблюдения,

можно определить местонахождение источника этого звука. Такой способ, называемый *звукометрией*, применяется в военном деле для засечки артиллерийских батарей противника.

**§ 36. Поперечные волны в шнуре.** Мы перейдем теперь к более подробному изучению механических волн. Их свойства зависят от многих обстоятельств: от вида связи между смежными участками среды, от размеров среды (например, в теле ограниченных размеров картина распространения будет иная, чем в среде, простирающейся во все стороны практически неограниченно, как окружающий нас воздух), от формы тела и т. п.

В этом и следующем параграфах мы познакомимся с двумя видами упругих волн — п р о д о л ь н ы м и и п о п е р е ч н ы м и волнами.

Подвесим за один конец длинный шнур или резиновую трубку. Если нижний конец шнура быстро отвести в сторону и вернуть обратно, то изгиб «побежит» по шнуру вверх (рис. 68, а), дойдя до точки подвеса отразится и вернется вниз (рис. 68, б). Если двигать нижний конец шнура непрерывно, заставляя его совершать гармоническое колебание, то по шнуру «побежит» синусоидальная волна

(рис. 68, в). Она тоже будет отражаться от точки подвеса, но явления, получающиеся в результате этого отражения, мы разберем позднее (см. § 46, 47).

Когда мы говорим, что волна или одиночный изгиб шнура «бежит вдоль по шнуру», то это лишь краткое описание следующего явления: каждая точка шнура совершает такое же колебание, какое мы заставили совершать нижний конец шнура, но колебание каждой точки тем больше запаздывает (отстает по фазе), чем эта точка дальше от конца шнура. Рис. 69 поясняет к и н е м а т и к у процесса передачи колебаний от точки к точке. Здесь изображены последовательно различные стадии этого процесса, начиная с «положения равновесия», через каждые четверть периода. Каждый из ряда занумерованных кружков совершает гармоническое колебание около своего «положения равновесия» с одинаковой амплитудой и частотой. Колебание каждого следующего кружка отстает от колебания предшествующего на  $\frac{1}{12}$  периода (т. е. на  $30^\circ$  по фазе). Таким образом, кружок 4 отстает от 1 на  $90^\circ$ , 7 — на  $180^\circ$ , 10 — на  $270^\circ$ , а 13 отстает на полных  $360^\circ$ , т. е. колеблется так же, как и 1. Далее все повторяется: кружок 14, когда до него доходит волна, колеблется так же, как и 2, 15 — как 3 и т. д. Мы видим, как волна, по которой располагаются кружки, перемещается вправо. При этом за один период колебания волна передвигается на расстояние, равное расстоянию между кружками, колеблющимися с разностью фаз в  $360^\circ$ , т. е. колеблющимися одинаково (очевидно, сдвиг фаз на число градусов, кратное  $360^\circ$ , равносильно отсутствию сдвига фаз).

Расстояние, на которое распространяются колебания за один период, называется *длиной волны*. Следовательно, длина волны — это расстояние между ближайшими точками синусоидальной (или, что то же самое, гармонической) волны, колеблющимися в одинаковой

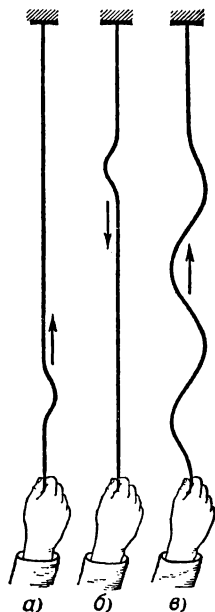


Рис. 68. а — изгиб «бежит» вверх по шнуру; б — после отражения он возвращается; в — синусоидальная волна.

ф а з е. Длину волны обозначают обычно греческой буквой  $\lambda$  (лямбда).

Мы имеем, таким образом, двоякого рода периодичность в волне. С одной стороны, каждая частица среды совершает периодическое колебание во времени; с другой стороны, в каждый момент времени все частицы располагаются на линии, форма которой периодически повторяется в пространстве. Длина волны  $\lambda$

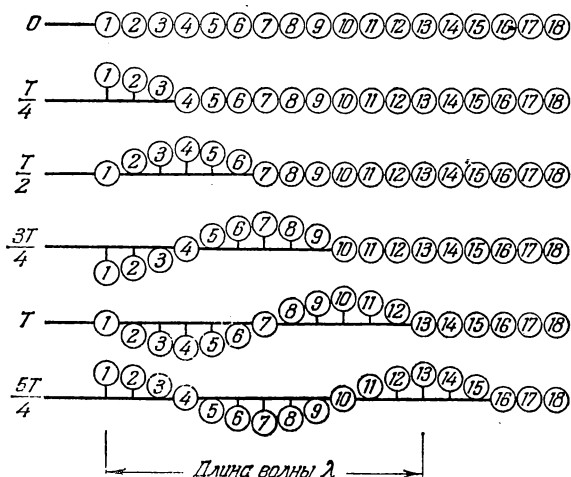


Рис. 69. Кинематика поперечной волны.

играет по отношению к форме волны в пространстве ту же роль, какую период  $T$  играет по отношению к колебанию во времени.

Если мы захотим узнать скорость распространения волны  $c$ , т. е. расстояние, проходимое ею в единицу времени, то, очевидно, надо разделить длину волны  $\lambda$  (проходимую за период  $T$ ) на период  $T$ :

$$c = \frac{\lambda}{T}.$$

Зная две из входящих в эту формулу величин, можно вычислить третью.

Мы указали в самом начале и теперь подчеркиваем еще раз: распространение волны означает запаздывающую передачу колебатель-

ного движения от одной точки к следующей. Никакого переноса вместе с волной самого вещества тела, в котором волна распространяется, не происходит.

Каждая точка шнура (как и каждый кружок на рис. 69) колеблется перпендикулярно к направлению распространения волны, т. е. поперек направления распространения. Поэтому и волна такого вида называется *поперечной*.

В результате чего получается передача колебательного движения от одной точки среды к другой и почему она происходит с запаздыванием? Чтобы ответить на этот вопрос, надо разобратся в динамике волн.

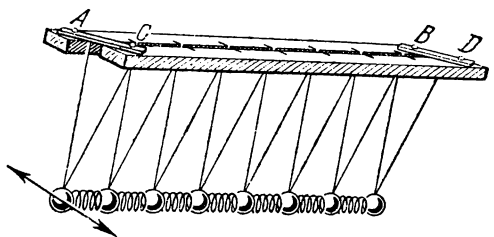


Рис. 70. Модель для демонстрации волн в положении для поперечных колебаний.

Смещение в сторону нижнего конца шнура вызывает деформацию шнура в этом месте. Появляются силы упругости, стремящиеся уничтожить деформацию, т. е. появляются натяжения, которые тянут непосредственно прилегающий участок шнура вслед за участком, смещенным нашей рукой. Смещение этого второго участка вызывает деформацию и натяжение следующего и т. д. (Конечно, в действительности никаких отдельных участков шнура нет и процесс идет непрерывно.) Участки шнура обладают массой, и поэтому вследствие инерции набирают или теряют скорость под действием упругих сил не мгновенно. Когда мы довели конец шнура до наибольшего отклонения вправо и начали вести его влево, смежный участок еще будет продолжать двигаться вправо и лишь с некоторым запазданием остановится и тоже пойдет влево. Таким образом, запаздывающий переход колебания от одной точки шнура к другой обусловлен наличием у материала шнура упругости и массы.

Для иллюстрации действия обоих указанных свойств можно воспользоваться следующей простой моделью. Две рейки  $AB$  и  $CD$  (рис. 70) подвижно соединены поперечными планками  $AC$  и  $BD$ . К рейкам подвешены шары, причем каждый шар висит на двух нитях, верхние концы которых прикреплены соответственно к  $AB$  и к  $CD$ . Если параллелограмм  $ABDC$  сложить так, чтобы рейки  $AB$  и  $CD$  прилегали друг к другу (как это показано на рис. 70), то шары смогут качаться лишь в плоскостях, перпендикулярных к рейкам. Если же сделать  $ABDC$  прямоугольником, то шары смогут качаться лишь в направлении, параллельном рейкам  $AB$  и  $CD$ . (Этот второй случай показан на рис. 74 и понадобится нам в следующем параграфе.) Шары соединены между собой не слишком жесткими пружинками.

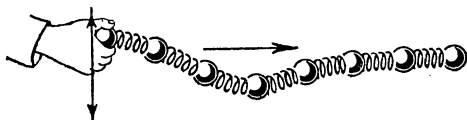


Рис. 71. Поперечная волна на модели.

В этой модели упругого тела — цепочке чередующихся шаров и пружин — оба интересующие нас свойства разделены: масса сосредоточена в основном в шарах, а упругость — в пружинах. Взявшись за крайний шар и качая его из стороны в сторону, легко наблюдать, как посредством деформации пружин колебание передается от шара к шару и как колебание каждого шара отстает от колебания предыдущего. В результате получается поперечная волна, бегущая вдоль по цепочке (рис. 71).

Чем жестче пружины и чем легче шары, тем меньше отстает колебание каждого шара от колебания его предшественника, а значит, тем длиннее при одном и том же периоде получится волна. Но увеличение  $\lambda$  при неизменном  $T$  означает увеличение скорости распространения волны. Наша модель подсказывает нам, таким образом, следующую закономерность, которая действительно выполняется для упругих тел: *скорость распространения упругих волн тем больше, чем больше жесткость тела и чем меньше его плотность.*

**§ 37. Продольные волны в столбе воздуха.** Мы познакомимся теперь с другим видом волн, причем опять возьмем

тело удлиненной формы, а именно столб воздуха, заключенный в трубе. Вдоль трубы может двигаться поршень. Заставим этот поршень совершать гармоническое колебание. Что будет происходить в столбе воздуха?



Рис. 72. Волна в трубе.

Предыдущий параграф позволяет сразу же дать ответ. Ведь и здесь каждый участок тела (слой воздуха) обладает массой, а всякое сжатие воздуха создает избыток давления, т. е. налицо упругость воздуха. Следовательно,

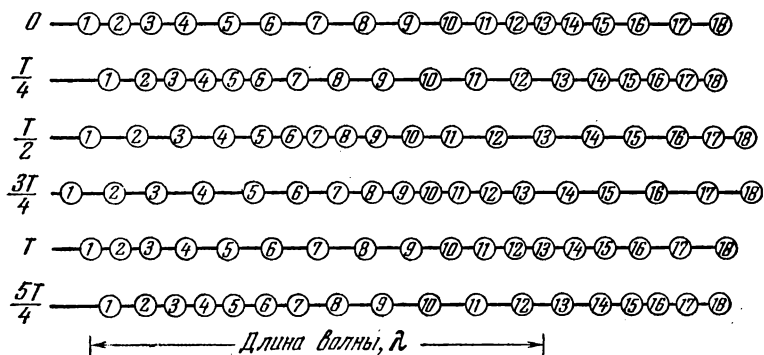


Рис. 73. Кинематика продольной волны.

в столбе воздуха образуется упругая волна, которая будет бежать от поршня (рис. 72). Однако теперь колебательное движение в волне происходит иначе, чем раньше: частицы воздуха колеблются в том же направлении, что и поршень, т. е. вдоль направления распространения волны. Такие волны называются *продольными*.

Кинематику продольной волны поясняет рис. 73, где, как и на рис. 69, изображен ряд занумерованных кружков; кружки гармонически колеблются около своих положений равновесия. По-прежнему амплитуда и частота колебаний у всех кружков одинаковы, а фаза колебания каждого кружка отстает от фазы предыдущего на  $30^\circ$ . Отличие от

рис. 69 состоит в том, что кружки колеблются не поперек ряда, а вдоль него. Кроме того, на рис. 73 показана уже установившаяся волна. В результате этих продольных колебаний, запаздывающих от кружка к кружку, получается бегущая направо волна, состоящая из чередующихся уплотнений и разрежений.

Динамику продольной волны легко наблюдать на нашей модели. Превратив рамку  $ABDC$  в прямоугольник (рис. 74), мы даем шарам возможность качаться лишь продольно,

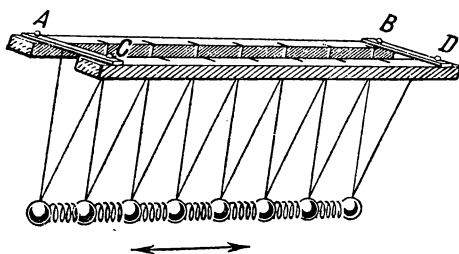


Рис. 74. Модель для демонстрации волн в положении для продольных колебаний.

т. е. параллельно рейкам  $AB$  и  $CD$ . Качая крайний шар вперед и назад, мы ясно увидим, как образуются и распространяются вдоль по цепочке чередующиеся уплотнения и разрежения.

Подобно тому, как это происходит в нашей модели, продольные и поперечные волны могут распространяться и в сплошной среде, протяженной во всех направлениях. Поперечные волны в такой среде — это волны сдвига, в которых слои, перпендикулярные к направлению распространения волны, смещаются при своих колебаниях параллельно друг по другу, т. е. без разрежений и уплотнений (рис. 75, б). Напротив, продольные волны — это волны сжатия (положительного и отрицательного)<sup>1)</sup>, в которых деформация слоев среды состоит в изменении их плотности, так что волна представляет собою чередующиеся уплотнения и разрежения (рис. 75, в).

Разумеется, и для продольных волн остается в полной силе определение длины волны  $\lambda$ , которое мы дали в предыдущем параграфе.

<sup>1)</sup> Сжатие может быть и положительным (уплотнение) и отрицательным (разрежение).

Если там можно было сказать, что длина волны равна расстоянию между двумя соседними горбами синусоиды (или впадинами), то здесь она равна расстоянию между серединами двух соседних уплотнений (или разрежений). Скорость распространения продольной волны связана с длиной волны и периодом колебаний той же формулой, что и для поперечной волны. Это, конечно, не значит, что скорость распространения обоих видов волн в теле одинакова. Наоборот, во всякой среде скорость волн сжатия больше, чем волн сдвига (и, следовательно, при одном и том же периоде длина продольной волны больше чем поперечной).

Говоря «во всякой среде», надо сделать одну оговорку: во всякой твердой среде. Дело в том, что упругие поперечные волны могут распространяться только в твердых телах, в то время как продольные волны могут распространяться и в твердых телах, и в жидкостях, и в газах. Таким образом, сравнивать скорость распространения обоих видов волн можно только в твердых телах, в жидкостях же и газах возможны лишь продольные волны. Чем это объясняется?

Как сказано, в поперечной волне происходит сдвиг слоев друг относительно друга. Но упругие силы при сдвиге возникают только в твердых телах. В жидкостях и газах смежные слои свободно скользят друг по другу, без появления противодействующих упругих сил, а раз нет упругих сил, то и образование упругих волн невозможно.



Рис. 75. Деформация среды в поперечной и продольной волнах.



В продольной волне участки тела испытывают сжатия и растяжения, т. е. меняют свой объем. Упругие силы при изменении объема возникают как в твердых телах, так и в жидкостях и газах. Поэтому продольные волны возможны в телах, находящихся в любом из этих трех состояний.

**§ 38. Волны на поверхности жидкости.** Мы уже упоминали об этих волнах, образование которых обусловлено не упругостью, а силой тяжести. Именно поэтому нас не должно удивлять, что эти волны, распространяющиеся по поверхности жидкости, не являются продольными. Однако они не являются и поперечными: движение частиц жидкости здесь более сложное.

Если в какой-либо точке поверхность жидкости опустилась (например, в результате прикосновения твердым предметом), то под действием силы тяжести жидкость начнет сбегать вниз, заполняя центральную ямку и образуя вокруг нее кольцевое углубление. На внешнем



Рис. 76. Движение частиц жидкости в волне на ее поверхности.

крае этого углубления все время продолжается сбегание частиц жидкости вниз, и диаметр кольца растет. Но на внутреннем крае кольца частица вновь «выныривает» наверх, так что образуется кольцевой гребень. Позади него опять получается впадина, и т. д. При опускании вниз частицы жидкости движутся, кроме того, назад, а при подъеме наверх они движутся и вперед. Таким образом, каждая частица не просто колеблется в поперечном (вертикальном) или продольном (горизонтальном) направлении, а, как оказывается, описывает окружность.

На рис. 76 черными кружками показано положение частиц поверхности жидкости в некоторый момент, а белыми кружками — положение этих частиц немного времени спустя, когда каждая из них прошла часть своей круговой траектории. Эти траектории показаны пунктиром, пройденные участки траекторий — стрелками. Линия, соединяющая черные кружки, дает нам профиль волны. В изображенном на рисунке случае большой амплитуды (т. е. радиус круговых траекторий частиц не мал по сравнению с длиной волны) профиль волны совсем не похож на синусоиду: у него широкие впадины и узкие гребни. Линия, соединяющая белые кружки, имеет ту же форму, но сдвинута вправо (в сторону запаздывания фазы), т. е. в результате движения частиц жидкости по их круговым траекториям волна переместилась.

Следует заметить, что в образовании поверхностных волн играет роль не только сила тяжести, но и сила поверхностного натяжения (см. т. I, § 250), которая, как и сила тяжести, стремится выровнять поверхность жидкости. При прохождении волны в каждой точке поверхности жидкости происходит деформация этой поверхности — выпуклость становится плоской и затем сменяется вогнутостью, и обратно, в связи с чем меняется площадь поверхности и, следовательно, величина энергии поверхностного натяжения. Нетрудно понять, что роль поверхностного натяжения будет при данной амплитуде волны тем больше, чем больше искривлена поверхность, т. е. чем короче длина волны. Поэтому для длинных волн (низких частот) основной является сила тяжести, но для достаточно коротких волн (высоких частот) на первый план выступает сила поверхностного натяжения. Граница между «длинными» и «короткими» волнами, конечно, не является резкой и зависит от плотности жидкости и ее коэффициента поверхностного натяжения. У воды эта граница соответствует волнам длиной около 1 см, т. е. для более коротких волн преобладают капиллярные силы, а для более длинных — сила тяжести.

Несмотря на сложный «продольно-поперечный» характер поверхностных волн, они подчиняются закономерностям, общим для всякого волнового процесса, и очень удобны для наблюдения многих таких закономерностей. Поэтому мы остановимся несколько подробнее на способе их получения и наблюдения.

Для опытов с такими волнами можно взять неглубокую ванну, дном которой служит стекло размером около квадратного метра. Под этим стеклом на расстоянии 1—1,5 м можно поместить яркую лампочку и спроектировать наш «пруд» на потолок или экран (рис. 77). На тени в увеличенном виде можно наблюдать все явления, происходящие на поверхности воды. Для ослабления отражения волн от бортов ванны последние делаются наклонными или обшиваются рифленой материей.

Наполним ванну водой примерно на глубину в 1 см и коснемся поверхности воды концом проволоки или острием карандаша. Мы увидим, как от точки прикосновения разбежится кольцевая морщинка. Скорость ее распространения невелика (10—30 см/сек), поэтому можно легко следить за ее перемещением.

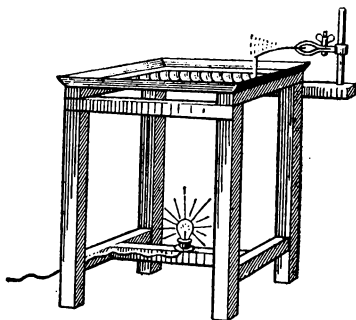


Рис. 77. Ванна для наблюдения волн на поверхности воды.

Укрепим проволоку на упругой пластинке и заставим ее колебаться, причем так, чтобы при каждом колебании пластинки конец проволоки ударял по поверхности воды. По воде побежит система кольцевых гребней и впадин (рис. 78). Расстояние между соседними гребнями или впадинами, т. е. длина волны  $\lambda$ , связано с периодом ударов  $T$  уже известной нам формулой  $\lambda = cT$ ;  $c$  — скорость распространения волны.

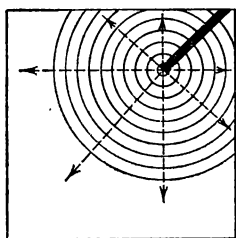


Рис. 78. Кольцевые волны.

Линии, перпендикулярные к гребням и впадинам, показывают направления распространения волны. У кольцевой волны направления распространения изображаются, очевидно, прямыми линиями, расходящимися из центра волны, как это показано на рис. 78 пунктирными стрелками.

Заменив конец проволоки ребром линейки, параллельным поверхности воды, можно создать волну, имеющую форму не концентрических колец, а параллельных друг другу прямолинейных гребней и впадин (рис. 79). Здесь, перед средней частью линейки, мы имеем одно-единственное направление распространения.

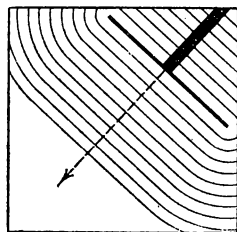


Рис. 79. Прямолинейные волны.

Кольцевые и прямолинейные волны на поверхности дают представление о сферических и плоских волнах в пространстве. Небольшой источник звука, излучающий равномерно во все стороны, создает вокруг себя сферическую волну, в которой сжатия и разрежения воздуха расположены в виде концентрических шаровых слоев. Участок сферической волны, малый по сравнению с расстоянием до ее источника, можно приближенно считать плоским. Это относится, конечно, к волнам любой физической природы — и к механическим, и к электромагнитным. Так, например, любой участок (в пределах земной поверхности) световых волн, приходящих от звезд, можно рассматривать как плоскую волну.

Мы неоднократно будем далее пользоваться опытами с описанной выше водяной ванной, так как волны на поверх-

ности воды делают очень наглядными и удобными для наблюдения основные черты многих волновых явлений, включая и такие важные явления, как дифракция и интерференция. Мы используем волны в водяной ванне для получения ряда общих представлений, сохраняющих значение и для упругих (в частности, акустических), и для электромагнитных волн. Там, где можно осуществить наблюдение более тонких особенностей волновых процессов (в частности, в оптике), мы остановимся более подробно на истолковании этих особенностей.

**§ 39. Перенос энергии волнами.** Распространение механической волны, представляющее собой последовательную передачу движения от одного участка среды к другому, означает тем самым передачу энергии. Эту энергию доставляет источник волны, когда он приводит в движение непосредственно прилегающий к нему слой среды. От этого слоя энергия передается следующему слою и т. д. Таким образом, распространение волны создает в среде поток энергии, расходящийся от источника. Представление о потоке энергии, переносимой волнами, впервые ввел Н. А. Умов<sup>1)</sup> (1874 г.). Он получил и формулу, позволяющую вычислить интенсивность волны (см. ниже).

При встрече волны с различного рода телами переносимая ею энергия может произвести работу или превратиться в другие виды энергии.

Яркий пример такого переноса энергии без переноса вещества дают нам взрывные волны. На расстояниях во много десятков метров от места разрыва бомбы, куда не долетают ни осколки, ни поток горячего воздуха, взрывная волна выбивает стекла, ломает стены и т. п., т. е. производит большую механическую работу. Но энергия переносится, конечно, и самыми слабыми волнами; например, летящий комар излучает звуковую волну («комариный писк»), мощность которой, т. е. энергия, излучаемая в 1 сек, составляет несколько десятитысячных долей эрга в секунду.

Если размеры источника достаточно малы и энергия от него распространяется во все стороны равномерно, то источник можно рассматривать как точечный<sup>2)</sup>, а расходящаяся от него волна будет сферической. В этом

---

<sup>1)</sup> Николай Алексеевич Умов (1846—1915) — русский физик.

<sup>2)</sup> Более подробно условия, при которых источник можно считать точечным, мы рассмотрим ниже, на примере источников света (§ 69).

случае энергия, излучаемая источником, равномерно распределяется по всей поверхности волновой сферы. Нетрудно видеть, что энергия, приходящаяся на единицу поверхности этой сферы, будет тем меньше, чем больше радиус сферы. Площадь сферы или любого вырезанного в ней конусом участка (рис. 80) растет пропорционально квадрату радиуса, т. е. при увеличении расстояния от источника вдвое площадь увеличивается вчетверо, и на каждый квадратный сантиметр площади приходится вчетверо меньшая энергия.

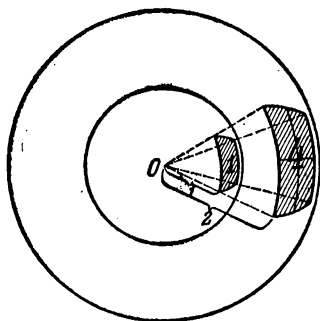


Рис. 80. При увеличении радиуса вдвое поверхность возрастает вчетверо.

Энергию, переносимую волной через  $1 \text{ см}^2$  за время, равное 1 сек., т. е. мощность, переносимую через  $1 \text{ см}^2$ , нередко называют *интенсивностью волны*. Таким образом, интенсивность сферической волны убывает обратно пропорционально квадрату расстояния от источника.

Указанная выше мощность звука летящего комара на расстоянии 2 м от него распределяется на площадь сферы в  $4\pi \cdot 200^2 \approx 500\,000 \text{ см}^2$ , т. е. интенсивность звука составляет на таком расстоянии около миллиардной доли эрга в секунду на квадратный сантиметр. Эта ничтожная величина близка к порогу слышимости и дает представление о чрезвычайно высокой чувствительности нашего уха.

Если ограничить возможность расхождения волны в стороны, то и убывание интенсивности уменьшится. Так, например, звуковая волна, распространяющаяся в трубе, не расходится в стороны и поэтому на длинном пути сохраняет большую интенсивность. На этом основано применение переговорных труб, которые и теперь еще зачастую можно видеть на небольших кораблях, где они служат для связи капитанского мостика с машинным отделением, с кабиной рулевого и т. п. (рис. 81).

Для увеличения громкости звука на больших расстояниях иногда применяются рупоры (рис. 82). Следует, однако, иметь в виду, что вне рупора расхождение волны в стороны уже не ограничено и причина усиления звука здесь

иная: рупор концентрирует энергию волны в некотором телесном угле, т. е. создает направленное излучение (см. § 42). Но внутри этого телесного угла интенсивность убывает обратно пропорционально квадрату расстояния.

Интенсивность волны, распространяющейся в цилиндрической трубе, не должна была бы уменьшаться с расстоянием, так как энергия переносится здесь через площадки одинаковой величины. Однако в действительности происходит ослабление, вызванное поглощением энергии волны той средой, в которой она



Рис. 81. Переговорная труба на пароходе.



Рис. 82. Рупор (мегафон) дает направленное излучение.

распространяется. В каждой точке на пути волны часть переносимой ею энергии тратится на работу против сил трения (вязкости) в среде и переходит в тепло. Благодаря поглощению интенсивность сферической волны убывает фактически еще быстрее, чем обратно пропорционально квадрату расстояния. При распространении в трубе энергия волны поглощается, кроме того, и стенками самой трубы.

Электромагнитные волны представляют собой передачу изменений электромагнитного поля. Они, конечно, тоже переносят энергию, но не в форме кинетической и потенциальной энергии частиц среды, а в виде энергии электрического и магнитного полей. Именно в таком виде поступает от Солнца вся энергия, за счет которой поддерживается жизнь на Земле. Общая мощность электромагнитных волн, излучаемых Солнцем, выражается числом в  $4 \cdot 10^{23}$  квт. На расстоянии 150 млн. километров, т. е. на таком удалении

от Солнца, на котором находится Земля, это дает интенсивность электромагнитных волн, равную  $0,14 \text{ вт/см}^2$  ( $1,4 \cdot 10^6 \text{ эрг/сек см}^2$ ), или около 2 кал на  $1 \text{ см}^2$  в минуту. Эта последняя величина называется *солнечной постоянной*. Из-за отражения от облаков, рассеяния и поглощения в атмосфере до земной поверхности доходит примерно 43% этой энергии (см. т. I, § 308).

Если бы Солнце удалилось от нас на расстояние ближайшей звезды, т. е. на 4 световых года, то интенсивность его электромагнитного излучения у Земли составила бы всего  $2 \cdot 10^{-5} \text{ эрг/сек на } 1 \text{ см}^2$ . И все же, если бы даже лишь сотая часть этой энергии приходилась на видимый свет, то и тогда интенсивность последнего во много раз превосходила бы порог чувствительности нашего глаза.

Интересно отметить, что порог чувствительности глаза примерно такой же, как и уха. Глаз способен реагировать на потоки световой энергии в 2—3 десятиллиардных ( $10^{-10}$ ) эрга в секунду на  $1 \text{ см}^2$ . Впрочем, современные радиоприемники могут соперничать по чувствительности с глазом: хороший приемник может «услышать» радиостанцию, волны которой имеют в месте приема интенсивность в несколько стотыллиардных ( $10^{-11}$ ) эрга в секунду на  $1 \text{ см}^2$ .

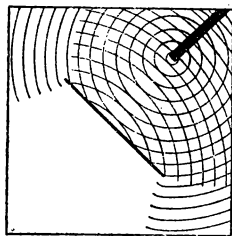


Рис 83. «Тень», отбрасываемая большой пластинкой.

**§ 40. Отражение волн.** Поставим на пути волн в водяной ванне плоскую пластинку, длина которой велика по сравнению с длиной волны  $\lambda$ <sup>1)</sup>. Мы увидим следующее. Позади пластинки получается область, в которой поверхность воды остается почти в покое

(рис. 83). Другими словами, пластинка создает тень — пространство, куда волны не проникают. Перед пластинкой отчетливо видно, как волны отражаются от нее, т. е. волны, падающие на пластинку, создают волны, идущие от пластинки. Эти отраженные волны имеют форму концентрических дуг, разбегающихся как бы из центра, лежащего позади пластинки. Перед пластинкой получается

<sup>1)</sup> На рис. 83 и 84, а также на ряде последующих рисунков длина волны  $\lambda$  взята недостаточно малой по сравнению с размерами пластинки. Это сделано лишь из соображений четкости рисунков.

своеобразная сетка из первичных волн, падающих на пластинку, и отраженных волн, идущих от нее навстречу падающим.

Как меняется направление распространения волны при ее отражении?

Посмотрим, как отражается плоская волна. Обозначим угол, образуемый перпендикуляром к плоскости нашего «зеркала» (пластинки) и направлением распространения падающей волны, через  $a$  (рис. 84), а угол, образуемый тем же перпендикуляром и направлением распространения отраженной волны, — через  $b$ . Опыт показывает, что при всяком положении «зеркала»  $b = a$ , т. е. *угол отражения волны от отражающей плоскости равен углу падения.*

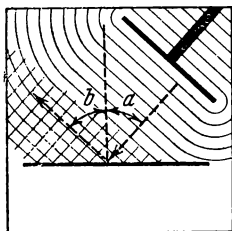


Рис. 84. Угол отражения равен углу падения.

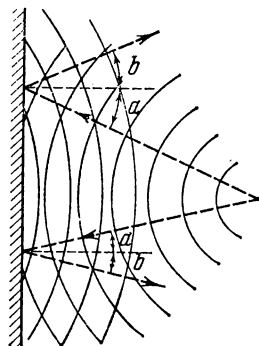


Рис. 85. Закон отражения выполнен в каждой точке отражающей пластинки.

Этот закон отражения является общим волновым законом, т. е. он справедлив для любых волн, в том числе и для звуковых и для световых. Закон остается в силе и для сферических (или кольцевых) волн, как это видно из рис. 85. Здесь угол отражения  $b$  в разных точках отражающей плоскости различен, но в каждой точке равен углу падения  $a$ .

Отражение волн от препятствий относится к числу очень распространенных явлений. Хорошо всем известное эхо обусловлено отражением звуковых волн от зданий, холмов, леса и т. п. Если до нас доходят звуковые волны, последовательно отразившиеся от ряда препятствий, то получается многократное эхо. Раскаты грома имеют такое же происхождение. Это — многократное повторение очень сильного



«треска» огромной электрической искры — молнии <sup>1)</sup>). Методы локации, упомянутые в § 35, основаны на отражении электромагнитных волн и упругих волн от препятствий. Особенно часто мы наблюдаем явление отражения на световых волнах.

Отраженная волна всегда в той или иной степени ослаблена по сравнению с падающей. Часть энергии падающей волны поглощается тем телом, от поверхности которого происходит отражение. Звуковые волны хорошо отражаются твердыми поверхностями (штукатурка, паркет) и значительно хуже мягкими поверхностями (ковры, занавеси и т. п.).

Всякий звук прекращается не сразу после того, как замолк его источник, а замирает постепенно. Отражением звука в помещениях обусловлено явление послезвучания, называемое *реверберацией*. В пустых помещениях реверберация велика, т. е. мы наблюдаем своеобразную гулкость. Если же в помещении много отражающих поверхностей, в особенности мягких (мягкая мебель, одежда людей, занавеси и т. п.), то гулкость не наблюдается. В первом случае получается большое число отражений звука прежде, чем энергия звуковой волны практически полностью поглотится, во втором — поглощение происходит значительно быстрее.

Реверберация существенным образом определяет звуковые качества помещения и играет большую роль в архитектурной акустике. Для данного помещения (аудитории, зала и т. п.) и данного рода звука (речь, музыка) поглощение должно подбираться специально. Оно должно быть не слишком большим, чтобы не получался глухой, «мертвый», звук, но и не слишком малым, чтобы длительная реверберация не нарушала разборчивости речи или звучания музыки.

**§ 41. Дифракция.** Образование тени в случае световых волн — часто наблюдаемое и привычное явление. Иначе обстоит дело со звуковыми волнами. От них очень трудно заслониться. Мы слышим звук из-за угла дома или стоя за

---

<sup>1)</sup> Первичный звук, вызываемый молнией, тоже растянут по времени. Дело в том, что длина молнии может достигать нескольких километров, и поэтому от разных ее участков звук доходит до нас с очень различным запаздыванием.

забором, за деревом и т. п. Почему эти препятствия не отбрасывают «звуковой тени»?

Обратим внимание на следующее обстоятельство. Длина звуковой волны в воздухе при частоте в 1000 *гц* равна 33,7 *см*, а при частоте 100 *гц* она составляет уже 3,37 *м*. Таким образом, размеры обычно окружающих нас предметов (за исключением больших домов) отнюдь не велики по сравнению с длиной звуковой волны. Между тем в опыте с водяной ванной, описанном в предыдущем параграфе, при наблюдении правильного отражения и образования «тени» мы применяли препятствие (пластинку) значительно большего размера, чем длина волны  $\lambda$ .

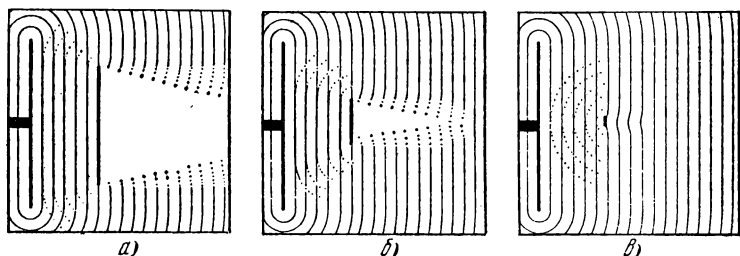


Рис. 86. Позади малого препятствия «тени» нет.

Как будет зависеть характер образующейся тени от размеров препятствия?

Поставим на пути прямолинейной поверхностной волны в водяной ванне препятствия различного размера (рис. 86, *а*, *б*, *в*). Мы увидим, что, когда препятствие достаточно велико по сравнению с длиной волны  $\lambda$  (рис. 86, *а*), тень от него сравнительно резкая: лишь у самых краев тени заметно небольшое волнение, указывающее, что волна слегка огибает край препятствия. По мере уменьшения препятствия тень оказывается менее ясно выраженной (рис. 86, *б*), а когда размеры препятствия становятся сравнимыми с длиной волны, образования тени практически уже не происходит. Рис. 86, *в* показывает, что в этом случае водяная волна огибает препятствие, и позади него она распространяется почти так же, как если бы препятствия не было. Это огибание волной края препятствия, особенно отчетливо наблюдаемое при малых по сравнению с

длиной волны размерах препятствия, называется *дифракцией*.

Отсутствие в обычных условиях хорошо выраженной звуковой тени и есть результат дифракции звуковых волн, которую мы наблюдаем, таким образом, буквально на каждом шагу. Дифракцию световых волн наблюдать не так просто, как в случае звука, так как длины световых волн очень малы — всего несколько десятитысячных миллиметра.

Дифракция — одно из важнейших явлений, свойственных всякому волновому процессу. Мы подробно изучим ее в «Оптике». Там мы увидим, в частности, что дифракция

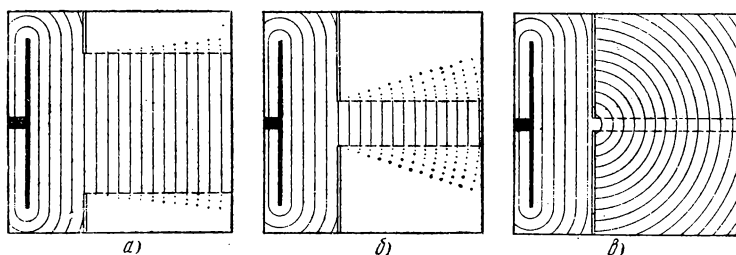


Рис. 87. Дифракция не позволяет выделить сколь угодно узкий волновой пучок.

не позволяет различать сколь угодно малые детали предмета, рассматриваемого с помощью какого-либо оптического инструмента (в том числе и невооруженным глазом). Из-за дифракции же нельзя получить с помощью рупоров, зеркал, отверстий в экранах (диафрагм) и любых других средств сколь угодно узкие волновые пучки. Это легко показать на водяных волнах.

Поставим на пути прямолинейной поверхностной волны в нашей водяной ванне две пластинки, промежуток между которыми выделяет из этой волны ограниченный пучок (рис. 87, а). Сближая пластинки, мы увидим, что вырезаемый ими пучок отнюдь не делается как угодно узким. По мере сужения промежутка все больше проявляется дифракция — огибание волной краев пластинок (рис. 87, б). Наконец, когда ширина промежутка становится сравнимой с длиной волны или еще меньше, мы получаем позади пластинок не узкий пучок, а полукольцевые волны, расходящиеся во все стороны из промежутка, как из центра (рис. 87, в).

§ 42. **Направленное излучение.** В опытах с волнами в водяной ванне мы получали круговую волну при помощи штифта или острия, ударяющего по поверхности воды, а для получения волны с прямолинейным фронтом мы заменяли острие ребром линейки. Заметим, что при этом линейку, ударяющую по поверхности воды, надо держать так, чтобы ребро ее было параллельно поверхности, т. е. чтобы все точки ребра одновременно возбуждали колебание. Другими словами, для получения волны с прямолинейным фронтом нужно, чтобы вдоль прямой действовало

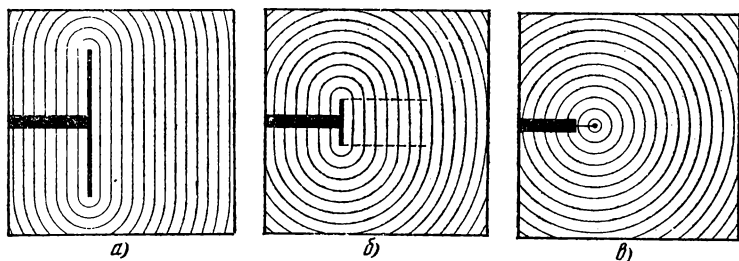


Рис. 88. Чем длиннее ребро линейки, тем дольше сохраняется прямолинейная волна.

много излучателей в одинаковой фазе. Если бы линейка была поставлена наклонно — так, что одни участки ее ударяли бы по воде раньше других, то характер волны совершенно изменился бы. В дальнейшем мы также будем предполагать, что в случае, когда волна возбуждается излучателем в виде линейки, все точки излучателя колеблются в одной фазе.

В круговой волне создаваемой острием, энергия расходуется по всем направлениям, во все стороны; в волне же с прямолинейным фронтом энергия переносится *направленно* — в направлении, перпендикулярном к ребру линейки. От чего зависит степень направленности излучения?

Попробуем получать волны, беря в качестве излучателей линейки различной длины. Нетрудно заметить, что чем короче ударяющее по воде ребро, тем слабее выражен и тем короче участок прямолинейной волны (рис. 88, а, б, в). Это и естественно, так как по существу мы и при излучении

имеем дело с дифракционным явлением, только здесь дифракция происходит вокруг самого излучающего тела. И подобно тому, как при набегании волны на какое-либо препятствие характер дифракции зависит от соотношения размеров препятствия и длины волны  $\lambda$ , так и при излучении вид посылаемой линейкой волны зависит от длины ее ребра по сравнению с  $\lambda$ . Сопоставляя волну, получающуюся от линеек различной длины, с волной, выходящей из промежутка между двумя пластинками, т. е. сравнивая рис. 88

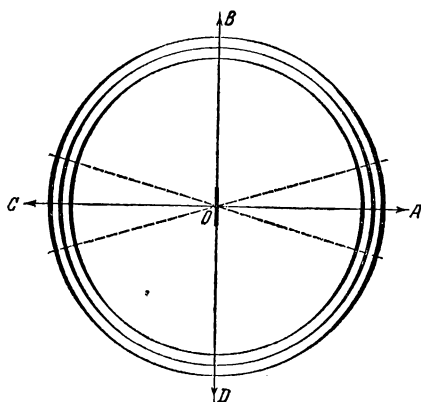


Рис. 89. На больших расстояниях от линейки волна кольцевая, но интенсивность ее неодинакова по разным направлениям.

с рис. 87, мы видим полное сходство всей картины и одинаковое влияние на вид волн один раз длины линейки, а другой раз — ширины промежутка. Чем больше отношение длины линейки  $a$  к длине волны  $\lambda$ , тем дальше от линейки сохраняется прямолинейный фронт волны.

Все же, каким бы длинным ни было ребро линейки, всегда можно отойти на столь большие расстояния от нее, что волна становится кольцевой, ее горбы и впадины

принимают форму концентрических окружностей.

Значит ли это, что на таких больших удалениях от излучателя его форма и размеры уже никак не сказываются на характере волны? Оказывается, что нет. Форма фронта волны, ее горбов и впадин действительно во всех случаях становится на достаточно больших расстояниях кольцевой, но интенсивность в этой кольцевой волне не будет одинакова по всем направлениям. Совершенно ненаправленная волна, имеющая одну и ту же интенсивность по всем направлениям, получается только тогда, когда по воде ударяет острое или вообще предмет, маленький по сравнению с длиной волны  $\lambda$ . Если же волна создается ребром линейки, протяженность которого значительно превышает  $\lambda$ , то и на больших расстояниях, где волна уже стала кольцевой, интенсивность на

продолжениях  $OB$  и  $OD$  ребра линейки будет меньше, чем по направлениям  $OA$  и  $OC$ , перпендикулярным к ребру (рис. 89). Излучаемая энергия в основном концентрируется в некотором секторе кольцевой волны около направлений  $OA$  и  $OC$ , и этот сектор тем уже (направленность излучения тем больше), чем длиннее линейка по сравнению с  $\lambda$ . В случае острия этот «сектор» захватывает весь круг, направленности нет совсем.

Итак, чем больше длина прямолинейного излучателя по сравнению с длиной волны  $\lambda$ , тем, во-первых, дальше от излучателя будет сохраняться прямолинейный фронт, а во-вторых, там, где волна уже сделается кольцевой, тем резче поток энергии будет концентрирован в этой кольцевой волне около направления, перпендикулярного к излучателю.

Эти выводы, касающиеся волн на поверхности жидкости, остаются в силе и для любых волн в пространстве, если речь идет о соответственно измененном излучателе. Например, вместо ребра линейки представим себе диск (мембрану), колеблющийся в воздухе или под водой. Все сказанное выше можно повторить тогда по отношению к посылаемой этим диском продольной волне. Только вместо прямолинейных и круговых волн мы будем теперь иметь соответственно плоские и сферические волны. В частности, концентрация звука при помощи рупора, о которой мы упоминали в § 39, тоже объясняется увеличенными размерами излучателя (выходного отверстия рупора) по сравнению с размерами рта, т. е. бóльшим отношением размеров излучателя к длине волны.

## ГЛАВА V

### ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ВОЛН

**§ 43. Наложение волн.** Проведем следующий опыт с волнами в водяной ванне. Заставим колебаться на двух упругих пластинках две линейки, ударяющие по поверхности воды и создающие две плоские волны (рис. 90). Линейки поставлены под углом друг к другу так, что посылаемые ими волновые пучки пересекаются в области  $aa'b'b$

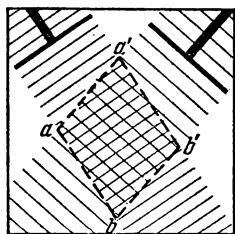


Рис. 90. Волны от двух колеблющихся линеек проходят друг через друга без влияния на распространение каждой из них.

и затем вновь расходятся. Опыт показывает, что прохождение каждой из волн через область  $aa'b'b$  совершенно не зависит от присутствия или отсутствия другой волны. Никакого влияния одной волны на распространение другой не происходит.

То же самое относится и к звуковым волнам: распространение звука от любого источника не испытывает никакого влияния со стороны других звуковых волн, как угодно распространяющихся в это время через те же области среды. Для световых волн справедлива та же закономерность: их распространение от любого предмета к нашему глазу и все, что мы видим благодаря этим волнам, совершенно не зависит от множества других световых волн, пересекающих по всевозможным направлениям путь света от наблюдаемого предмета.

Что же происходит в тех областях пространства, в которых подобно участку поверхности  $aa'b'b$  на рис. 90 волны налагаются одна на другую?

Каждая частица среды, находящаяся на пути волны, совершает колебания с периодом этой волны. Если эта частица находится на пути двух волн, то она одновременно участвует в колебаниях обеих волн, т. е. ее движение представляет собой сумму этих колебаний. Таким образом, наложение двух (или большего числа) волн есть сложение их колебаний в каждой точке среды, через которую обе эти волны (или все эти волны) проходят. Как мы видели, наложение волн в каком-либо месте не влияет на их распространение как через это место, так и вне его.

**§ 44. Интерференция волн.** Однако, если происходит наложение волн одинаковой частоты, имеющих, следовательно, одинаковую длину волны, то могут возникнуть своеобразные и очень важные явления, к которым мы теперь и перейдем.

Укрепим на одной колеблющейся пластинке два проволоочных штифтика, которые будут одновременно ударять по поверхности воды в нашей ванне. Мы получим две кольцевые волны с одинаковой длиной волны, разбегающиеся из двух центров и налагающиеся друг на друга.

Если расстояние между штифтиками больше длины волны, то мы увидим картину, изображенную на рис. 91. Происходит не просто усиление волнения воды, чего можно было бы ожидать на первый взгляд, а более сложное явление. На поверхности воды получается ряд областей, в которых колебания особенно сильны (максимумы  $aa'$ ,  $bb'$ , ...), разделенных областями сильно ослабленного волнения (минимумы  $mm'$ ,  $nn'$ , ...). Такая картина чередующихся

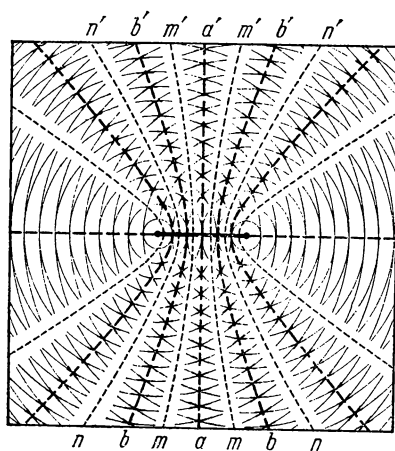


Рис. 91. Результаты наложения кольцевых волн от двух штифтиков колеблющихся вместе (синфазно).



максимумов и минимумов колебания называется *интерференционной картиной*, а само явление наложения волн, когда оно приводит к образованию этой картины, — *интерференцией волн*.

Происхождение интерференционной картины в данном опыте позволит нам понять, в чем заключаются условия возникновения интерференции вообще.

В каждой точке колебание поверхности воды является суммой колебаний, вызванных каждой волной в отдельности. Пусть в каком-то месте в данный момент сошлись гребни обеих волн, т. е. обе волны пришли сюда в одинаковой фазе. В этой точке получится усиленный подъем воды. Через полпериода ( $T/2$ ) гребни сменятся впадинами, причем у обеих волн одновременно, так как их период одинаков. Поверхность воды сильно опустится. Таким образом, в указанном месте будет происходить усиленное колебание. Наоборот, в таком месте, где сходятся гребень одной волны со впадиной другой, т. е. где волны проходят в противоположных фазах, колебания взаимно ослабятся. Ослабление будет происходить все время, ибо в любой момент фазы обеих волн будут противоположны и, в частности, через полпериода в этой точке будет впадина первой волны и гребень второй. Таким образом, существенным для возникновения интерференционной картины является то обстоятельство, что волны, идущие из обоих центров, согласованы между собой: сдвиг фаз между колебаниями обеих волн в каждой данной точке остается все время постоянным.

Если бы мы произвольным образом меняли фазу колебаний одного из источников, тогда и в каждой точке поверхности воды фазы обоих колебаний то совпадали бы, то расходились, и расположение максимумов и минимумов не было бы устойчивым. Точно так же, если бы периоды колебаний обеих волн были различны, то во всякой точке поверхности усиление колебаний сменялось бы их ослаблением, потом опять усилением и т. д. Чем больше разница периодов или чем быстрее меняется фаза одного из колебаний, тем быстрее меняется расположение максимумов и минимумов.

Говоря об интерференционной картине, имеют в виду устойчивую, не изменяющуюся со вре-

м е н е м картину чередования максимумов и минимумов. Подобная устойчивая картина возникает лишь в том случае, когда налагающиеся волны имеют одинаковый период и неизменный сдвиг фаз колебаний в каждой точке. Такие волны называются *когерентными*.

*Следовательно, устойчивая интерференция может иметь место только при условии когерентности волн.*

В рассмотренном нами случае когерентность обеспечивается тем, что оба источника (проволочные штифтики) с в я з а н ы друг с другом, будучи прикреплены к одной и той же колеблющейся пластинке.

В этом случае оба когерентных источника дают волны, выходящие из места их возбуждения в одной фазе, т. е. гребни (или впадины) выходят из обоих источников о д н о в р е м е н н о. Можно было бы представить себе устройство, при котором одна из волн з а п а з д ы в а е т по фазе относительно другой. Но если это запаздывание сохраняется в течение опыта н е и з м е н н ы м, то источники также являются когерентными (хотя и не совпадающими по фазе) и порождаемые ими волны дают устойчивую интерференционную картину. Таким образом, для когерентности необходим н е и з м е н н ы й с д в и г фаз обеих волн; величина же этого сдвига не играет роли.

**§ 45. Условия образования максимумов и минимумов.** Можно ли сказать заранее, где в интерференционной картине получатся максимумы колебаний, а где минимумы?

Рассмотрим рис. 92, на котором изображена схема интерференции волн от двух к о г е р е н т н ы х источников  $S_1$  и  $S_2$ . Пусть оба источника колеблются в одной фазе, т. е. гребни (или впадины) выходят из них одновременно. Очевидно, на линии  $aa$ , каждая точка которой о д и н а к о в о удалена и от  $S_1$  и от  $S_2$ , получится максимум колебаний, так как гребни (или впадины) обеих волн будут достигать точек этой линии одновременно и фазы обеих волн здесь совпадут. Точно так же усиление колебаний получится на линии  $bb$ , все точки которой на одну длину волны  $\lambda$  ближе к  $S_2$ , чем к  $S_1$ . Во всех точках линии  $bb$  волна от источника  $S_1$  будет запаздывать ровно на один период по сравнению с волной от  $S_2$ , а значит, фазы обеих волн опять совпадут. То же самое будет иметь место и на линии  $cc$ , точки которой на  $2\lambda$  ближе к  $S_2$ , чем к  $S_1$ , т. е. одна волна запаздывает на два периода по сравнению с другой, и на линиях  $b'b'$ ,  $c'c'$  и т. д.,

точки которых расположены на  $\lambda$ ,  $2\lambda$  и т. д. ближе к  $S_1$ , чем к  $S_2$ .

Такое же рассуждение показывает, что на линиях  $mm$ ,  $nn$ , ... и  $m'm'$ ,  $n'n'$ , ..., все точки которых расположены ближе к одному из источников, чем к другому, на полволны ( $\lambda/2$ ), три полуволны ( $3\lambda/2$ ) и вообще нечетное число полуволн, получится ослабление колебаний — минимум. Действительно, во всех точках этих линий гребень одной волны будет встречаться со впадиной другой, или, иначе говоря, фазы обеих волн будут противоположны.

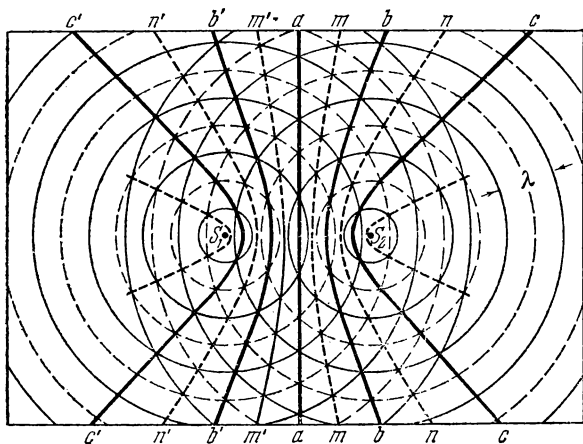


Рис. 92. Расположение максимумов и минимумов в интерференционной картине.

Будем называть разность расстояний от какой-либо точки до источников  $S_1$  и  $S_2$  *разностью хода* двух интерферирующих волн до этой точки. Тогда найденное правило можно коротко формулировать следующим образом.

Максимумы интерференционной картины от двух колеблющихся в одинаковой фазе источников получаются в тех местах, где разность хода равна целому числу длин волн, или, что то же, четному числу полуволн, а минимумы — в тех местах, где разность хода равна нечетному числу полуволн.

Если бы когерентные источники  $S_1$  и  $S_2$  не совпадали по фазе, а, например, волна из  $S_2$  выходила бы на какую-то часть периода позже, чем из  $S_1$ , то нетрудно видеть, что интерференционная картина, оставаясь устойчивой, оказалась бы смещенной в сторону  $S_2$ ; действительно, теперь две волны встретились бы в одной фазе не в точках, лежащих на равном расстоянии от источников, а в точках, до которых волна от  $S_2$  идет меньше на время, равное запаздыванию ее выхода. Соответственно образом надо было бы изменить правило, сформулированное выше.

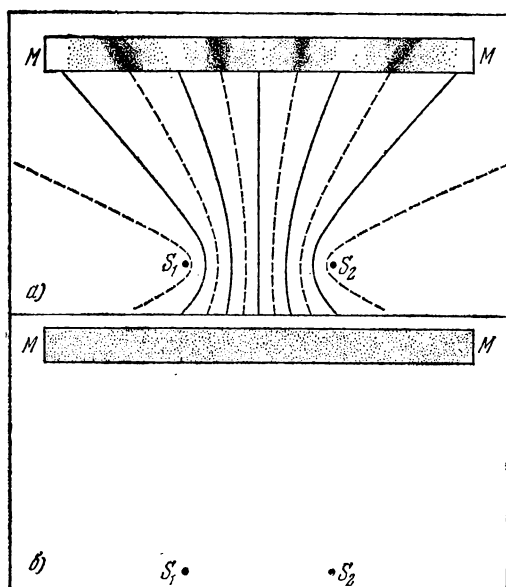


Рис. 93. Пластика  $MM$ , поставленная на пути когерентных волн и пересекающая линии максимумов и минимумов, «освещена» неравномерно. В местах максимумов интенсивность волны больше суммы интенсивностей, в местах минимумов — меньше (а). Если волны некогерентны, то пластинка «освещена» равномерно: интенсивности складываются (б).

Итак, в случае наложения когерентных волн получается устойчивая интерференционная картина, показывающая, что энергия волн при этом перераспределяется: возникают места, где интенсивность больше, чем простая сумма интенсивностей двух волн (максимумы), но имеются места, где интенсивность меньше суммы интенсивностей двух волн (минимумы). Если общее количество энергии, излучаемое обоими источниками, при этом остается

неизменным, то все дело сводится к перераспределению энергии (рис. 93, а). В том же случае, когда накладываются некогерентные волны, интенсивности просто складываются, так что добавление второй волны повсюду ведет к увеличению интенсивности на величину, равную интенсивности второй волны; таким образом, максимумов и минимумов не наблюдается (рис. 93, б).

**§ 46. Интерференция звуковых волн.** Подобно дифракции, интерференция характерна для любых волновых явлений, независимо от природы волн. Мы рассмотрели основные относящиеся сюда явления на примере волн, распространяющихся на поверхности воды. Ниже мы познакомимся с интерференцией электромагнитных волн, применяемых в радио, а в «Оптике» будет подробно рассказано

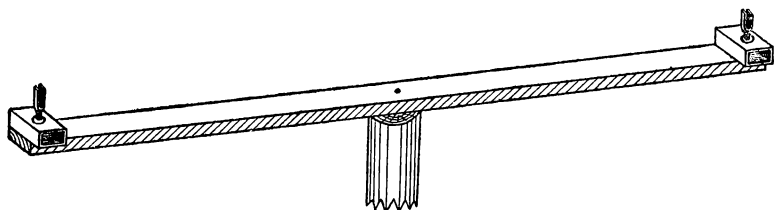


Рис. 94. К опыту с интерференцией звуковых волн.

об интерференции световых волн, на которых это явление первоначально и было изучено. С явлением интерференции мы встречаемся и в акустике.

Для наблюдения интерференции звуковых волн можно поставить опыт, аналогичный опыту с волнами на поверхности воды (§ 44). На планке, которую можно поворачивать вокруг вертикальной оси (рис. 94), укреплены два одинаковых звучащих в унисон камертона. Частоту камертонов следует взять около 1000 *гц*, а расстояние между ними — около 1,5 *м*. Ширина чередующихся областей усиления и ослабления звука, расположение которых в горизонтальной плоскости такое же, как и на рис. 91, будет составлять тогда на расстоянии в 5—6 *м* от камертонов около метра (от максимума до максимума).

Если возбудить камертоны (например, смычком) и медленно поворачивать планку, то области усиления и ослабления звука будут перемещаться мимо наблюдателя и он

услышит, как поочередно сменяются звук большой громкости и почти полное замирание.

Опыт удастся лучше, если слушать только одним ухом, прикрыв другое рукой. Кроме того, помещение должно быть достаточно обширным и свободным от препятствий, так как отраженные от них волны могут сильно исказить интерференционную картину. В частности, планка с камертонами должна быть расположена подальше от пола и стен. Если имеется ламповый генератор звуковых частот, то вместо камертонов можно воспользоваться двумя одинаковыми телефонными трубками, соединив их последовательно и подключив к генератору. Трубки должны звучать достаточно громко, но не чрезмерно, так как при пропуске через них слишком сильного тока они дадут несиноусоидальные колебания, т. е. появятся заметные обертоны, из-за которых может не получиться достаточно отчетливых минимумов силы звука. Когда при звучании обеих трубок (обоих камертонов) получена хорошо наблюдаемая интерференция, можно сделать контрольный опыт: закоротив одну из трубок (заглушив один камертон), убедиться в том, что чередование усилений и ослаблений звука, т. е. интерференционная картина, исчезает.

Описанный опыт служит непосредственным подтверждением того, что звук — волновое явление. Более того, зная расстояние между источниками звука и измерив угол поворота планки от одного минимума слышимости до соседнего, можно вычислить длину звуковой волны в воздухе. Вообще интерференционные явления широко используются для измерения длин волн, так как изменение разности хода двух волн от одного минимума (или максимума) до соседнего как раз равно длине волны.

**§ 47. Стоячие волны.** Особого вида интерференционная картина, называемая *стоячей волной*, получается в том случае, если две когерентные и одинаковые по интенсивности волны распространяются навстречу друг другу. Наложение таких волн происходит всякий раз, когда волна падает на хорошо отражающее препятствие, перпендикулярное к направлению ее распространения. Действительно, по закону отражения отраженная волна будет распространяться при этом как раз навстречу падающей и будет почти равна ей по интенсивности, если препятствие почти полностью

отражает волну. Когерентность же прямой и обратной волн обеспечена тем, что они представляют собой более раннюю и более позднюю части одной и той же волны.

Проведем соответствующий опыт в водяной ванне.

На пути волны, создаваемой ударяющей по воде линейкой, мы ставим пластинку, параллельную линейке, т. е. перпендикулярную к направлению распространения волны (рис. 95). Опыт показывает следующее. Когда волна, бегущая от линейки, отражается и идет обратно, между колеблющейся линейкой и отражающей пластинкой получается ряд параллельных им и не перемещающихся полос, удаленных друг от друга на половину волны. Как и всегда при

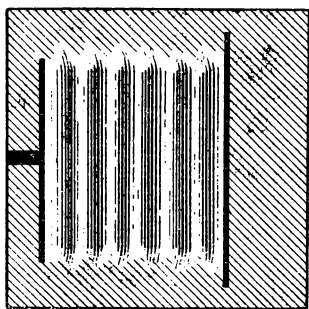


Рис. 95. Стоячая волна на поверхности воды.

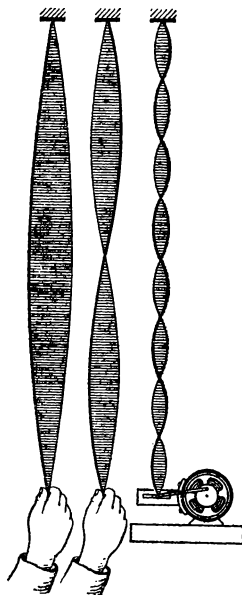


Рис. 96. Стоячие волны на шнуре.

интерференции, эти полосы представляют собой чередование максимумов и минимумов, причем в минимумах поверхность воды практически неподвижна.

Так выглядит стоячая волна на поверхности воды. Подобные же стоячие волны можно получить и в шнуре, о котором мы говорили в § 36. Мы проследили там распространение волны, бегущей от руки вдоль по шнуру, до того момента, когда эта волна достигает точки подвеса. Что происходит дальше?

Волна отражается от закрепленной точки шнура и бежит по нему вниз, складываясь с идущей навстречу волной, создаваемой колебаниями руки. Таким образом, здесь также должна получиться стоячая волна, и она действительно получается.

На рис. 96 показано, какой вид приобретает колебание шнура. На шнуре образуются чередующиеся неподвижные точки и точки, в которых размах колебаний наибольший. Неподвижные точки называются *узлами* стоячей волны, а места наибольшей амплитуды колебаний — ее *пучностями*. Расстояние между двумя соседними узлами (или двумя соседними пучностями) равно половине длины волны. Чем быстрее мы колеблем нижний конец шнура, т. е. чем выше частота, тем короче длина волны и тем больше узлов и пучностей укладывается на шнуре. Большое число их с помощью руки получить трудно, так как надо слишком часто ею двигать. Можно воспользоваться небольшим электромотором, заставив его вращать простой кривошипный механизм. Установив этот механизм горизонтально и прикрепив к нему нижний конец шнура, можно получить большое число узлов и пучностей, как это показано в правой части рис. 96.

Каким образом в результате сложения двух встречных бегущих волн получаются чередующиеся узлы и пучности?

Рис. 97 показывает, как это происходит. Пунктиром на нем изображены две волны, бегущие друг другу навстречу. Помещенные один под другим рисунки дают картину процесса через каждую восьмую часть периода. За это время бегущие волны передвигаются навстречу друг другу вдоль  $AB$  на одну восьмую длины волны. В каждой точке прямой  $AB$  взята алгебраическая сумма отклонений от  $AB$  (+вверх, — вниз), и полученные таким путем точки соединены друг с другом сплошной линией. Таким образом, сплошная кривая изображает результат сложения обеих бегущих волн.

Если проследить от рисунка к рисунку, как ведет себя сплошная кривая, то мы увидим, что в точках, отмеченных черными кружками, она все время проходит через положение равновесия, т. е. здесь колебаний нет, — это узлы стоячей волны. В промежутках между узлами, наоборот, получают пучности, наибольший размах колебаний. Все точки, лежащие между двумя соседними



узлами, колеблются в одинаковой фазе, но при переходе из одного промежутка между узлами к следующему фаза меняется на  $180^\circ$ .

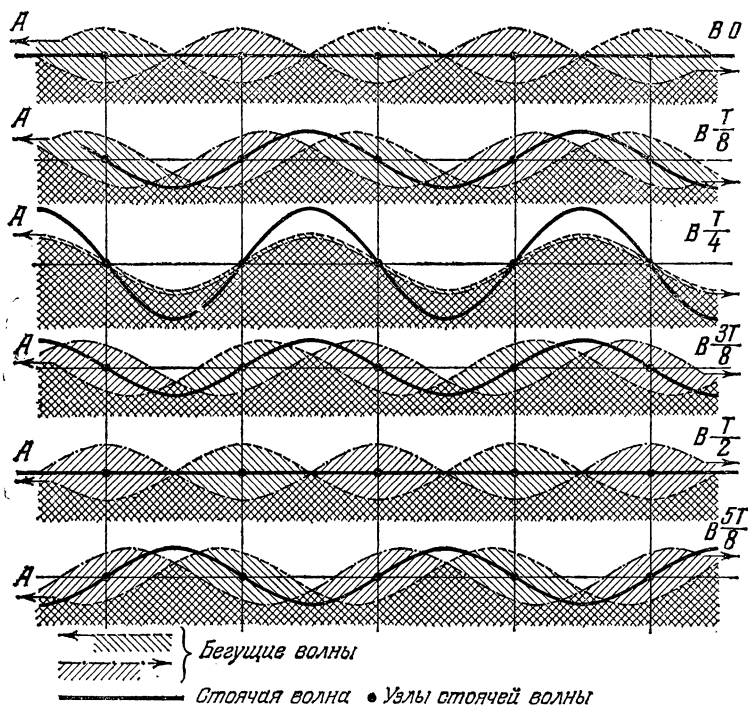


Рис. 97. Возникновение стоячей волны в результате сложения двух одинаковых встречных волн.

**§ 48. Колебания упругих тел как стоячие волны.** Каждая из двух одинаковых бегущих волн, образующих стоячую волну, переносит энергию в направлении своего распространения. Так как эти направления противоположны друг другу, то в результате переноса энергии в стоячей волне нет. Энергия остается на месте, переходя из кинетической в потенциальную и обратно (это и является главным основанием, чтобы называть такую волну «стоячей»).

Таким образом, процесс здесь такой же, как и при упругих колебаниях, о которых мы говорили раньше, например, при колебаниях камертона или зажатой в тиски пластинки. И в том, и в другом случаях мы имеем дело с гармоническим колебанием частиц тела, происходящим с известной частотой, определяемой размерами и свойствами данного тела, причем отдельные участки этого тела колеблются с различными амплитудами. Правда, в случае колеблющейся пластинки мы наблюдали лишь одну точку, остававшуюся в покое («узел» располагался у зажатого конца пластинки), в то время как при колебаниях шнура может образоваться много узлов. Однако, как показано в следующих параграфах, и камертон, и пластинку можно заставить колебаться с большей частотой, так что и на них образуется несколько узлов.

Таким образом, между упругими колебаниями тела и стоячими волнами в теле нет различия: колебания упругих тел представляют собой стоячие волны в этих телах.

Получая стоячие волны на шнуре, мы поддерживали эти волны извне движением руки или кривошипного механизма. Другими словами, это были вынужденные колебания, их частота была навязана нашим воздействием и равнялась частоте этого воздействия. Но стоячие волны могут быть и свободными. Ударяя камертон, колокол, обыкновенный стакан, оттягивая и затем отпуская упругую пластинку или натянутую струну, мы возбуждаем колебания, представляющие собой именно свободные стоячие волны. Конечно, такие колебания постепенно затухают из-за трения и других потерь энергии.

Мы рассмотрим теперь свободные стоячие волны на примере, позволяющем особенно просто получить и наблюдать такие волны,— на колебаниях натянутой струны.

**§ 49. Свободные колебания струны.** Для опытов со струной удобен прибор, изображенный на рис. 98. Один конец струны закреплен, а другой перекинут через блок, и к нему можно подвешивать тот или иной груз. Таким образом, натяжение струны нам известно: оно равно весу груза. Доска, над которой натянута струна, снабжена шкалой, разделенной на сантиметры. Это позволяет быстро определять длину струны или какой-либо ее части.

Оттянув струну посередине и отпустив, мы возбудим в ней колебание, изображенное на рис. 99, а. На концах струны получаются узлы, посередине — пучность <sup>1)</sup>).

С помощью этого прибора, меняя вес груза, натягивающего струну, и длину струны (перемещая добавочный зажим со стороны закрепленного конца), нетрудно экспериментально установить, чем определяется собственная частота колебания струны. Эти опыты показывают, что частота  $n$

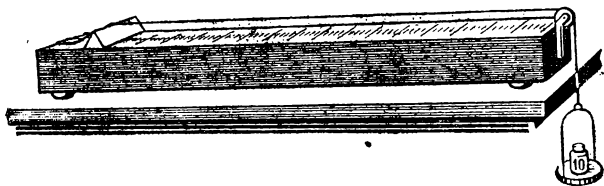


Рис. 98. Прибор для исследования колебаний струны.

колебания струны прямо пропорциональна корню квадратному из натяжения струны, т. е. веса  $P$  натягивающего ее груза, и обратно пропорциональна длине  $l$  струны, т. е.

$$n = k \frac{\sqrt{P}}{l}.$$

Что касается коэффициента пропорциональности  $k$ , то он зависит, как оказывается, только от плотности  $d$  того материала, из которого сделана струна, и от толщины струны  $a$ , а именно он равен  $\frac{1}{a\sqrt{\pi d}}$ . Таким образом, собственная частота <sup>2)</sup> колебаний струны выражается формулой

$$n = \frac{1}{la} \sqrt{\frac{P}{\pi d}}.$$

В струнных инструментах натяжение  $P$  создается, конечно, не подвешиванием грузов, а растягиванием струны

<sup>1)</sup> Такая форма колебания получается не мгновенно, но устанавливается очень быстро.

<sup>2)</sup> Если затухание невелико, то оно почти не влияет на величину частоты свободных колебаний (см. § 11). Поэтому мы говорим все время о собственной частоте, т. е. о частоте идеальных, совсем незатухающих свободных колебаний.

при накручивании одного из ее концов на вращающийся стерженек (колок). Поворотом колка, т. е. изменением натяжения  $P$ , осуществляется и настройка струны на требуемую частоту.

Поступим теперь следующим образом. Оттянем одну половинку струны вверх, а другую — вниз, с таким расчетом, чтобы средняя точка струны не сместилась. Отпустив одновременно обе оттянутые точки струны (отстоящие от концов струны на четверть ее длины), мы увидим, что в струне возбуждятся колебание, имеющее, кроме двух узлов на концах, еще узел посередине (рис. 99, б) и, следовательно, две пучности. При таком свободном колебании звук струны получается в два раза выше (на октаву выше, как принято говорить в акустике), чем при предыдущем колебании с одной пучностью, т. е. частота равна теперь  $2n$ . Струна как бы разделилась на две более короткие струны, натяжение которых прежнее.

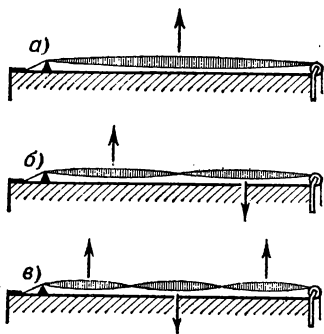


Рис. 99. Свободные колебания струны:

а) с одной пучностью; б) с двумя пучностями; в) с тремя пучностями.

Можно возбудить далее колебание с двумя узлами, делящими струну на три равные части, т. е. колебание с тремя пучностями (рис. 99, в). Для этого нужно оттянуть струну в трех точках, как показано стрелками на рис. 99, в. Частота этого колебания равна  $3n$ . Оттягивая струну в нескольких точках, трудно получить колебания с еще большим числом узлов и пучностей, но такие колебания возможны. Их удастся возбудить, например, проводя по струне смычком в том месте, где должна получиться пучность, и слегка придерживая пальцами ближайшие узловые точки. Такие свободные колебания с четырьмя, пятью пучностями и т. д. имеют частоты  $4n$ ,  $5n$  и т. д.

Итак, у струны имеется целый набор колебаний и, соответственно, целый набор собственных частот, кратных наиболее низкой частоте  $n$ . Частота  $n$  называется *основной*, колебание с частотой  $n$  называется *основным*

тоном, а колебания с частотами  $2n$ ,  $3n$  и т. д. — *обертонами* (соответственно первым, вторым и т. д.).

В струнных музыкальных инструментах колебания струн возбуждаются либо щипком или рывком пластинкой (гитара, мандолина), либо ударом молоточка (рояль), либо смычком (скрипка, виолончель). Струны совершают при

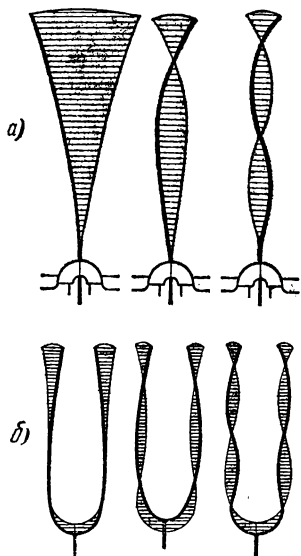


Рис. 100. Свободные колебания пластинки, зажатой в тиски (а), и камертона (б) в основном тоне и в двух первых обертонах.

основном колебании и двух ближайших обертонах: а) пластинка, зажатая в тиски, и б) камертон. Разумеется, на закрепленных местах всегда получаются узлы, а на свободных концах — наибольшие амплитуды. Чем выше обертон, тем больше число дополнительных узлов.

Говоря ранее о б о д н о й собственной частоте упругих колебаний тела, мы имели в виду его о с н о в н у ю частоту и попросту умалчивали о существовании более высоких собственных частот. Впрочем, когда речь шла о колебаниях груза на пружине или о крутильных колебаниях диска на проволоке, т. е. об упругих колебаниях систем, у которых почти вся масса сосредоточена в одном месте (груз, диск),

этом не одно какое-нибудь из своих собственных колебаний, а сразу несколько. Одной из причин того, почему разные инструменты обладают различным т е м б р о м (см. § 21), является как раз то, что обертоны, сопровождающие основное колебание струны, выражены у разных инструментов в неодинаковой степени. (Другие причины различия тембра связаны с устройством самого корпуса инструмента — его формой, размерами, жесткостью и т. п.)

Наличие целой совокупности собственных колебаний и соответствующей совокупности собственных частот свойственно всем упругим телам. Однако, в отличие от случая колебания струны, частоты обертонов, вообще говоря, не обязательно в целое число раз выше основной частоты.

На рис. 100 схематически показано, как колеблются при

а деформации и упругие силы — в другом (пружина, проволока), то для такого выделения основной частоты имелись все основания. Дело в том, что в таких случаях частоты обертонов, начиная уже с первого, во много раз выше основной частоты, и поэтому в опытах с основным колебанием обертоны практически не проявляются.

**§ 50. Стоячие волны в пластинках и других протяженных телах.** Стоячие волны могут получаться в телах любой формы, а не только в таких сильно удлинённых телах, как струна или шнур. Неподвижные места стоячей волны — ее узлы — представляют собой поверхности, рассекающие объем тела на участки, в середине которых наиболее сильны колебания (пучности).

Строго говоря, мы и в случае струны или шнура имеем тоже узловые поверхности — неподвижные поперечные сечения. Но так как протяженность этих сечений очень невелика по сравнению с длиной струны или шнура, то мы говорим об узловых точках, рассматривая сами тела как геометрические линии.

Если тело приближается по своей форме к геометрической поверхности, т. е. представляет собой пластинку (плоскую или изогнутую) или оболочку, то в нем узловые поверхности можно считать узловыми линиями. На рис. 101 показано, как колеблется стакан, если ударить его по краю. Узловые линии нарисованы жирно, а пунктиром показано (в преувеличенном виде), как изгибаются стенки стакана при этом — основном — колебании. Так же колеблется и колокол.

Наглядный и красивый способ наблюдения стоячих волн в пластинках придумал в 1787 г. Хладни<sup>1)</sup>. На пластинку из стекла, металла или дерева, закрепленную в какой-либо одной точке, насыпается песок. Стоячие волны в пластинке возбуждаются тем, что где-либо по ее краю проводят натертым канифолью смычком (рис. 102). Песок сбрасывается с пучностей и собирается на узловых линиях, образуя так называемые хладниевы фигуры. Эти фигуры

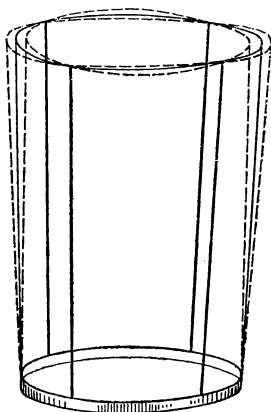


Рис. 101. Колебания стакана (основное колебание).

<sup>1)</sup> Эрнст Хладни (1756—1827) — немецкий физик.

дают, таким образом, картину узловых линий, рассекающих поверхность пластинки при ее колебаниях. Вид фигур зависит от формы пластинки и положения закрепленной точки, а также от того, в каком месте проводить смычком и где придерживать при этом пластинку пальцами. На

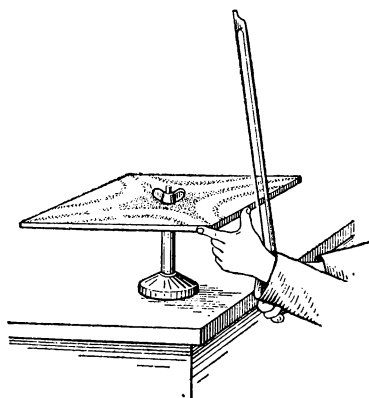


Рис. 102. Получение хладниевых фигур.

рис. 103 показано несколько примеров хладниевых фигур в квадратной пластинке.

Пример стоячих волн в объеме тела дают нам колебания воздуха внутри какой-либо твердой (не обязательно целиком замкнутой) оболочки. Возьмем прямоугольный деревянный ящик, у которого нет стенки  $A'B'C'D'$  (рис. 104). Если воздух колеблется параллельно ребру  $AA'$ , то при основном колебании (наинизшая частота, наибольшая длина волны) мы

получаем узловую плоскость на стенке  $ABCD$  и пучность в отверстии  $A'B'C'D'$ . На длине ящика  $AA'$  укладывается, таким образом, четверть волны (рис. 105, а). В первом обер-тоне мы имеем две узловые плоскости: одна по-прежнему на стенке  $ABCD$ , где, очевидно, узел должен получаться во



Рис. 103. Примеры фигур Хладни.

Знаком плю с отмечены те пучности, где пластинка выгнута в данный момент кверху, а знаком минус — книзу. Через четверть периода пластинка делается плоской, а еще через четверть периода плю с ы прогнутся вниз, а минус ы — вверх.

всех случаях, а другая — на расстоянии полволны от этой стенки и четверти волны от открытого конца, в котором опять мы имеем пучность. Вдоль  $AA'$  теперь укладывается  $3/4$  волны (рис. 105, б), т. е. волна втрое короче, а частота

второе выше основной. Частота второго обертона будет в пять раз выше основной (рис. 105, в) и т. д.

Если закрыть отверстие ящика, то при любых собственных колебаниях, параллельных  $AA'$ , узловая плоскость должна будет получаться как на  $ABCD$ , так и на  $A'B'C'D'$ . На рис. 106, а, б, в показаны основное колебание и два первых обертона в этом случае.

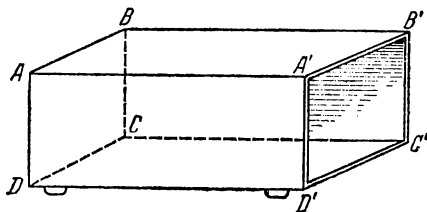


Рис. 104. Ящик без одной стенки.

Такого же характера стоячие волны получаются в трубах разных сечений. На рис. 107, а, б, в показаны основное колебание и два первых обертона в круглой трубе, открытой с обоих концов. В этом случае у обоих концов получаются пучности колебаний.

Колебания воздушных столбов в трубах используются в духовых музыкальных инструментах (оргán, флейта и т. д.).

**§ 51. Резонанс при наличии многих собственных частот.** Мы знаем, что резонансные явления — нарастание амплитуды вынужденных колебаний системы — наступают тогда, когда частота силы совпадает с собственной частотой системы. Как будет обстоять дело в том случае, если у системы не одна собственная частота, а целый набор их?

Присмотримся внимательней к вынужденным колебаниям шнура, нижний конец которого привязан к кривошипному механизму (см. рис. 96). Частоту колебаний этого механизма можно плавно менять с помощью ползункового реостата, включенного в цепь электромотора, который двигает кривошипный механизм. Меняя таким образом частоту силы, мы убеждаемся, что наиболее отчетливые узлы и наиболее раздутые пучности получаются на шнуре именно тогда, когда на нем укладывается целое число пучностей, т. е.



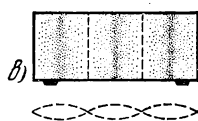
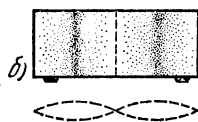
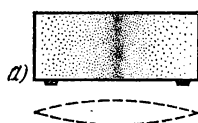
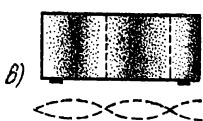
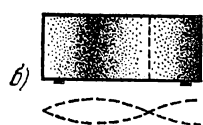
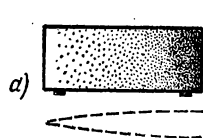


Рис. 105. Стоячие волны в ящике, изображенном на рис. 104.

а) Основное колебание;  
б) первый обертона;  
в) второй обертона.

Рис. 106. Стоячие волны в закрытом ящике.

а) Основное колебание;  
б) первый обертона; в) второй обертона.

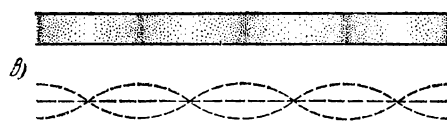
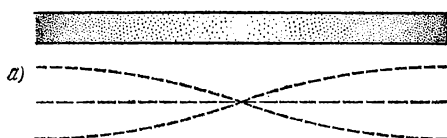


Рис. 107. Стоячие волны в трубе, открытой с обоих концов.

а) Основное колебание; б) первый обертона; в) второй обертона.

когда частота силы совпадает с какой-либо из собственных частот шнура.

Итак, если собственных частот не одна, а много, то резонансные явления под действием гармонической силы получаются при совпадении частоты силы с любой из собственных частот системы. К каждой из этих собственных частот применимо все, что было сказано раньше по отношению к случаю одной-единственной собственной частоты (§ 13).

Такие же резонансные явления, конечно, можно получить, не только меняя частоту силы, но и меняя собственные частоты системы так, чтобы они по очереди совпадали с частотой силы, оставляемой неизменной. Возьмем высокий цилиндрический сосуд (высотой около 50 см) и заставим звучать над его отверстием камертон (рис. 108).

Наливая в сосуд воду, мы услышим, что звук камертона при определенных уровнях воды значительно усиливается. Это как раз те уровни, при которых длина остающегося в сосуде воздушного столба равна нечетному числу четвертей длины волны (см. рис. 105). С частотой камертона последовательно совпадают второй обертона воздушного столба (когда его длина составляет  $5\lambda/4$ ), первый обертона (при длине столба  $3\lambda/4$ ) и основная частота (при длине столба  $\lambda/4$ ).

Усиление звука при резонансе получается потому, что сильные колебания воздуха на площади отверстия сосуда создают гораздо более сильную звуковую волну в окружающем воздухе, чем колеблющиеся ножки самого камертона (причину этого мы рассмотрим в следующем параграфе).

Именно поэтому, когда хотят усилить звук камертона, его укрепляют на резонансном ящике, о котором мы уже

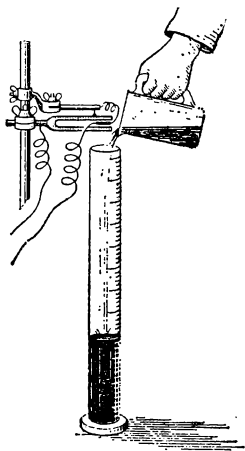


Рис. 108. Резонанс столба воздуха на звук камертона.

Для опыта следует взять камертон с достаточно высокой частотой, чтобы длина волны в воздухе была не слишком велика, например  $n=1000$  гц ( $\lambda=34$  см). Желательно также обеспечить незатухающие колебания камертона, например, с помощью прерывателя (см. рис. 56).

упоминали выше (см. § 22, рис. 40). При звучании камертона его стебель колеблется вдоль собственного направления. Будучи укреплен на верхней стенке ящика, он заставляет эту стенку прогибаться вверх и вниз, вследствие чего воздух то выталкивается из ящика, то втягивается в него. Таким образом, возникают колебания воздушного столба в ящике. Длина последнего

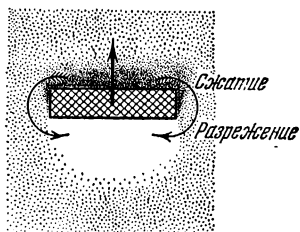


Рис. 109. Вид на ножку камертона сверху.

Жирной стрелкой показано направление ее движения, а тонкими стрелками — распространение волны сжатия вокруг ножки.

берется равной как раз четверти длины волны, создаваемой камертоном в воздухе. Следовательно, основная частота столба воздуха в ящике, открытом с одной стороны, настроена в резонанс на частоту камертона; в ящике получается сильное колебание, изображенное на рис. 105, а, и из его отверстия излучается гораздо более сильный звук, чем дает сам камертон.

Действие резонаторов Гельмгольца, о которых мы упоминали в § 24, тоже основано на резонансе колебаний воздуха, который заключен в полости резонатора. Из всех частот, имеющих в звуковой волне, падающей на широкое отверстие резонатора (см. рис. 43), последний сильнее всего откликается на частоты, равные собственным частотам колебаний воздуха в нем. Особенно сильно такая открытая полость резонирует на частоту, равную основной частоте колебаний воздуха в ней; частоты обертонов лежат значительно выше основной.

**§ 52. Условия хорошего излучения звука.** В предыдущем параграфе мы отметили, что резонансный ящик существенно усиливает интенсивность звука камертона. Происходит ли это только благодаря тому, что воздушный столб в ящике резонирует на частоту камертона, или же здесь играют роль еще какие-нибудь условия? Выяснением этого вопроса мы теперь и займемся.

Рассмотрим, что происходит около одной из ножек звучащего камертона. При движении ножки в какую-либо сторону перед ней образуется сжатие воздуха и, следовательно, повышение давления, а позади нее — разрежение воздуха и понижение давления. Благодаря этому перепаду давления происходит выравнивание давления (и плотности) воздуха по обе стороны ножки (рис. 109). Процесс выравнивания давления распространяется с той же скоростью, что

и звуковая волна, т. е. за полпериода он охватывает пространство размером в полволны. Размеры же камертонной ножки гораздо меньше полволны. Поэтому образуемые ею сжатия и разрежения воздуха очень сильно ослабляются из-за выравнивания давлений по обе ее стороны, а значит, сильно ослаблена и излучаемая волна. Мы приходим к выводу, что для хорошего излучения размеры тела должны быть не малы по сравнению с длиной волны в окружающей среде. Именно этим преимуществом обладает резонансный ящик, так как его длина равна четверти волны и выравнивание давления вокруг него гораздо меньше, чем вокруг камертонной ножки.

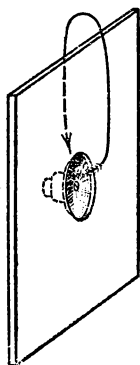


Рис. 110. Громкоговоритель, вмонтированный в большую доску.

Легко сделать и еще одно заключение: колеблющееся тело лучше излучает высокие частоты (для которых длина волны невелика по сравнению с размерами тела), чем низкие, так как для длинных волн выравнивание давления сказывается сильнее. Например, мембрана динамического громкоговорителя диаметром около 15 см хорошо излучает частоты, превышающие 2000 гц, и плохо излучает низкие частоты. Это портит тембр звука, и чтобы его улучшить, нужно затруднить выравнивание давления по обе стороны мембраны для длинных волн. С этой целью громкоговоритель закрепляют в отверстии, проделанном в большой доске (рис. 110), которая удлиняет расстояние между передней и задней поверхностями мембраны. При таком устройстве излучение звуков с низкими частотами значительно усиливается.

Камертон плохо излучает не только потому, что невелико излучение каждой ножки, но и потому, что обе ножки, расстояние между которыми гораздо меньше длины волны, колеблются навстречу друг другу, т. е. в противофазе. Поэтому во всякой точке окружающего воздуха волна, создаваемая одной ножкой камертона, ослабляется вследствие интерференции с противофазной волной от другой ножки.

Очевидно, уничтожив или, по крайней мере, ослабив излучение одной из ножек камертона, мы должны получить выигрыш в интенсивности звука. И действительно, нетрудно убедиться, что при закрывании одной ножки картонной трубочкой (рис. 111) звук усиливается.

Как влияют на излучение данного колеблющегося тела свойства окружающей среды?

При заданной частоте и амплитуде колебаний кинетическая энергия частиц среды будет тем больше, чем больше их масса, т. е. чем больше плотность среды. При тех же условиях потенциальная (упругая) энергия будет тем больше, чем среда «жестче», т. е. чем меньше ее сжимаемость. Следовательно, при заданной частоте и амплитуде колебаний источника он создает тем более интенсивную волну, чем больше плотность и упругость среды. Например, в воде колеблющаяся пластинка пошлет волну, в несколько тысяч раз более интенсивную, чем при таких же колебаниях в воздухе.

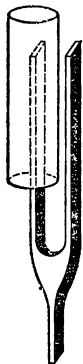


Рис. 111. Камертон звучит сильнее, когда одна ножка закрыта.

**§ 53. Бинауральный эффект. Звукопеленгация.** Мы вновь вернемся теперь к бегущим волнам, распространяющимся в воздухе, и познакомимся в этом параграфе с некоторыми явлениями, зависящими от расположения источника этих волн.

Если источник звука находится прямо перед наблюдателем или позади него, то каждое уплотнение или разрежение воздуха в звуковой волне достигает обоих ушей одновременно (рис. 112, а). Следовательно, колебания давления воздуха в обоих ушах происходят в этом случае в одинаковой фазе. Если же источник смещен вправо (или влево), то волны достигают сначала правого (левого) уха (рис. 112, б), и колебания давления воздуха в обоих ушах сдвигаются по фазе.

Интенсивность звука при этом практически одинакова в обоих ушах, так как разница их расстояний до источника слишком незначительна, а размеры головы не настолько велики, чтобы она создавала заметную «звуковую тень». Другими словами, звуковые волны, если не говорить об

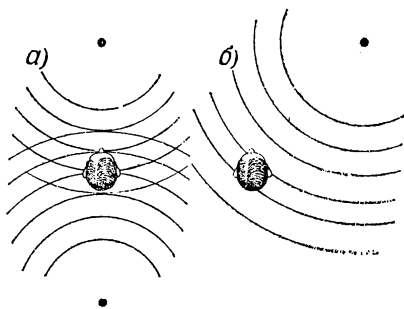


Рис. 112. Разность фаз колебаний в ушах зависит от направления прихода волны.

очень высоких частотах, хорошо огибают голову (дифракция). Таким образом, различие колебаний в обоих ушах сводится в основном к разности фаз между ними.

Оказывается, что именно благодаря сдвигу фаз колебаний в обоих ушах мы получаем ощущение направления на источник звука. Явление это называется *бинауральным эффектом*.

Если на уши наблюдателя надеть телефонные наушники, дать в оба телефона один и тот же тон звуковой частоты, но искусственно менять сдвиг фаз между колебаниями правого и левого телефонов (это легко сделать электрическими способами), то наблюдателю будет казаться,

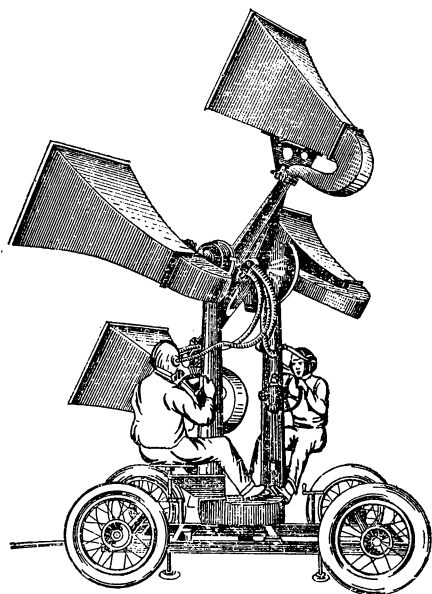


Рис. 113. Звукоулавливающая установка.

что меняется направление на источник звука. При непрерывном изменении сдвига фаз в одну сторону наблюдателю будет казаться, что источник звука движется вокруг него.

Бинауральный эффект играет большую роль не только в повседневной жизни (мы поворачиваем голову «на звук»,

ориентируемся по слуху и т. п.), но и используется специально для так называемой *звукопеленгации* — определения направления на источник звука (самолет, артиллерийскую батарею и т. д.). Специально тренированные «слухачи» улавливают с помощью больших рупоров — звукоулавливателей — интересующие их звуки (рис. 113) и определяют направление на источник этих звуков.

Рупоры служат не только для усиления звука. Направление на источник определяется благодаря разности фаз колебаний в обоих ушах. При наличии же рупоров эта разность фаз будет равна разности фаз на отверстиях рупоров. Так как расстояние между этими отверстиями гораздо больше, чем между ушами, то всякое отклонение рупоров от направления на источник даст соответственно большую разность фаз, чем поворот головы на такой же угол. Таким образом, благодаря рупорам и пеленгация получается более точной.

## ГЛАВА VI

### ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ

**§ 54. Электромагнитные волны.** В § 33 и 34 мы уже упоминали об электромагнитных волнах и об огромной скорости их распространения, равной  $300\,000\text{ км/сек}$  в пустоте. Напомним и подчеркнем еще раз, что электромагнитные волны возникают вследствие связи между изменениями электрического и магнитного полей. Всякое изменение напряженности электрического поля в какой-нибудь точке пространства вызывает в смежных точках появление переменного магнитного поля, изменение которого в свою очередь порождает меняющееся электрическое поле. Именно поэтому происходит передача колебаний напряженностей электрического и магнитного полей из одной точки пространства в соседние, т. е. происходит распространение электромагнитной волны.

Мы знаем, что электрическое поле создается электрически заряженными телами, а магнитное поле окружает проводники, по которым течет электрический ток (т. е. происходит перемещение электрических зарядов). Если электрические заряды неподвижны, то и создаваемое ими электрическое поле остается все время одним и тем же, не меняется. Если заряды движутся (например, в металлической проволоке) равномерно, то мы имеем постоянный ток, создающий постоянное же, не изменяющееся магнитное поле. Таким образом, в обоих случаях электрическое и магнитное поля не изменны, а значит, и электромагнитная волна возникнуть не может.

Но при неравномерном движении электрических зарядов, в частности, при всяком их колебании, а значит, и при всяком переменном токе,



электрическое и магнитное поля будут меняться с течением времени; эти изменения передаются от точки к точке и, следовательно, распространяются во все стороны, образуя электромагнитную волну.

Казалось бы, что получить электромагнитную волну весьма просто. Можно, например, заставить заряженное тело совершать колебательное движение или пропустить городской переменный ток через проволочную катушку. Так как в первом случае будет меняться электрическое поле, а во втором — магнитное, то согласно сказанному должна будет возникнуть электромагнитная волна. Однако практически при такой постановке опыта мы не получим доступных наблюдению волновых явлений.

В чем же причина этого неуспеха?

Для того чтобы ответить на этот вопрос, необходимо более внимательно рассмотреть, как возникают электромагнитные волны, и выяснить, при каких условиях они хорошо излучаются.

**§ 55. Условия хорошего излучения электромагнитных волн.** Как уже было сказано, в электромагнитной волне проявляется взаимная связь электрического и магнитного полей: изменение одного из них вызывает появление другого.

Возникновение электрического поля в результате изменения магнитного есть не что иное, как явление электромагнитной индукции, открытое на опыте М. Фарадеем в 1831 г. (см. т. II, гл. XV). Обратное же явление — возникновение магнитного поля при всяком изменении электрического — было теоретически предсказано Максвеллом<sup>1)</sup>. Исходя из предположения о существовании такого явления, Максвелл и пришел к выводу о необходимости возникновения электромагнитных волн при всяком изменении электромагнитного поля.

Теоретическое предположение Максвелла требовало проверки на опыте. Если опыт докажет существование таких электромагнитных волн, то этим будет подкреплён весь ход теоретических рассуждений Максвелла, включая и его предположение о возникновении магнитного поля при изменении поля электрического. Для успеха опытной проверки

---

<sup>1)</sup> Джемс Клерк Максвелл (1831—1879) — английский физик.

теории очень важно, чтобы наблюдаемые явления были достаточно интенсивными.

Согласно теории Максвелла напряженность магнитного поля, возникающего при изменении электрического поля, тем больше, чем быстрее происходят изменения электрического поля. Положение здесь такое же, как и в явлении электромагнитной индукции, где напряженность электрического поля, возникающего при изменении магнитного поля, тем больше, чем быстрее меняется магнитное поле (см. т. II, § 142).

Таким образом, необходимым условием образования и интенсивных электромагнитных волн является достаточно высокая частота электрических колебаний. Для успеха опытов низкая частота городского тока (50 гц) совершенно недостаточна. Необходимы гораздо более высокие частоты электрических колебаний.

Такие частоты, доходящие до десятков мегагерц и более, осуществляются, как мы знаем, при колебаниях в электрических контурах (см. § 27). Однако и в опытах с такими контурами обнаружить электромагнитные волны было бы очень нелегко.

Дело в том, что высокая частота электрических колебаний в какой-либо цепи, будучи необходимым условием для получения сильных электромагнитных полей, еще не является достаточным условием для хорошего излучения электромагнитных волн этой цепью.

Причина заключается в том, что колебательный контур представляет собой почти замкнутую цепь, размеры которой малы по сравнению с длиной волны, соответствующей частоте колебаний контура. В такой цепи для каждого ее участка с одним направлением тока или знаком заряда можно подыскать другой близкий<sup>1)</sup> участок, в котором в тот же момент времени направление тока или знак заряда противоположны. Возьмем, например, один из витков катушки самоиндукции (рис. 114). В любых двух диаметрально противоположных участках витка *A* и *B* во всякий момент времени токи направлены противоположно друг другу. Следовательно, на больших расстояниях от витка участки *A* и *B* действуют

---

<sup>1)</sup> То есть удаленный гораздо меньше, чем на полволны.

как два близких противофазных излучателя. Волны, излученные этими двумя участками, всюду ослабляют друг друга подобно излучению двух ножек камертона (§ 52). Так как весь виток состоит из таких пар противофазных излучателей, то и виток в целом излучает плохо, а значит, плохо излучает и вся катушка.

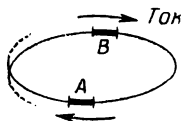


Рис. 114. Виток катушки самоиндукции излучает плохо, так как участки с противоположно направленными токами близки друг к другу.

Аналогично обстоит дело и с конденсатором контура: в любой момент времени заряды обкладок равны по величине и противоположны по знаку, причем эти разноименные заряды удалены друг от друга гораздо меньше, чем на полволны.

Из сказанного ясно, какой должна быть электрическая цепь, чтобы она могла хорошо излучать: необходимо перейти к незамкнутой (открытой) цепи, в которой либо нет участков с противофазными колебаниями, либо же расстояние между ними не мало по сравнению с  $\lambda$ .

Рис. 115 иллюстрирует переход от почти замкнутого контура (разрывом является тонкий слой изоляции между обкладками) к незамкнутой системе, называемой *электрическим вибратором* и представляющей собой простейший излучатель электромагнитных волн.

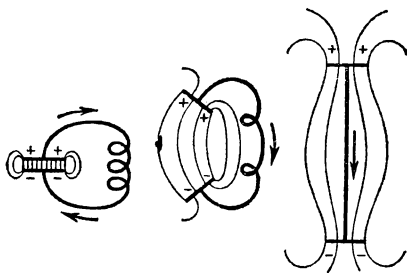


Рис. 115. Переход от колебательного контура к открытому вибратору.

**§ 56. Вибратор и антенны.** В открытой цепи — вибраторе — заряды располагаются не только на обкладках, а на всем проводе вибратора. Наличие на концах вибратора каких-либо обкладок — пластин, шаров и т. п. — вообще не обязательно. Вибратор может представлять собой просто прямолинейный провод. Зарядив вибратор так, чтобы заряды распределялись по его длине неравномерно, мы создадим между отдельными участками вибратора электриче-

ское поле, под действием которого начнется движение зарядов и возникнут электрические колебания. Каким образом можно осуществить такую неравномерную зарядку вибратора, мы рассмотрим ниже (§ 57).

При электрических колебаниях заряды скапливаются с наибольшей плотностью на концах вибратора, а в средней его точке плотность зарядов всегда равна нулю (рис. 116). При таком неравномерном распределении зарядов вибратор нельзя охарактеризовать какой-либо емкостью  $C$ , сосредоточенной на участке, небольшом по сравнению с длиной волны, создаваемой вибратором, как это можно было сделать для конденсатора в колебательном контуре.

Ток тоже не одинаков в различных сечениях вибратора. Когда заряды перетекают из одной половины вибратора в другую, они, конечно, останавливаются у концов вибратора, так что на этих концах ток всегда равен нулю. В средней части вибратора ток наибольший (рис. 117). Такую цепь, в которой ток различен в разных сечениях провода, нельзя охарактеризовать и какой-либо индуктивностью  $L$ , сосредоточенной на небольшом участке, как это делается для катушки индуктивности в контуре, рассмотренном

в § 27 и 28. Таким образом, формула Томсона, определяющая собственную частоту колебаний в контуре, к вибратору неприменима. Как же найти собственную частоту электрических колебаний в вибраторе? В этом нам поможет уже рассмотренная нами задача о колебании струны.

Мы видели, что с точки зрения учения о колебаниях качания маятника и электрические колебания в контуре представляют собой родственные явления (§ 28). Различно то, что колеблется (в одном случае маятник, в другом — заряды в контуре), но закономерности колебаний, т. е. то, как происходят колебания, в обоих случаях одинаковы. Подобно этому и электрические колебания в прямолинейном вибраторе аналогичны колебаниям струны или столба воздуха в трубе.

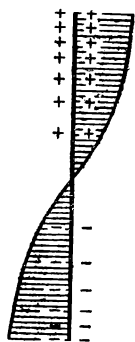


Рис. 116. Плотность зарядов на вибраторе показана густотой значков  $+$  и  $-$ , а кроме того, длиной отрезков, отложенных перпендикулярно к вибратору (плюс вправо, минус влево).

Для струны мы тоже не могли воспользоваться формулами, выведенными для колебаний пружинного маятника. Массу струны нельзя считать сосредоточенной в одном малом участке (подобно массе груза у маятника), а упругость струны — сосредоточенной в другом участке (подобно пружине у маятника). В случае струны и масса, и упругость распределены по всей ее длине. Совершенно так же и в вибраторе емкость и индуктивность распределены по всей его длине, в отличие от томсоновского контура, у которого емкость сосредоточена в конденсаторе, а индуктивность — в катушке.

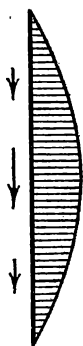


Рис. 117. Ток в вибраторе наибольший в середине и равен нулю на концах.

В соответствии с этим и закономерности электрических колебаний в вибраторе оказываются такими же, как закономерности механических колебаний струны. Нетрудно заметить, что распределение тока в вибраторе (рис. 117) в точности повторяет распределение амплитуды колебаний у закрепленной с обоих концов струны (см. рис. 99, а). Распределение же заряда на вибраторе (см. рис. 116) такое же, как распределение амплитуды колебаний в столбе воздуха в случае открытых концов трубы (см. рис. 107, а). Мы можем заключить отсюда, что колебания в вибраторе суть не что иное, как стоячая волна тока и заряда.

При этом в центре вибратора находится узел колебаний заряда и пучность тока, а на концах вибратора, наоборот, — узлы тока и пучности заряда. Таким образом, на вибраторе укладывается половина длины волны, т. е. длина вибратора

$$l = \lambda/2.$$

Но длина электромагнитной волны связана с частотой колебаний формулой  $\lambda = c/n$ , где  $c$  — скорость распространения электромагнитных волн. Подставляя это выражение  $\lambda$  в предыдущую формулу, мы получаем следующее простое выражение для собственной частоты вибратора:

$$n = c/2l.$$

Это — основная (наиболее низкая) собственная частота. Так же как и у струны, в вибраторе могут происходить ко-

лебания на обертонах, когда на его длине укладывается две, три, четыре и т. д. полуволны. Частота этих обертонов соответственно в два, три, четыре и т. д. раза выше  $n$ .

Рис. 118 поясняет, как протекают колебания тока и заряда во времени. На рис. 118, а вибратор показан в момент времени, когда разноименные заряды на обеих его половинах наибольшие. В этот момент электрическое поле вблизи вибратора наибольшее,

а магнитного поля нет, так как нет тока. С этого момента начинается перетекание зарядов от  $+$  к  $-$ , т. е. возникает ток, который заставляет вибратор (рис. 118, б). Ток все усиливается (вместе с ним нарастает магнитное поле) и через четверть периода достигает максимума. К этому моменту вибратор полностью разряжен и электрического поля вблизи вибратора нет (рис. 118, в). Продолжая течь в том же направлении (на рисунке — сверху вниз), ток перезаряжает вибратор:

положительный заряд накапливается внизу, отрицательный — наверху (рис. 118, г). Ток постепенно ослабевает и к концу второй четверти периода снова доходит до нуля. Тока (и магнитного поля) в этот момент опять нет, а заряды (и электрическое поле) достигают наибольшей величины, но с измененным знаком, — вибратор перезарядился (рис. 118, д). В следующие полпериода описанный процесс повторяется, но с противоположным направлением тока (рис. 118, е, ж, з). В результате к концу периода восстанавливается исходное состояние, показанное на рис. 118, а.

Таким образом, колебания заряда и тока в вибраторе происходят так же, как колебания заряда и тока в электрическом контуре (§ 27). Различие состоит лишь в том, что в случае контура электрическое поле (а следовательно,

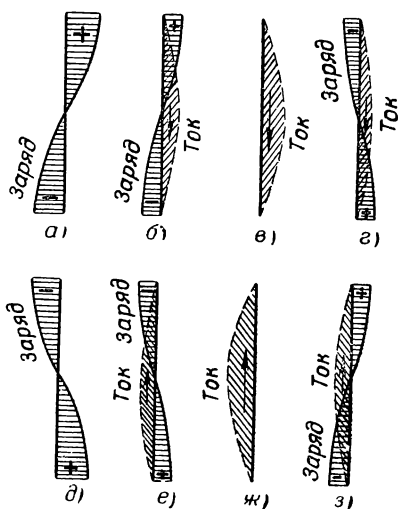


Рис. 118. Колебания заряда и тока в вибраторе.

электрическую энергию) можно было считать сосредоточенным в конденсаторе, а магнитное поле (и магнитную энергию) — в катушке, тогда как в случае вибратора электрическое и магнитное поля распределены вокруг всего вибратора. Так же обстоит дело при переходе от колебаний пружинного маятника к струне: в маятнике потенциальная энергия сосредоточена в деформированной пружине, а кинетическая — в движущемся грузе.

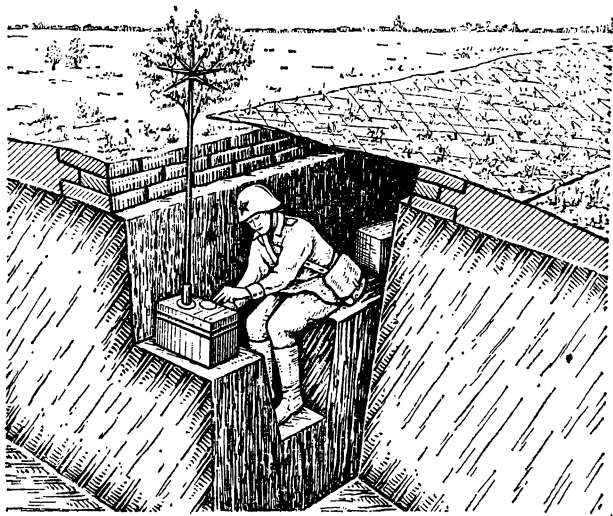


Рис. 119. Военная полевая радиостанция.  
Антенной служит металлический штырь.

В струне же как та, так и другая энергия распределены по всей струне.

Мы видим, что в любой момент времени ток в вибраторе хотя и различен по силе в разных точках, но во всех точках течет в одну сторону. Здесь нет участков с противофазными колебаниями тока. Далее, колебания зарядов на обеих половинках вибратора противофазны (так как заряды разноименны), но зато концы вибратора, на которых находятся пучности зарядов, уже не близки друг к другу, а разведены на расстояние в полволны. Именно по этим причинам вибратор (и вообще открытые цепи — антенны) излучает электромагнитные волны гораздо лучше, чем колебательный контур.

Отсюда ясно, почему любой современный радиопередатчик обязательно содержит, кроме генератора незатухающих электрических колебаний, еще и ту или иную незамкнутую проводочную цепь — антенну. Антенна и является самым излучателем волн, играя такую же роль, как резонансный ящик для камертона или дека музыкального инструмента для струны. В зависимости от назначения передатчика различны схемы генераторов, их мощности, длина

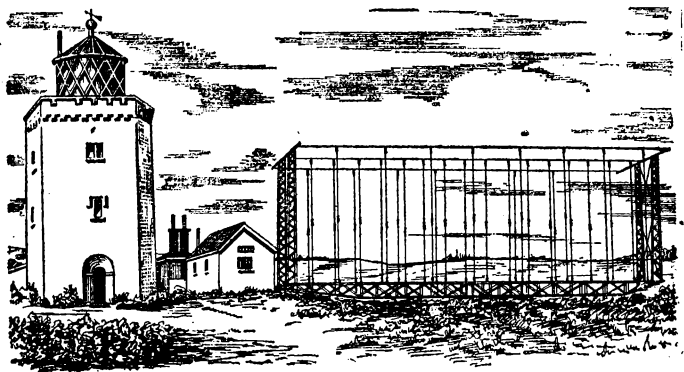


Рис. 120. Мощная радиостанция (радиомаяк).  
Антенна подвешена на высоких мачтах.

волны, устройство антенны (рис. 119 и 120) и т. п., но существо дела не меняется: во всяком передатчике имеется генератор незатухающих колебаний, связанный с открытой излучающей цепью — антенной (см. § 60, 61).

Излучаемая антенной энергия пропорциональна мощности электрических колебаний в ней, т. е. квадрату амплитуды этих колебаний. Естественно поэтому увеличивать амплитуду колебаний в антенне, воспользовавшись для этого настройкой антенны в резонанс на частоту генератора. В случае простого вибратора для этого достаточно сделать его длину равной половине длины волны, соответствующей частоте генератора. Но этот способ пригоден, очевидно, лишь до тех пор, пока речь идет о не слишком длинных волнах. Для волн в десятки метров и более приходится идти на то, что антенна короче полволны, а настройку антенны в резонанс осуществлять включением в антенну дополнительной катушки самоиндукции. Одновременно эта катушка может быть использована для связи антенны с генератором (рис. 121). Заземление нижнего конца антенны также равносильно ее удлинению (примерно вдвое). Поэтому заземление антенн широко применяется для волн, более длинных, чем метровые.



Придавая антеннам различную форму, можно получать от них направленное излучение. Так, например, простая вертикальная антенна излучает по всем горизонтальным направлениям одинаково (рис. 122). Антенна же, состоящая из двух вертикальных прово-

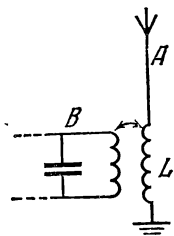


Рис. 121. Схема радиопередатчика.

Антенна А индуктивно связана через «удлинительную» катушку L с колебательным контуром В генератора. Нижний конец антенны заземлен.

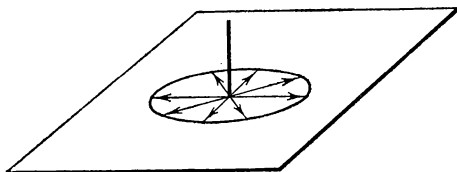


Рис. 122. Излучение простой вертикальной антенны во все стороны одинаково.

дов, колебания в которых совершаются в одинаковой фазе, а расстояние между которыми равно полуwave, вследствие интерференции

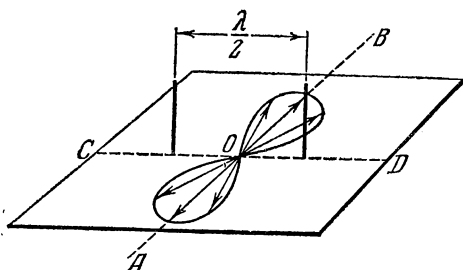


Рис. 123. Двойная синфазная антенна сильно излучает по направлениям OA и OB и не излучает по направлениям OC и OD.

сильно излучает в направлениях, перпендикулярных к плоскости проводов (рис. 123), и практически не излучает в их плоскости.

**§ 57. Опыты Герца по получению и исследованию электромагнитных волн. Опыты П. Н. Лебедева.** Теория Максвелла не только предсказала существование электромагнитных волн, но и указала условия, необходимые для успеха опытов: достаточно высокая частота электрических колебаний и открытая форма цепи. Герц, предпринимая в 1888 г. свои известные опыты,

постарался выполнить эти условия: он заменил колебательный контур прямолинейным вибратором.

Для возбуждения электрических колебаний в то время был известен только один способ — и с к р о в о й р а з р ы д. На рис. 124 изображена схема соответствующего устройства (осциллятор Герца).

Вибратор *A* имеет посередине разрыв *B* — искровой промежуток, к концам которого подводится напряжение от повышающего трансформатора. Указанная схема вполне аналогична схеме на рис. 51, рассмотренной в § 28, только вместо замкнутого контура с конденсатором и катушкой здесь применена открытая цепь, обеспечивающая хорошее излучение. Возбуждение же колебаний в

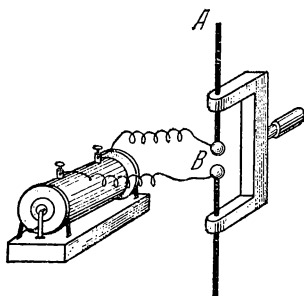


Рис. 124. Схема осциллятора Герца.

этой цепи происходит совершенно так же, как описано в § 28, так что в вибраторе возникают регулярно повторяющиеся вспышки высокочастотных затухающих колебаний (см. рис. 52). Период этих колебаний и, следовательно, длина излучаемых электромагнитных волн задаются размерами вибратора (см. § 56).

Для обнаружения волн Герц использовал второй вибратор с гораздо меньшей длиной искрового промежутка (доли миллиметра вместо 7,5 мм в излучающем вибраторе). Кроме такого приемного вибратора применялся и приемный виток, согнутый из проволоки в виде прямоугольника и тоже прерванный очень малым искровым промежутком (рис. 125). Под действием электромагнитной волны в этих приемниках возникают вынужденные колебания. Если приемники (вибратор или виток) настроены в резонанс на частоту излучателя, то при определенных условиях, которые мы рассмотрим дальше (§ 59), в их искровых промежутках проскакивают очень маленькие и слабые искорки. Наблюдая появление или отсутствие таких искорок при различных условиях излучения и распространения

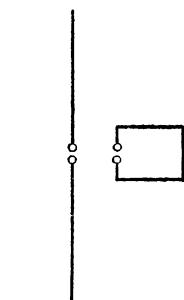
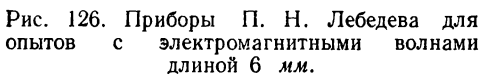


Рис. 125. Приемные вибратор и виток для опытов Герца.

160



В своих опытах Герц осуществил получение электромагнитных волн и сумел воспроизвести с этими волнами все явления, типичные для любых волн: образование «тени» позади хорошо отражающих (металлических) предметов, отражение от металлических листов, преломление в большой призме, сделанной из асфальта, образование стоячей волны в результате интерференции волны, падающей отвесно на металлический лист, со встречной волной, отраженной этим листом. Было исследовано также, как расположе-

ны в электромагнитных волнах напряженности электрического и магнитного полей; оказалось, что здесь имеют место такие же свойства, какие были известны у световых волн (поляризация, см. § 59).

Таким образом, опыты Герца подвели прочную основу под теорию Максвелла: электромагнитные волны, предсказанные максвелловской теорией (§ 55), оказались реализованными на опыте.

Выдающегося успеха в исследовании электромагнитных волн достиг П. Н. Лебедев<sup>1)</sup>. В 1895 г. он получил с помощью вибраторов миллиметровых размеров волны длиной в 6 мм, которые, как сам он писал, «...были ближе к более длинным волнам теплового спектра<sup>2)</sup>, чем к электрическим волнам, которыми вначале пользовался Герц...». С такими волнами П. Н. Лебедев получил все «оптические» явления — интерференцию, поляризацию, отражение, преломление и даже двойное преломление в кристаллах серы. Вся аппаратура, собственноручно сделанная Лебедевым для этих опытов, в особенности приемный вибратор, состоящий из двух кусочков проволоки длиной в 3 мм с микроскопическим термoelementом, впаянным между ними, представляет собой замечательный образец экспериментального искусства. Некоторые оригинальные приборы Лебедева изображены на рис. 126.

**§ 58. Электромагнитная теория света. Шкала электромагнитных волн.** Теория электромагнитных волн позволила объяснить с единой точки зрения множество разнообразных электромагнитных явлений. Но из этой теории вытекал еще один вывод огромной важности.

Пользуясь числами, полученными из измерения чисто электрических величин (сил взаимодействия между токами и между зарядами), Максвелл смог подсчитать скорость, с которой должны распространяться электромагнитные волны. Результат оказался поразительным: скорость получилась равной 300 000 км/сек, т. е. совпала с измеренной оптическими способами скоростью света. Максвелл выдвинул тогда смелое предположение, что свет по природе своей есть электромагнитное

---

<sup>1)</sup> Петр Николаевич Лебедев (1866—1912) — выдающийся русский физик.

<sup>2)</sup> То есть к инфракрасным.

явление, что световые волны — это лишь разновидность электромагнитных волн, а именно, волны с очень высокими частотами, порядка миллиона миллиардов ( $10^{16}$ ) герц.

Опыты Герца, доказавшие существование электромагнитных волн и позволившие подтвердить заключение Максвелла о том, что эти волны распространяются с такой же скоростью, как и свет, послужили сильным доводом в пользу электромагнитной теории света. Множество других явлений, как из числа известных ранее, так и открытых впоследствии, показало настолько тесную связь между оптическими и электромагнитными явлениями, что электромагнитная природа света превратилась из предположения в твердо установленный факт.

Исследования, производившиеся в самых разнообразных областях физики, позволили установить, что диапазон частот или длин электромагнитных волн <sup>1)</sup> чрезвычайно широк. В этой главе мы ограничиваемся только электромагнитными волнами в узком понимании этого термина, т. е. такими, длина которых превышает сотые доли миллиметра и которые в большинстве своем используются в радиотехнике и поэтому называются *радиоволнами*. С другими, более короткими электромагнитными волнами, с их особыми свойствами, со способами их получения и наблюдения мы познакомимся в следующих отделах. Однако уже здесь мы приведем диаграмму, которая дает представление обо всей шкале электромагнитных волн.

Эта диаграмма (рис. 127) построена несколько необычно ввиду огромного различия длин волн. На горизонтальной прямой на равных расстояниях друг от друга нанесены метки, соответствующие длинам, каждая из которых отличается в десять раз от соседней. Это и есть шкала длин волн  $\lambda$ , начинающаяся на нашей диаграмме слева с  $\lambda = 10$  км и заканчивающаяся на чертеже тысячной долей миллимикрона. Разумеется, 10 км слева и 0,001 мм справа — это границы графика, а не самой шкалы электромагнитных волн, которую можно представить себе продолженной в обе стороны.

Под шкалой длин волн  $\lambda$  нанесена шкала соответствующих им частот колебаний  $n$ . Продолжая шкалу влево, мы переходим ко все более длинным волнам, т. е. ко все более

---

<sup>1)</sup> Напомним, что частота  $n$  и длина волны  $\lambda$  связаны соотношением  $\lambda = c/n$ , где  $c = 300\,000$  км/сек.

низким частотам, пока не дойдем, наконец, до частоты  $n=0$ , т. е. до постоянного, не меняющегося со временем тока. Можно сказать, что такому току соответствует бесконечно большая длина волны, но это, конечно, чисто формальное утверждение. С уменьшением частоты условия излучения делаются все хуже (см. § 55), и постоянный ток, который должен был бы излучать «бесконечно длинную» волну, просто ничего не излучает. Нашу диаграмму можно продолжать и вправо, переходя ко все более высоким частотам и, соответственно, все более коротким волнам.

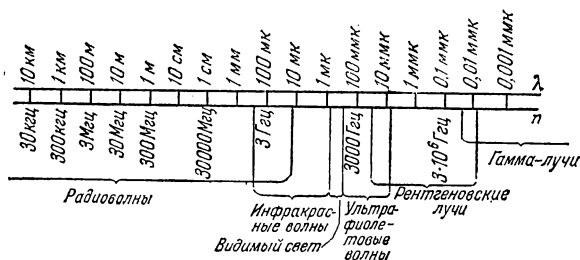


Рис. 127. Шкала электромагнитных волн.

1 микрон (мк) = 0,001 мм; 1 миллимикрон (ммк) = 0,001 мк =  $10^{-6}$  мм. Десятая доля миллимикрона называется часто ангстремом и обозначается знаком Å ( $1\text{Å} = 0,1\text{ ммк} = 10^{-8}\text{ см}$ ). На шкале частот миллионы мегагерц обозначены для краткости через ГГц ( $1\text{ ГГц} = 10^6\text{ МГц} = 10^{12}\text{ гц}$ ).

На диаграмме указаны участки  $\lambda$  (или  $n$ ), занимаемые различными видами электромагнитных волн. Как сказано, в этой главе мы ограничиваемся только левым участком, который начинается с «бесконечно длинных» волн и кончается в области сотых долей миллиметра, т. е. тянется от «нулевой частоты» до частот в десятки миллионов мегагерц. Мы видим, что этот участок волн, которые получают электрическими способами, перекрывается на своем коротковолновом конце с инфракрасными (тепловыми) волнами. Это значит, что волну, например, в  $50\text{ мк} = 0,05\text{ мм}$  можно получить и посредством электрических колебаний, и тепловым способом, т. е. при излучении нагретого тела.

Еще не так давно на шкале электромагнитных волн не было таких перекрываний, а наоборот, имелись пробелы. В частности, был пробел между электромагнитным диапазоном (в узком смысле) и инфракрасными волнами. Электромагнитные волны были получены длиной до 6 мм (Лебедев), а тепловые — до 0,343 мм (Рубенс).

В 1922 г. А. А. Глаголева-Аркадьева<sup>1)</sup> ликвидировала этот пробел, получив электромагнитные волны длиной от 1 см до 0,35 мм с помощью придуманного ею прибора, названного *массовым излучателем*.

Схема этого прибора показана на рис. 128. В сосуде *А* находятся мелкие металлические опилки, взвешенные в трансформаторном масле. Не показанная на рисунке мешалка все время поддерживает опилки во взвешенном состоянии, не давая им осесть на дно. Вращающееся

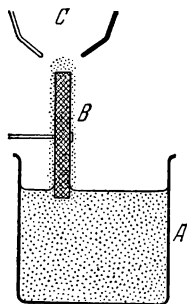


Рис. 128. Массовый излучатель А. А. Глаголевой-Аркадьевой.

колесико *В* захватывает смесь и окружает ее наподобие шины. С помощью проводов *С*, присоединенных к индуктору, через смесь пропускается искровой разряд. Металлические опилки образуют при своем движении множество случайных пар, которые играют роль маленьких вибраторов и при разряде излучают короткие волны. Так как размеры случайно образующихся вибраторов различны и колебания в них не гармонические, а затухающие, в излучении присутствуют одновременно все длины волн указанного выше диапазона. Можно сказать, что массовый излучатель испускает «электромагнитный шум», а не «аккорд» или «ноту».

В массовом излучателе преодолены две основные трудности, неизбежно возникающие при попытке использовать один-единственный вибратор столь малых размеров. Во-первых, такой единственный вибратор дает ничтожно слабое излучение. В массовом же излучателе одновременно работает много вибраторов. Во-вторых, в одном вибраторе опилки быстро сгорают от искры. В приборе Глаголевой-Аркадьевой этого не происходит, так как в области разряда опилки непрерывно сменяются.

**§ 59. Опыты с электромагнитными волнами.** Чтобы воспроизвести некоторые из опытов Герца и получить тем самым более подробное представление об электромагнитной волне, в настоящее время нет надобности обращаться к старинной «искровой» технике возбуждения волн. Мы уже знаем, как с помощью автоколебательных систем — генераторов с электронными лампами — была решена задача получения незатухающих электрических колебаний (§ 30 и 31). Существенно, что в случае незатухающего гармонического колебания излучаемая передатчиком энергия сконцентрирована на одной частоте, а не распределена по всему спектру, как это имеет место при излучении сильно затухаю-

<sup>1)</sup> Александра Андреевна Глаголева-Аркадьева (1884—1945) — советский физик.

щих колебаний. Благодаря этому приемник, настроенный в резонанс на эту частоту, поставлен в значительно более выгодные условия.

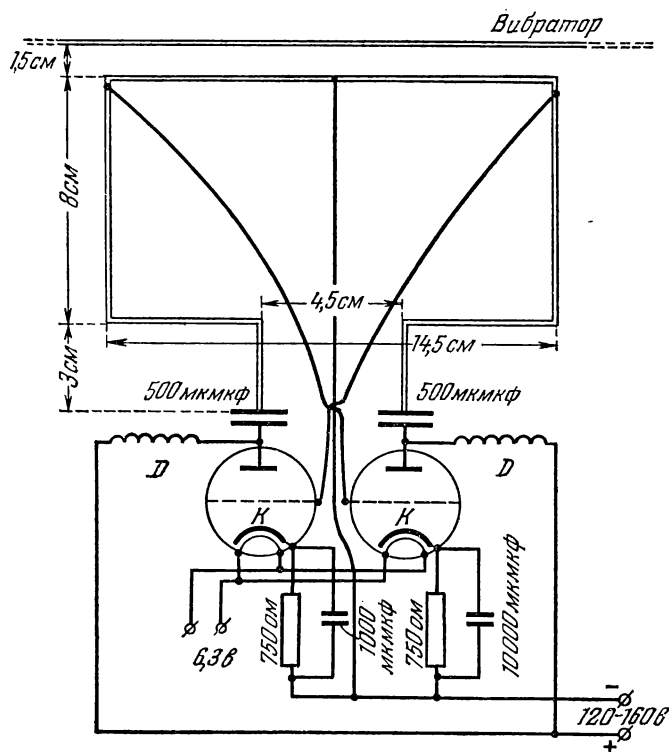


Рис. 129. Схема передатчика на волну 5—6 м.

Генератор собирается с двумя лампами 6ПЗ-С. Напряжение накала 6,3 в, анодное напряжение 120—160 в (аккумуляторы или выпрямитель). Лампы по догреву и бы: накаленная нить подогревает катод К, имеющий отдельный вывод в цоколе лампы. Емкости конденсаторов указаны в микромикрофарадах, сопротивления — в омах. Дроссели высокой частоты  $D$  наматываются на каркасах из дерева или картона диаметром в 10 мм и содержат по 50 витков тонкой изолированной проволоки каждый. Вибратор представляет собой проволоку, натянутую между двумя роликами, привинченными к деревянной планке. При указанных на рисунке размерах витка и остальных данных длина волны равна около 5,5 м, так что длина вибратора около 2,75 м.

Для опытов целесообразно воспользоваться достаточно короткими электромагнитными волнами, чтобы размеры приборов — резонансных вибраторов, экранов, призм и т. п. — были не слишком велики. Наиболее удобны волны



длиной в несколько сантиметров, однако в школьных условиях не представляется возможным иметь в распоряжении передающую и приемную аппаратуру на такие волны, равно как и разъяснить принципы ее действия <sup>1)</sup>). Тем не менее в этом параграфе, не вдаваясь в вопрос об устройстве генератора, мы даем описание ряда опытов, хорошо иллюстрирующих некоторые свойства электромагнитных волн.

Опыты, описанные ниже (см. рис. 131 и 132), нетрудно осуществить и с более длинными волнами, например, 6 м. Длина резонансного вибратора составляет при этом 3 м,

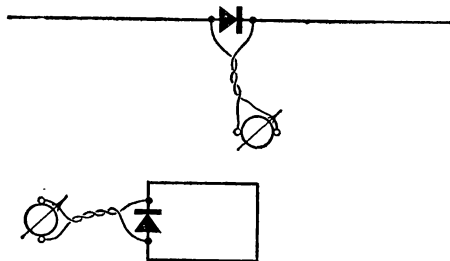


Рис. 130. Вибратор и виток с кристаллическим детектором и гальванометром.

Чувствительность гальванометра («цена деления») должна быть около 0,05 ма на одно деление шкалы. Длина вибратора должна быть равна длине передающего вибратора. Размеры витка лучше всего подобрать на опыте — по наиболее сильному отклику (резонанс).

и он еще удобен в обращении. Вместе с тем генератор на такую длину волны может быть построен с помощью обычных электронных ламп для радиоприемников.

На рис. 129 показана схема передатчика на такую длину волны. Пояснения даны в подписи к рисунку. Приемником служит второй полуволновый вибратор, такой же, как и в передатчике, или же проволочный виток. В этих приемниках вместо искрового промежутка, которым пользовался Герц, поставлено гораздо более чувствительное устройство (рис. 130) — кристаллический детектор с гальванометром. Когда в приемном вибраторе возбуждены токи высокой частоты, то благодаря детектору гальвано-

<sup>1)</sup> Следует отметить, что современная радиотехника уже использует миллиметровые радиоволны и располагает генераторами незатухающих колебаний, дающими волны длиной в доли миллиметра (субмиллиметровые волны).

метр дает отклонение. Детектор представляет собою контакт между проволочным острием и специальным кристаллом и обладает различным сопротивлением для тока, текущего от острия к кристаллу, и для противоположного тока. Подробней действие детектора описано в § 61.

Опыты с приборами на длину волны 6 м следует делать на открытом воздухе, на ровном открытом месте, так как

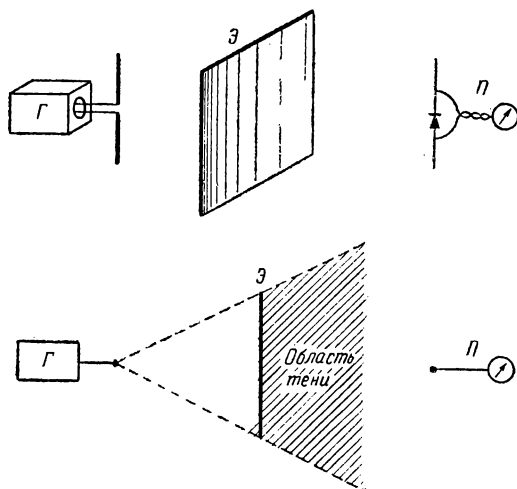


Рис. 131. Образование тени.

В нижней части рисунка расположение приборов показано в плане; Г — генератор с излучающим вибратором; Э — экран; П — приемный вибратор с гальванометром.

в противном случае результаты искажаются из-за отражения радиоволн от окружающих предметов (прежде всего металлических: железные балки в здании, электропроводка, телеграфные провода и т. п.).

**Отражение, преломление, стоячие волны.** Как уже было отмечено, опыты, описываемые в этом разделе, достаточно наглядны и не громоздки при выполнении, если их проводить с весьма короткими волнами, скажем, длиной в 10 см. В этих опытах излучающий и приемный вибраторы надо располагать параллельно друг другу, например, оба вертикально.

При включении генератора гальванометр в приемном вибраторе показывает отклонение. Если между излучателем

и приемником поставить теперь металлический экран (например, железный лист), размеры которого велики по сравнению с длиной волны (см. § 41), то можно наблюдать образование тени: когда приемный вибратор заслонен листом, ток в гальванометре резко падает. При устранении экрана или при вынесении приемного вибратора из области тени ток опять возрастает (рис. 131). Тело человека также отбрасывает заметную тень: если кто-либо пройдет между излучающим и приемным вибраторами, ток в гальванометре упадет и вновь возрастет.

Взяв вместо металлического экрана лист картона, фанеры, толстую деревянную доску, вообще экран из какого-

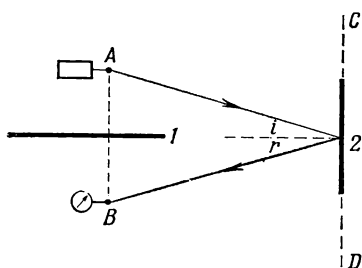


Рис. 132. Отражение электромагнитной волны.

$i$  — угол падения;  $r$  — угол отражения.

либо изолирующе-го материала, нетрудно убедиться, что они прозрачны для исследуемых электромагнитных волн.

Заслони́в приемник от излучателя металлическим листом 1 (рис. 132), нетрудно наблюдать отражение электромагнитной волны от второго металлического листа 2. Передвигая лист 2 вдоль прямой  $CD$ , парал-

тельной отрезку  $AB$  (излучатель — приемник), мы обнаружим, что наиболее сильный отклик (отклонение гальванометра) возникает тогда, когда лист 2 находится против середины  $AB$  и его плоскость параллельна  $AB$ . Мы убеждаемся, таким образом, в справедливости закона равенства угла падения и угла отражения (см. § 40). Замена металлического листа 2 экраном из изолирующего материала показывает, что от такого экрана отражение получается очень слабое.

Отражением от металла можно воспользоваться для того, чтобы получить направленное излучение в виде почти плоской волны. Для этого надо поместить излучающий вибратор в фокусе цилиндрического зеркала из металлического листа, согнутого по дуге параболы (рис. 133, а). Интенсивность плоской волны, выходящей из такого рефлектора, существенно больше, чем в ненаправленном

излучении самого вибратора в отсутствие рефлектора<sup>1)</sup>. Таким же рефлектором можно снабдить и приемный вибратор (рис. 133, б), что повышает его чувствительность. Описанные выше опыты лучше производить поэтому с вибраторами, снабженными рефлекторами.

Следующий опыт показывает, что электромагнитная волна, проходя из одного прозрачного материала в другой, испытывает преломление, т. е. изменяется направление ее распространения. Явление преломления волн на границе двух веществ также принадлежит к числу общеволовых явлений, но мы ранее не останавливались на нем, так как наблюдать его на звуковых или поверхностных волнах в воде не особенно просто. (Легче всего наблюдать и исследовать преломление на световых волнах, и в «Опике» это явление рассматривается подробно.)

Для опыта с преломлением электромагнитной волны длиной 10 см надо изготовить из парафина или асфальта призму с преломляющим углом примерно в  $30^\circ$  (рис. 134). На рис. 135 показано, как меняется направление распространения волны вследствие преломления в такой призме. Если в отсутствие призмы наибольший отклик в приемном вибраторе получается в положении А, то при наличии призмы волна преломляется, и наибольший отклик получается в В. Преломление происходит на двух гранях призмы: при переходе волны из воздуха в парафин и затем при ее выходе из парафина в воздух. Отклонение волны от первоначального направления распространения составляет (в зависимости от материала призмы и длины волны)  $15-20^\circ$ .

<sup>1)</sup> Имеется в виду отсутствие направленности в плоскости, перпендикулярной к вибратору.

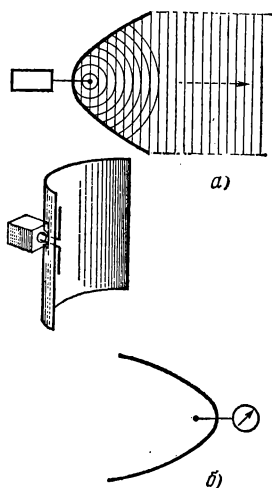


Рис. 133. Параболический рефлектор у излучающего вибратора (а) и у приемного (б).

Провода, идущие от излучающего вибратора к генератору, пропускаются через отверстие размером в  $1-2\lambda$ , проделанное в рефлекторе. У приемного вибратора провода к гальванометру можно пропустить через маленькие дырочки в рефлекторе. Размеры рефлекторов должны быть в три-пять раз больше  $\lambda$ .

На рис. 136 изображена постановка опыта для получения стоячей электромагнитной волны. Плоский металлический экран Э ставится против рефлектора излучающего вибратора так, чтобы отраженная волна распространялась навстречу падающей. Если теперь на пути от рефлектора к экрану перемещать приемный вибратор, то ток в гальванометре будет поочередно то увеличиваться (пучности), то уменьшаться (узлы).

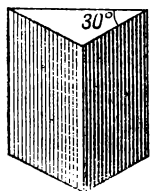


Рис. 134. Призма из парафина или асфальта.

Ее размеры должны быть велики по сравнению с  $\lambda$ .

Расстояние между двумя соседними пучностями или двумя соседними узлами равно, как мы знаем,  $\lambda/2$  (см. § 47). Если нам заранее известна частота  $n$  колебаний генератора, то, измерив указанным путем  $\lambda$ , мы можем по формуле

$$c = \lambda n$$

найти скорость  $c$  распространения электромагнитной волны в воздухе. При самых точных измерениях такого рода она оказывается совпадающей со скоростью света.

В описанном опыте остался пока невыясненным вопрос о том, какие пучности и узлы регистрирует приемный

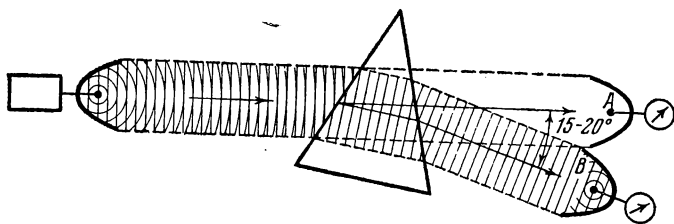


Рис. 135. Преломление электромагнитной волны в призме.

вибратор — колебаний электрического поля или колебаний магнитного поля? Ответ мы получим в следующем разделе.

**Поперечность электромагнитных волн. Радиопеленгация.** Оставаясь на каком-то неизменном расстоянии от вертикального излучающего вибратора, повернем приемный вибратор из вертикального в любое горизонтальное положение. Мы увидим, что ток в приемном вибраторе падает при этом до нуля (рис. 137).

Объяснить это можно только тем, что электрическое поле входящей волны имеет вертикальное направление. Действительно, такое поле может перемещать заряды (вызывать ток) вдоль приемного вибратора, когда он вертикален, и не может этого

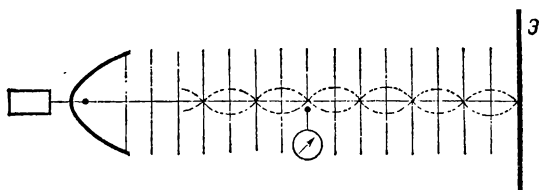


Рис. 136. Образование стоячей электромагнитной волны.

делать, когда он горизонтален. Отсюда следует, что в описанном выше опыте со стоячей волной приемный вибратор выявлял узлы и пучности электрического поля.

Повторим такой же опыт, как на рис. 137, но возьмем вместо приемного вибратора проволочный виток.

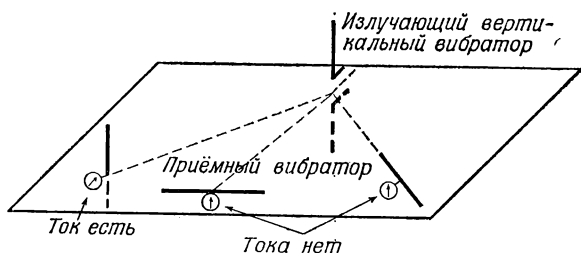


Рис. 137. Наиболее сильный ток в приемном вибраторе возникает только при вертикальном его расположении.

При любом горизонтальном положении тока нет.

При этом получается следующее. Когда виток расположен в вертикальной плоскости, проходящей через излучающий вибратор, ток в нем есть. Но при всяком повороте витка на  $90^\circ$  от указанной плоскости ток в нем исчезает (рис. 138). Мы знаем, что ток в витке (или катушке) наводится переменным полем только в том случае, если это поле пронизывает виток. Следовательно, отсутствие тока при расположениях витка, показанных на рис. 138 посередине и справа, объясняется тем, что магнитное поле

приходящей волны направлено горизонтально и перпендикулярно к направлению излучения. Действительно, при этом оно пронизывает виток в первом положении и не пронизывает в двух других.

Мы приходим, таким образом, к выводу, что напряженности  $E$  и  $H$  электрического и магнитного полей в волне

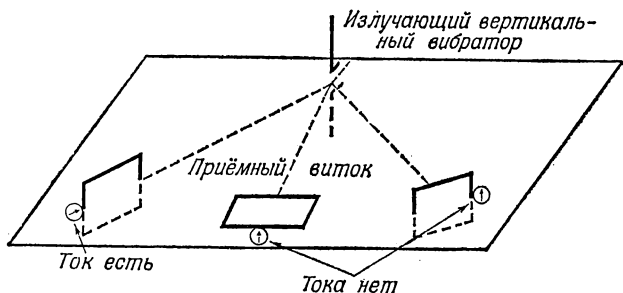


Рис. 138. Наиболее сильный ток в приемном витке получается при его расположении, показанном слева.

В двух других изображенных здесь положениях тока нет.

перпендикулярны друг к другу и к направлению распространения волны (рис. 139); при этом направление  $E$  совпадает с направлением вибратора, а  $H$  лежит в плоскости, перпендикулярной к вибратору.

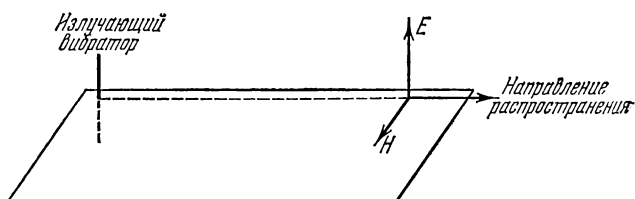


Рис. 139. Расположение электрической и магнитной напряженностей при вертикальном излучателе для волн, распространяющихся в горизонтальном направлении.

Нами исследован здесь случай вертикального вибратора и горизонтального направления распространения. Исследование любых других направлений распространения показывает, что для всякого из них остается справедливым аналогичное расположение напряженностей  $E$  и  $H$ : 1) обе они

перпендикулярны к направлению распространения, а значит, и колебания их происходят перпендикулярно к этому направлению, т. е. электромагнитная волна поперечна; 2)  $E$  лежит в плоскостях, проходящих через излучающий вибратор, а  $H$  перпендикулярно к этим плоскостям (рис. 140).

Поперечность колебаний является совершенно общим свойством всякой электромагнитной волны, не зависящим ни от выбора направления распространения, ни от характера

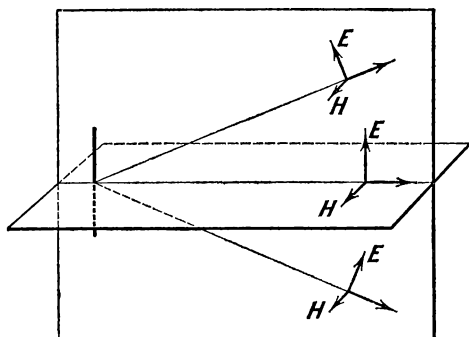


Рис. 140. Электромагнитная волна поперечна.

излучателя. Таким же общим свойством является и взаимная перпендикулярность  $E$  и  $H$  в электромагнитной волне. Мы еще вернемся к этому вопросу при изучении световых волн.

Возвращаясь к рис. 140, мы можем заметить следующее: если мы установили направления электрической и магнитной напряженностей  $E$  и  $H$ , то мы найдем тем самым, каково направление, по которому приходит волна. Другими словами, мы узнаем направление на излучатель волны из места, где производится прием. Направление электрической напряженности почти для всех применяемых в технике антенн вертикально. Установить же направление  $H$  можно, как мы видели, с помощью приемного витка (или катушки из нескольких витков — так называемой рамочной антенны). На этом основана радиопеленгация — определение направления из данного пункта на принимаемую радиостанцию.



Рис. 141 изображает современный радиопеленгатор — приемник, снабженный рамочной антенной, которую можно поворачивать вокруг вертикальной оси. Такую антенну нетрудно изготовить собственными силами. Присоединив ее к обычному широкополосному ламповому приемнику (клеммы «антенна» и «земля»), можно произвести пеленгацию мощных (например, московских) радиостанций.

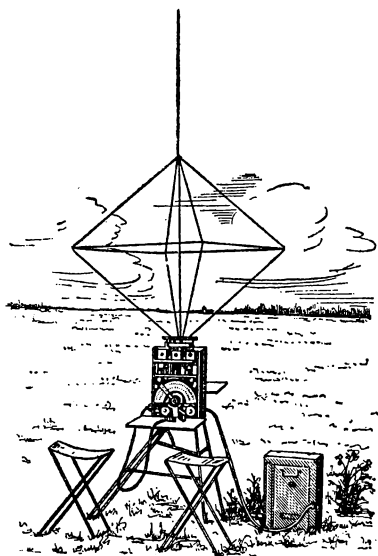


Рис. 141. Внешний вид полевого радиопеленгатора.

Обычно при пеленгации рамочную антенну поворачивают в такое положение, при котором интенсивность приема проходит через нуль (это точнее, чем установка на максимальную

интенсивность).

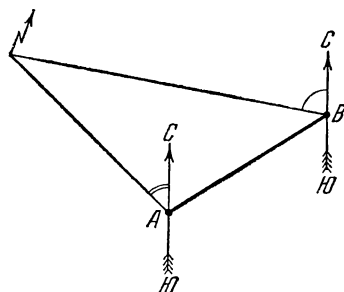


Рис. 142. Пеленгация радиопередатчика из двух точек определяет его положение.

интенсивность). При таком положении напряженность  $H$  магнитного поля волны лежит в плоскости антенны, а значит, направление на радиостанцию — это прямая, перпендикулярная к плоскости антенны. Прибор не указывает, по какую сторону от антенны находится на этой прямой пеленгуемая станция, но обычно это известно заранее.

Если направление на радиостанцию (пеленг) определено из двух пунктов, расстояние между которыми известно ( $A$  и  $B$  на рис. 142), то, построив по известной стороне  $AB$  и двум углам треугольник, можно за с е ч ь радиостанцию, т. е. определить ее местонахождение.

Принцип, положенный в основу пеленгации, используется и для целей *радионавигации* — вождения кораблей и самолетов по определенному направлению, заданному специальными передатчиками (радиомаяками). На корабле или самолете ставится при этом специальный приемник с рамочной антенной — *радиокомпас*, — показывающий отклонения от требуемого курса. Иногда сигналы, принимаемые радиокompасом, используются для управления рулевыми механизмами, т. е. осуществляется автоматическое сохранение заданного курса (автопилот).

**§ 60. Изобретение радио А. С. Поповым.** Мы уже говорили о том, как в опытах с электромагнитными волнами была подтверждена теория Максвелла. Опыты Герца быстро стали известны ученым всего мира; возникла мысль об использовании электромагнитных волн для связи и даже для передачи энергии без проводов. Однако никто не указал практических путей для осуществления этой идеи. Сам Герц, находясь под впечатлением исключительно слабого действия волн в его опытах, по-видимому, сомневался в возможности использования этих волн для связи. Таково было положение дела к началу работ А. С. Попова. Начав с повторения опытов Герца, Попов усовершенствовал приборы и уже через год (в 1889 г.) добился того, что искры в его приемных резонаторах были хорошо видны большой аудитории без специального затемнения помещения. Очень скоро Попову стало ясно, что для практического использования электромагнитных волн надо в первую очередь создать чувствительный и удобный *приемник*.

К 1894 г. Попов построил такой приемник, причем основные принципиальные особенности его устройства сохранились и в современной приемной аппаратуре. Что же представлял собой первый приемник Попова и как он работал?

Для увеличения чувствительности приемника Попов использовал явление резонанса. Крупной заслугой Попова является изобретение высоко поднятой *приемной антенны*, которая значительно увеличивает дальность действия приемника и применяется в любой радиоприемной станции и поныне.

Вторая существенная особенность приемника Попова связана со способом регистрации волн. Для этой цели Попов применил не искру, а специальный прибор — *когерер*,

незадолго до этого изобретенный Бранли и применявшийся для лабораторных опытов. Когерер устроен следующим образом. В стеклянной трубке помещены мелкие металлические опилки; в оба конца трубки введены провода, соприкасающиеся с опилками. В обычных условиях электрическое сопротивление между отдельными опилками сравнительно велико, так что и весь когерер обладает большим сопротивлением. Электромагнитная волна, создавая в цепи когерера переменный ток высокой частоты, приводит к тому,

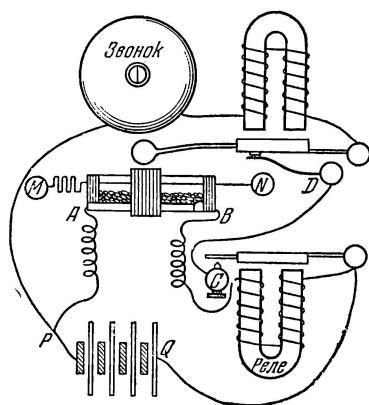


Рис. 143. Схема первого приемника  
А. В. Попова.

что между опилками проскакивают мельчайшие искорки, которые сваривают опилки между собой. В результате сопротивление когерера резко уменьшается. Чтобы вернуть когереру большое сопротивление и чувствительность к электромагнитным волнам, его необходимо встряхнуть. Попов включил когерер в цепь, содержащую батарею и обыкновенный электрический звонок (рис. 143), снабдив его, тем самым, а в т о м а т и ч е с к и действующим

устройством, все время поддерживающим когерер в чувствительном состоянии. До прихода электромагнитной волны сопротивление когерера велико, ток через него идет очень слабый и звонок не работает. С появлением электромагнитной волны сопротивление когерера падает, ток сильно возрастает и молоточек звонка, сигнализируя о приходе волны, вместе с тем ударяет по когереру, восстанавливая его чувствительность.

Таким образом, Попов осуществил то, что называется *релейной схемой* (см. т. II, § 179); ничтожная энергия входящих волн используется не прямо для приема (например, появления искры), а для управления источником энергии, который питает регистрирующий аппарат. В современных приемниках когерера нет, его заменили электронные лампы, но принцип реле остается в силе: ведь электронная лампа по сути дела работает именно

как реле. Слабые сигналы, подводимые к лампе, управляют энергией тех источников тока, которые питают эту лампу.

7 мая 1895 г. Попов продемонстрировал действие своего приемника на заседании Русского физико-химического общества. Этот день справедливо считается днем рождения радио. В 1945 г. в ознаменование пятидесятилетия изобретения радио день 7 мая был постановлением нашего Правительства объявлен ежегодным «днем радио».

За сравнительно небольшой срок, истекший со времени изобретения радио, оно прошло огромный путь дальнейшего развития. Уже в первые годы после изобретения был сделан ряд существенных усовершенствований, многие из которых также принадлежат Попову. Так, например, Попов включил



Рис. 144. Телеграфная модуляция.

в цепь приемника обыкновенный телеграфный аппарат, в результате чего приход электромагнитного сигнала не только отмечался звонком, но и черточкой на телеграфной ленте.

В дальнейших своих исследованиях, проводившихся совместно с П. Н. Рыбкиным, Попов сумел осуществить прием сигналов на слух. Оказалось, что при сигналах, слишком слабых для срабатывания когерера, плохие контакты между опилками в когерере действуют как детектор (см. § 61) и в телефонной трубке, присоединенной к когереру, каждый сигнал отмечается звуком. Это открытие позволило еще более увеличить дальность радиосвязи.

Следующий крупный шаг в развитии радио, сделанный вскоре после его изобретения, состоял в усовершенствовании передатчика. Искровой промежуток был вынесен из антенны в специальный колебательный контур, который и служил источником колебаний. Антенна же, связанная с этим контуром, действовала теперь только в качестве излучателя волн.

Чрезвычайно важным моментом в развитии радио было изобретение американским ученым Ли де Форестом в 1906 г. электронных ламп, позволивших создать источники **н е з а т у х а ю щ и х** электрических колебаний. Именно

это дало возможность полностью разрешить вопрос о передаче по радио не только телеграфных сигналов, но и звуков — речи, музыки и т. п., т. е. осуществить радиотелефонию.

**§ 61. Современная радиосвязь.** Если передатчик излучает незатухающую синусоидальную волну, то в приемной антенне получится гармоническое колебание. Очевидно,



Рис. 145. Телефонная модуляция.

никакой передачи сигналов таким путем осуществить нельзя. С помощью приемника мы можем только установить, работает передатчик или нет. Для того чтобы передать какие-либо сигналы, речь, музыку, телевизионные изображения и т. п., необходимо как-то менять характер излучения передатчика, например менять амплитуду его колебаний. Этот процесс называется *модуляцией*. Простейший способ телеграфной модуляции состоит просто в прерывании излучения с помощью ключа, т. е. в посылке коротких и длинных сигналов — «точек» и «тире» азбуки

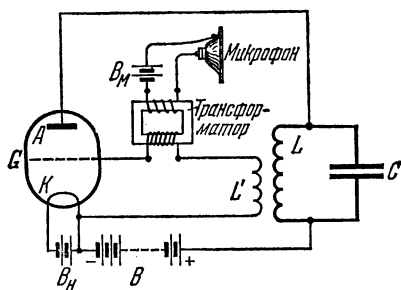


Рис. 146. Схема телефонной модуляции.

Морзе (рис. 144). При телефонной модуляции амплитуда излучения меняется не путем включения и выключения, а плавно — с передаваемыми звуковыми частотами (рис. 145).

На рис. 146 показана схема, поясняющая процесс телефонной модуляции. В отличие от рис. 58 здесь между сеткой и катодом лампы включена вторичная обмотка небольшого повышающего трансформатора, в первичную обмотку которого включены обычный телефонный капсюль (угольный микрофон) и батарея. Под действием звуковых волн, пада-

ющих на мембрану микрофона, угольный порошок в нем подвергается давлению, которое меняется с частотой звука. В результате с этой же частотой меняется сопротивление микрофона, а значит, и ток в первичной обмотке трансформатора. Это приводит к появлению переменной э. д. с. во вторичной обмотке трансформатора, т. е. на сетку лампы попадает переменное напряжение звуковой частоты. Амплитуда высокочастотных колебаний, генерируемых в контуре посредством этой лампы, меняется вместе с этим низкочастотным напряжением на ее сетке, а следовательно, так же меняется и интенсивность радиоволн, излучаемых антенной.

Разумеется, современная передающая радиоаппаратура устроена сложнее, но описанная схема передает основные ее черты.

Мощность современных ширококвещательных радиостанций достигает многих сотен и даже тысяч киловатт. Для таких станций созданы специальные радиолампы, размеры которых иной раз превосходят рост человека. Родной мощных ширококвещательных станций является наша страна. Уже в 1922 г. в Москве была построена самая крупная по тому времени радиостанция мощностью в 12 *квт*, а в 1932 г., в Москве же, впервые в мире была введена в действие станция в 500 *квт*. Вообще в строительстве мощных радиостанций, разработке для них ламп, антенных сетей и т. п. наша страна занимает одно из первых мест в мире. Мы обязаны этим целому ряду выдающихся советских радиоспециалистов: М. А. Бонч-Бруевичу, М. В. Шулейкину, А. Л. Минцу и др.

К антенне радиоприемника приходят модулированные излучения множества одновременно работающих передающих станций. Кроме того, электрические колебания в приемной антенне возбуждаются под действием всевозможных источников помех (например, атмосферных электрических разрядов, искрящих контактов электрических машин и приборов и т. п.). Задача приемника состоит в том, чтобы: 1) выделить из всей этой смеси колебаний передачу интересующей нас станции, 2) в достаточной степени усилить выделенные колебания и 3) получить из этих высокочастотных модулированных колебаний сигналы (колебания со звуковыми частотами, телеграфные или телевизионные сигналы и т. п.), которыми модулировано излучение станции.

Первая задача решается, как мы знаем, при помощи резонанса (см. § 29). Приемник содержит колебательные контуры (в простейшем случае — один контур), которые выделяют из всего сложного набора электрических колебаний в антенне довольно узкую полосу частот (так называемая «полоса пропускания»). Меняя настройку контуров приемника, мы передвигаем его «полосу пропускания» по шкале частот. Настройка на данную радиостанцию означает

такую установку «полосы пропускания» приемника, при которой частота станции попадает в эту полосу. При этом, конечно, в «полосу пропускания» попадает и некоторая доля колебаний от источников помех. Прием возможен только в том случае, если колебания от принимаемой станции не слишком слабы по сравнению с уровнем мешающих колебаний.

Вторая задача — усиление выделенных посредством резонанса колебаний — решается с помощью либо электронных ламп (см. т. II, § 106), либо полупроводниковых триодов (см. т. II, § 110). Усиливая колебания, эти приборы и работают в качестве «реле»: выигрыш в интенсивности колебаний получается за счет энергии тех источников (например, батарей), которые питают лампу или транзистор. Если для усиления используется электронная лампа, то слабые колебания напряжения, созданные электромагнитной волной в колебательном контуре приемника, подводятся к сетке этой лампы и вызывают гораздо более сильные колебания в цепи ее анода. С анода одной лампы усиленные колебания можно подвести к сетке следующей лампы и усилить их еще больше (многоступенчатое усиление). В настоящее время электронные лампы все больше вытесняются полупроводниковыми триодами и диодами (см. т. II, § 110), которые гораздо меньше по габаритам и требуют значительно меньших «питающих» напряжений и мощностей.

Наконец, третья задача — восстановление низкочастотных модулирующих сигналов из высокочастотных модулированных колебаний — решается посредством *детекторов* — приборов, которые проводят ток в одном направлении лучше, чем в противоположном. В современных радиоприемниках в качестве детектора используются опять-таки электронные лампы или полупроводниковые диоды, к которым относятся и так называемые точечноконтактные диоды. В последних выпрямляющим действием обладает контакт между полупроводниковым кристаллом и металлическим острием. Выпрямляющие контакты такого типа (работающие к тому же без всяких источников постоянного питания) были известны как кристаллические детекторы и применялись в радиотехнике еще до изобретения электронных ламп. Кристаллическим детектором (например, контактом между кристаллом сернистого свинца и тонкой стальной проволочкой) мы воспользовались ввиду простоты этого уст-

ройства и в опытах, описанных в § 59. Поясним теперь, в чем заключается действие детектора.

Благодаря неодинаковому сопротивлению детектора для двух направлений тока форма (осциллограмма) переменного тока, текущего через детектор, отличается от формы подведенного к нему напряжения (рис. 147). В то время как колебания напряжения имеют одинаковый размах (амплитуду) в обе стороны от нуля (рис. 147, а), колебания тока

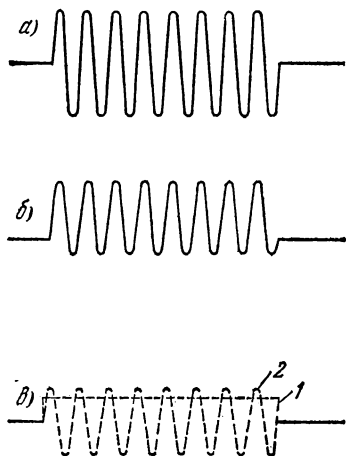


Рис. 147. Как действует детектор.

Синусоидальные высокочастотные колебания напряжения на детекторе (а) создают в детекторе ток (б), который можно разложить на постоянный ток (кривая 1 на рис. в) и на высокочастотный ток (кривая 2).

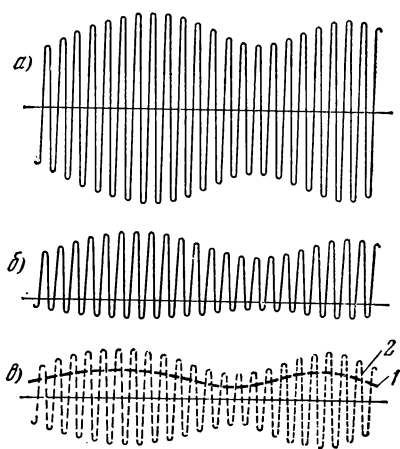


Рис. 148. Как действует детектор.

Модулированные высокочастотные колебания напряжения на детекторе (а) создают в детекторе ток (б), который можно разложить на переменный ток низкой частоты (кривая 1 на рис. в) и высокочастотный ток (кривая 2).

«подрезаны» с той стороны, в которую детектор проводит хуже (рис. 147, б). Но такой несимметричный переменный ток можно представить как сумму постоянного тока и симметричного переменного тока (рис. 147, в). Таким образом, если подвести к детектору синусоидальное высокочастотное напряжение, то через детектор, кроме переменного тока высокой частоты, будет течь еще и постоянный ток, который может, например, заставить отклоняться гальванометр, включенный последовательно с детектором. Именно этим мы и пользовались



в опытах § 59, когда включали в приемный вибратор (или виток) детектор с гальванометром.

Допустим теперь, что амплитуда высокочастотного напряжения, подводимого к детектору, не постоянна, а модулирована — изменяется с низкой частотой (рис. 148, а). В детекторе получится несимметричный ток, причем тоже модулированный (рис. 148, б). Если подобно предыдущему разложить такой ток, выделив из него симметричное высокочастотное колебание, то вторым слагаемым будет

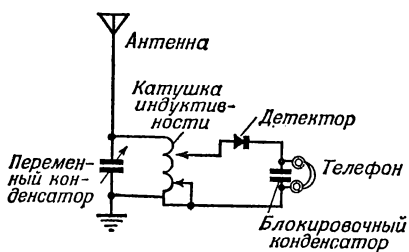


Рис. 149. Схема детекторного радиоприемника.

уже не постоянный ток, а ток, меняющийся с низкой частотой — частотой модуляции. Если последовательно с детектором включить телефон, то этот ток низкой (звуковой) частоты заставит колебаться мембрану телефона и будет нами услышан. Такая простейшая комбинация детектора с телефоном

применялась в так называемом детекторном приемнике (рис. 149), которым широко пользовались до появления приемников с электронными лампами.

Детекторный приемник работает не по принципу реле, а использует непосредственно ту энергию, которую улавливает приемная антенна. Детектор с телефоном присоединяется к резонансному колебательному контуру, причем телефон шунтируется конденсатором, через который легко проходит высокочастотная часть детекторного тока. Достоинством детекторного приемника по сравнению с ламповыми является полное отсутствие источников питания, но отсюда же проистекает и его основной недостаток, из-за которого он был вытеснен ламповыми приемниками, — малая чувствительность.

**§ 62. Другие применения радио.** Мы уже упоминали о ряде применений радио помимо радиосвязи. Так, например, мы видели, что радио используется как для определения местоположения объектов, не излучающих радиоволн, а только отражающих их (радиолокация, § 35), так и для установления местоположения передатчиков, радиомаяков и т. п. (радиопеленгация, § 59). Мы познакомимся теперь еще с некоторыми применениями радио.

Начнем с так называемой фототелеграфии, которая позволяет получить на приемной станции фотографическую копию с оригинала (чертежа, фотоснимка, письма), находящегося на передающей станции. Принцип действия фототелеграфа несложен. На передающей станции имеется трубка, на одном конце которой укреплен особый прибор — фотозаэлемент, а на другом — специальный оптический объектив (рис. 150). Объектив трубки помещается над валиком, вокруг которого обернут передаваемый оригинал. Объектив собирает



Рис. 150. Схема передающего устройства фототелеграфа.

на фотозаэлемент свет только с маленького участка поверхности оригинала — того участка, над которым объектив находится в данный момент. При работе аппарата валик вращается и перемещается параллельно своей оси, так что объектив последовательно, точка за точкой «осматривает» всю площадь оригинала. Количество света, падающего при этом на фотозаэлемент через объектив, изменяется в соответствии с чередованием светлых и темных мест оригинала. Фотозаэлемент обладает тем свойством (см. § 178), что сила текущего через него электрического тока зависит от интенсивности падающего на него света. Поэтому по мере движения валика с оригиналом сила тока в фотозаэлементе изменяется в соответствии со сменой светлых и темных участков оригинала. Эти изменения силы тока используются для модуляции радиопередатчика совершенно так же, как при передаче звука для модуляции используются изменения тока в цепи микрофона <sup>1)</sup>.

На приемной станции после усиления и детектирования принятого излучения получается низкочастотный ток, повторяющий колебания силы тока в фотозаэлементе передатчика. Если полученным после детектора током питать нить маленькой электрической лампочки, то яркость накала нити будет меняться в соответствии с яркостью тех точек оригинала, которые проходят под объективом на передающей станции.

На приемной станции устроен валик с трубкой и объективом, как и на передающей станции, но вместо фотозаэлемента в трубке укреплена электрическая лампочка, а вместо оригинала на валик кладется лист фотографической бумаги. Объектив дает на этой бумаге светлое пятнышко, яркость которого меняется вместе с интенсивностью света, падающего на фотозаэлемент передающей станции. Если валик на приемной станции движется точно так же, как и валик на передающей, то после того, как точка за точкой будет освещена вся площадь фотобумаги, после ее проявления на ней получится копия передаваемого оригинала.

Фототелеграф работает сравнительно медленно, так как быстрота его действия зависит от скорости перемещения механических приспособлений и от того, насколько быстро успевает меняться накал элек-

<sup>1)</sup> Фототелеграммы можно передавать и по проводам. В этом случае переменный ток, даваемый фотозаэлементом, после соответствующего усиления непосредственно передается по проводам к месту приема.

трической лампочки. Поэтому описанным путем нельзя осуществить передачу изображений движущихся предметов (телевидение).

Для осуществления телевидения понадобилось заменить механические приспособления и лампочки накаливания электронными пучками подобно тому, как механические реле, пригодные для телеграфа, пришлось заменить электронными лампами, чтобы сделать возможной передачу по радио звуков (радиотелефония).

Сущность телевизионной передачи состоит в следующем. На передающей станции валик, перемещающийся под фотоэлементом, заменен электронным осциллографом, в котором электронный пучок с огромной скоростью бежит не по экрану, а по сложному многоячейковому фотоэлементу, так называемому *иконоскопу*<sup>1)</sup>. На этот фотоэлемент с помощью объектива отбрасывается передаваемое изображение. Каждая ячейка иконоскопа работает в те моменты, когда на нее попадает электронный пучок. Специальные развертывающие напряжения, подводимые к управляющим пластинам осциллографа, заставляют электронный пучок пробегать по всей поверхности иконоскопа за  $\frac{1}{25}$  секунды (конец пучка прочерчивает при этом 625 горизонтальных строк, лежащих почти вплотную одна под другой). Сила тока в цепи иконоскопа в каждый момент времени пропорциональна освещенности той ячейки иконоскопа, на которую в этот момент попадает электронный пучок. Поэтому колебания силы тока в цепи иконоскопа передают распределение интенсивности света во всех последовательно «просматриваемых» точках передаваемой картины (кадра).

Получаемые от иконоскопа электрические колебания подводятся к радиопередатчику и модулируют излучаемую им радиоволну подобно тому, как переменный ток в цепи микрофона модулирует радиоволну при передаче звука. Таким образом, каждую секунду радиоволна уносит «отпечаток» 25 полных кадров, каждый из которых состоит из 625 строк.

На приемной станции валик и лампочка фототелеграфа тоже заменены электронным осциллографом, но с обычным экраном, светящимся под ударами электронов. После усиления и детектирования принятой волны в приемнике получается точно такой же переменный ток, какой модулировал волну в передатчике. Этот ток используется для того, чтобы управлять интенсивностью электронного пучка в приемном осциллографе. Яркость же свечения экрана приемного осциллографа пропорциональна интенсивности электронного пучка. Таким образом, яркость пятнышка на приемном экране меняется со временем соответственно освещенности тех точек передаваемого изображения, через которые пробегает электронный пучок в передатчике.

Электронный пучок в приемнике совершает по экрану движение, в точности синхронное с движением электронного пучка в передатчике по иконоскопу, т. е. он тоже обегает за  $\frac{1}{25}$  секунды всю площадь экрана, прочерчивая за это время 625 горизонтальных строк. В итоге на приемном экране за  $\frac{1}{25}$  сек. воспроизводится весь передаваемый кадр. Так как за секунду сменяется 25 таких кадров, то, как и в кино, отдельные изображения воспринимаются нашими глазами как единое слитное движущееся изображение.

Посредством передачи по радио специальных сигналов-команд (например, определенных комбинаций телеграфных знаков) можно

---

<sup>1)</sup> Иконос — изображение, скопио — наблюдение (греч.).

осуществлять управление на расстоянии (т е л е у п р а в л е н и е). Удаленный приемник, установленный, в частности, на борту корабля, самолета, искусственного спутника Земли и т. д., заранее настроен на частоту управляющего передатчика. Приемник либо включен постоянно, либо в определенное время включается автоматически по заданной программе. Принятые и усиленные сигналы-команды заставляют срабатывать те или иные реле, которые в свою очередь запускают или останавливают вспомогательные электромоторы, работающие от местных источников энергии и выполняющие различные механические операции. Таким путем можно управлять на расстоянии мощными двигателями, рулевыми механизмами, измерительными приборами, радиопередатчиками и т. п.

Укажем еще на одно применение радио.

В § 44 и 45 мы видели, что волны, разбегающиеся по поверхности воды от двух когерентных источников, образуют характерную интерференционную картину (см. рис. 91 и 92), состоящую из неподвижных чередующихся линий наибольшей и наименьшей интенсивности колебательного движения поверхности воды. Советские ученые, академики Л. И. Мандельштам и Н. Д. Папалекси, получили интерференционные явления с помощью радиоволн и дали этим явлениям практическое применение. Они использовали их для быстрого и точного определения расстояний между различными точками земной поверхности, создав тем самым новую отрасль радиотехники — р а д и о г е о д е з и ю. Быстрота измерения позволяет проводить его и в том случае, если одна из точек движется (корабль, самолет). Поэтому такой способ измерения расстояний находит себе применение и в практике вождения кораблей и самолетов — р а д и о н а в и г а ц и и.

**§ 63. Распространение радиоволн.** Законы распространения радиоволн в свободном пространстве сравнительно просты, но чаще всего радиотехника имеет дело не со свободным пространством, а с распространением радиоволн над земной поверхностью. Как показывают и опыт, и теория, поверхность Земли сильно влияет на распространение радиоволн, причем сказываются как физические свойства поверхности (например, различия между морем и сушей), так и ее геометрическая форма (общая кривизна поверхности земного шара и отдельные неровности рельефа — горы, ущелья и т. п.). Влияние это различно для волн разной длины и для разных расстояний между передатчиком и приемником.

Влияние, оказываемое на распространение радиоволн формой земной поверхности, понятно из предыдущего. Ведь мы имеем здесь, в сущности, разнообразные проявления д и ф р а к ц и и идущих от излучателя волн (§ 41), — как на земном шаре в целом, так и на отдельных особенностях рельефа. Мы знаем, что дифракция сильно зависит от соотношения между длиной волны и размерами тела, находящегося на пути волны. Неудивительно поэтому, что кривизна земной поверхности и ее рельеф по-разному сказываются на распространении волн различной длины.

Так, например, горная цепь отбрасывает «радиотень» в случае коротких волн, в то время как достаточно длинные (в несколько километров) волны хорошо огибают это препятствие и на горном склоне, противоположном радиостанции, ослабляются незначительно (рис. 151).

Что касается земного шара в целом, то он чрезвычайно велик даже по сравнению с наиболее длинными волнами, применяемыми в радио. Очень короткие волны, например метровые, вообще не заворачивают сколько-нибудь заметно за горизонт, т. е. за пределы прямой видимости. Чем волны длиннее, тем лучше они огибают кривизну земного шара, но и самые длинные из применяемых волн не могли бы благодаря дифракции завернуть так сильно, чтобы обойти вокруг земного шара — от нас к антиподам. Если, тем не менее, радиосвязь осуществляется между любыми точками земного шара, причем на волнах самой различной длины, то это возможно не из-за дифракции, а по совсем другой причине, о которой мы скажем немного дальше.

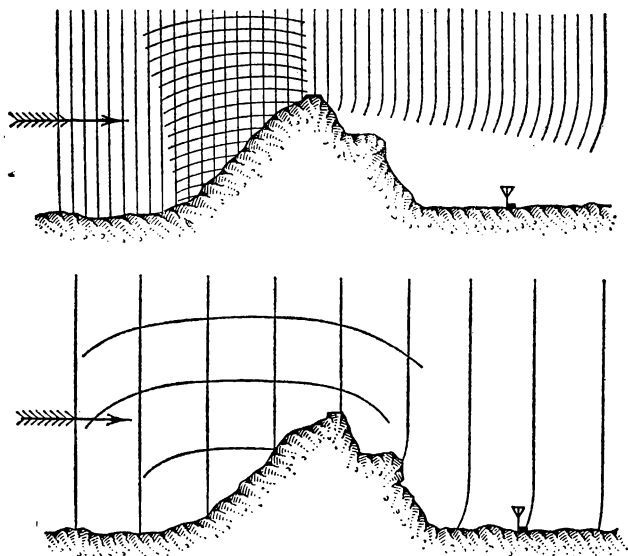


Рис. 151. Короткие волны дают «тень», а длинные огибают гору.

Влияние физических свойств земной поверхности на распространение радиоволн связано с тем, что под воздействием этих волн в почве и в морской воде возникают электрические токи высокой частоты, наиболее сильные вблизи антенны передатчика. Часть энергии радиоволны расходуется на поддержание этих токов, выделяющих в почве или воде соответствующее количество джоулевого тепла. Эти потери энергии (а значит, и ослабления волны из-за потерь) зависят, с одной стороны, от проводимости почвы, а с другой, — от длины волны. Короткие волны затухают значительно сильнее, чем длинные. При хорошей проводимости (морская вода) высокочастотные токи проникают на меньшую глубину от поверхности, чем при плохой (почва), и потери энергии в первом случае существенно меньше. В результате дальность

действия одного и того же передатчика оказывается при распространении волн над морем значительно (в несколько раз) большей, чем при распространении над сушей.

Мы уже отметили, что распространение радиоволн на очень большие расстояния нельзя объяснить дифракцией вокруг земного шара. Между тем дальняя радиосвязь (на несколько тысяч километров) была осуществлена уже в первые годы после изобретения радио. В настоящее время каждый радиолюбитель знает, что длинноволновые ( $\lambda$  больше 1 км) и средневолновые ( $\lambda$  от 100 м до 1 км) станции зимними ночами слышны на расстоянии многих тысяч километров, в то время как днем, особенно в летние месяцы, эти же станции слышны на расстоянии всего

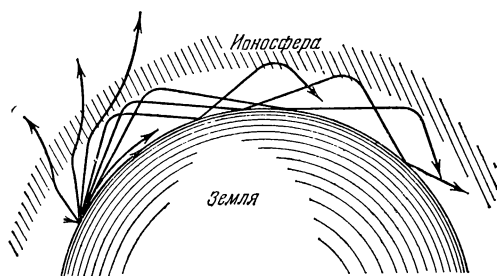


Рис. 152. Волна идет между Землей и ионосферой.

в несколько сот километров. В диапазоне коротких волн ( $\lambda$  от 10 до 100 м) положение иное. Здесь в любое время суток и любое время года можно найти такие длины волн, на которых надежно перекрываются любые расстояния. Для обеспечения круглосуточной связи при этом приходится в разное время суток работать на волнах различной длины. Зависимость дальности распространения радиоволн от времени года и суток заставила связать условия распространения радиоволн на Земле с влиянием Солнца. Эта связь в настоящее время хорошо изучена и объяснена.

Солнце испускает наряду с видимым светом большое количество ультрафиолетовых лучей и быстрых заряженных частиц, которые, попадая в земную атмосферу, сильно ионизуют ее верхние области. В результате образуется несколько слоев ионизованных газов, расположенных на различных высотах (100 км, 200—300 км). Наличие таких слоев дало основание к тому, чтобы назвать верхние слои земной атмосферы *ионосферой*.

Присутствие ионов и свободных электронов придает ионосфере свойства, резко отличающие ее от остальной атмосферы. Сохраняя способность пропускать видимый свет, инфракрасные лучи и метровые радиоволны, ионосфера сильно отражает более длинные волны; для таких волн ( $\lambda$  больше 10—15 м) земной шар оказывается окруженным как бы сферическим «зеркалом», и распространение этих радиоволн происходит между двумя отражающими сферическими поверхностями — поверхностью Земли и «поверхностью» ионосферы (рис. 152). Именно поэтому радиоволны получают возможность огибать земной шар.

Конечно, не следует понимать слова «поверхность сферического зеркала ионосферы» буквально. Никакой резкой границы у ионизированных слоев нет, правильная сферическая форма тоже не соблюдается (по крайней мере, одновременно вокруг всего земного шара); ионизация различна в разных слоях (в верхних она больше, чем в нижних), и сами слои состоят из непрерывно движущихся и меняющихся «облаков». Такое неоднородное «зеркало» не только отражает, но и поглощает и рассеивает радиоволны, причем опять-таки различно в зависимости от длины волны. Кроме того, свойства «зеркала» меняются с течением времени. Днем при действии солнечного излучения ионизация значительно больше, чем ночью, когда происходит только воссоединение положительных ионов и отрицательных электронов в нейтральные молекулы (рекомбинация). Особенно велико различие в ионизации

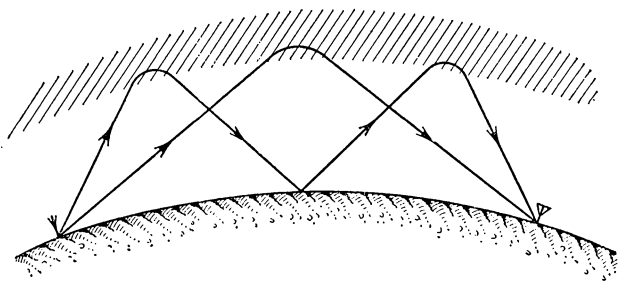


Рис. 153. Различные пути волны от передатчика к приемнику.

днем и ночью в нижних слоях ионосферы. Здесь плотность воздуха выше, столкновения между ионами и электронами происходят чаще и рекомбинация протекает более интенсивно. В течение ночи ионизация нижних слоев ионосферы может успеть упасть до нуля. Величина ионизации различна и в зависимости от времени года, т. е. от высоты подъема Солнца над горизонтом.

Изучение суточных и сезонных изменений состояния ионосферы позволило не только объяснить, но и предсказывать условия прохождения радиоволн различной длины в разное время суток и года (радио-прогнозы).

Наличие ионосферы не только делает возможной коротковолновую связь на большие расстояния, но и позволяет радиоволнам иногда обогнуть весь земной шар, и даже несколько раз. Из-за этого возникает своеобразное явление при радиоприеме, так называемое *радиозэхо*, при котором сигнал воспринимается приемником несколько раз: после прихода сигнала по кратчайшему пути от передатчика могут быть слышны повторные сигналы, обогнувшие земной шар.

Часто случается, что волна доходит от передатчика к приемнику по нескольким различным путям, испытав различное число отражений от ионосферы и земной поверхности (рис. 153). Очевидно, волны, идущие от одного и того же передатчика, когерентны и могут интерферировать в месте приема, ослабляя или усиливая друг друга в зависимости от разности хода. Так как ионосфера не является абсолютно устойчивым «зеркалом», а меняется с течением времени, то меняется и раз-

ность хода волн, пришедших по разным путям от передатчика к приемнику, в результате чего усиление колебаний сменяется их ослаблением, потом опять усилением и т. д. Можно сказать, что интерференционные полосы «ползают» над поверхностью Земли, и приемник оказывается то в максимуме, то в минимуме колебаний. В принимаемой передаче получается при этом смена хорошей слышимости и з а м и р а н и й приема, при которых слышимость может падать до нуля.

Прозрачность ионосферы для радиоволн, длина которых меньше 10 м, позволила обнаружить радиоизлучение, приходящее от внеземных источников. Возникла и с 40-х гг. нашего века быстро развивается р а д и о а с т р о н о м и я, открывая новые возможности для изучения вселенной, сверх тех, какими располагает обычная (оптическая) астрономия. Строится все больше радиотелескопов, увеличиваются размеры их антенн, повышается чувствительность приемников и в результате непрерывно возрастает количество и разнообразие открытых внеземных радиоисточников.

Оказалось, что радиоволны излучают и Солнце, и планеты, а за пределами нашей солнечной системы — многие туманности и так называемые сверхновые звезды. Множество источников радиоизлучения открыто вне нашей звездной системы (Галактики). В основном — это другие галактические системы, причем лишь небольшая их доля отождествлена с оптически наблюдаемыми туманностями. «Радиогалактики» обнаружены и на таких больших расстояниях от нас (многие миллиарды световых лет), которые находятся за пределами досягаемости самых сильных современных оптических телескопов. Были открыты интенсивные источники радиоизлучения, обладающие очень малыми угловыми размерами (доли угловой секунды). Первоначально их считали особым рода звездами, принадлежащими нашей Галактике, и поэтому называли квазизвездными источниками, или квазарами. Но с 1962 г. стало ясно, что квазары — это внегалактические объекты с огромной мощностью радиоизлучения.

Отдельные или, как говорят, дискретные радиоисточники нашей Галактики излучают широкий спектр длин волн. Но было обнаружено и «монохроматическое» радиоизлучение с длиной волны  $\lambda = 21$  см, испускаемое межзвездным водородом. Исследование этого излучения позволило найти общую массу межзвездного водорода и установить, как он распределен по Галактике.

У всех источников радиоизлучения, о которых говорилось выше, интенсивность очень постоянна. Лишь в некоторых случаях (в частности, у Солнца) наблюдаются на общем постоянном фоне отдельные беспорядочные вспышки радиоизлучения. 1968 год был ознаменован новым радиоастрономическим открытием большого значения: были обнаружены источники (находящиеся в большинстве своем в пределах Галактики), излучающие строго периодические импульсы радиоволн. Эти источники получили название пульсаров. Периоды повторения импульсов у разных пульсаров (а за год их открыли почти 30 штук) различны и составляют от нескольких секунд до нескольких сотых долей секунды. Характер радиоизлучения пульсаров получает, по-видимому, наиболее правдоподобное объяснение, если допустить, что пульсары — это вращающиеся звезды, состоящие в основном из нейтронов (нейтронные звезды). В обнаружении и возможности наблюдения таких звезд и состоит большое научное значение этого нового радиоастрономического открытия.



Кроме приема собственного радиоизлучения тел солнечной системы, применяется также их радиолокация. Это так называемая радиолокационная астрономия. Принимая отраженные от какой-либо из планет радиосигналы мощных локаторов, можно очень точно измерять расстояние до этой планеты, оценивать скорость ее вращения вокруг оси и судить (по интенсивности отражения радиоволн различной длины) о свойствах поверхности и атмосферы планеты.

Отметим в заключение, что прозрачность ионосферы для достаточно коротких радиоволн позволяет также осуществлять все виды радиосвязи с искусственными спутниками Земли и космическими кораблями (собственно связь, радиоуправление, телевидение, а также телеметрия — передача на Землю показаний различных измерительных приборов). По той же причине можно использовать теперь метровые радиоволны для связи и телевидения между сильно удаленными друг от друга пунктами земной поверхности (например, между Москвой и нашими дальневосточными городами), применяя однократную ретрансляцию передач специальными спутниками, на которых установлена приемно-передающая радиоаппаратура.

**§ 64. Заключительные замечания.** Радио является теперь одной из самых обширных и важных областей техники. В физике также выделилось большое направление, связанное с изучением разнообразных явлений, относящихся к этой области, — радиофизика. Говоря о современном радио, следует иметь в виду, что оно уже не исчерпывается такими применениями, в которых приходится иметь дело с распространением радиоволн на более или менее далекие расстояния (радиосвязь, телевидение, радиолокация, радионавигация и т. п.). Огромную роль играют и совсем иного рода применения радиотехнических приборов и методов.

В самых различных практических областях все чаще возникает задача превращения каких-либо неэлектрических колебаний (механических и звуковых, колебаний силы света, температуры или давления, уровня жидкости и т. д.) в колебания электрические. Объясняется это именно тем, что средства современной радиотехники позволяют легко и быстро производить всевозможные операции с электрическими колебаниями, в миллионы раз усиливать их, менять частоту и форму и, наконец, с помощью электронного осциллографа наблюдать и исследовать их вплоть до частот в сотни мегагерц.

В итоге радиотехнические приборы и способы исследования проникли теперь почти во все области техники, ими широко пользуются при самых разнообразных научных исследованиях как в лаборатории, так и в природных условиях (например, при изучении ионосферы), они нашли

применение в ряде производств и в медицине. С помощью высокочастотных электрических колебаний лечат больных, производят закалку стали, сушат древесину, стерилизуют консервы, ищут мины и т. д. Электронный осциллограф является теперь ходовым прибором и в оптической лаборатории, и на столе у биолога.

Эта часть книги была посвящена колебаниям и волнам — учению о колебаниях в широком смысле слова. Это учение рассматривает не только электрические колебания, а колебания самой различной природы, открывая и изучая общие для них всех законы. Но после сказанного выше о роли электрических колебаний не приходится удивляться тому, что наиболее обширный и разнообразный материал, наиболее сложное и интересные задачи давала учению о колебаниях именно радиотехника. Интенсивное развитие учения о колебаниях в период 1915—1945 гг. было в первую очередь связано с удовлетворением запросов радиотехники.

В дальнейшем вопросы, связанные с колебаниями (и, в частности, с автоколебаниями), приобрели большое значение в другой быстро развивающейся области техники — а в т о м а т и к е (автоматическое регулирование машин и двигателей, автоматическое управление самолетами, кораблями, ракетами, космическими кораблями и т. п.). В связи с этим ведущую роль для учения о колебаниях начала играть автоматика.

**У п р а ж н е н и я** 1. Каково должно быть ускорение силы тяжести, чтобы длина маятника с периодом в 2 сек равнялась 1 м? Достигает ли ускорение силы тяжести где-либо на земном шаре такой величины?

2. Какова должна быть длина маятника с периодом в 1 мин на широте Москвы ( $g=981,5$  см/сек<sup>2</sup>)?

3. Два одинаковых маятника помещены один на полюсе, другой на экваторе. Сколько колебаний совершит маятник на полюсе в течение 1000 колебаний маятника на экваторе?

4. Период маятника, с которым демонстрировался опыт Фуко в здании Исаакиевского собора в Ленинграде, равен 20 сек. На широте Ленинграда  $g=982$  см/сек<sup>2</sup>. Найти длину маятника.

5. Стальной шарик отпускают на высоте  $h$  над горизонтальной стальной плитой. Если пренебречь сопротивлением воздуха и потерями энергии при ударах о плиту, то шарик будет периодически подскакивать на высоту  $h$  и снова падать на плиту. Какую длину  $l$  должен иметь математический маятник, чтобы его период был таким же, как период движения шарика?

6. Два шарика скатываются без начальной скорости с высоты  $h$  по желобам. Один желоб изогнут в вертикальной плоскости по дуге окружности радиуса  $R$ , а другой — прямой — идет по хорде этой дуги.

Предполагая, что  $h$  мало по сравнению с  $R$  и пренебрегая трением, найти, за какие промежутки времени шарики достигнут наинизшей точки (где изогнутый желоб горизонтален). Зависят ли эти промежутки времени от высоты  $h$ ? Каковы скорости шариков в наинизшей точке?

7. Маятник сделан из сосуда с водой, подвешенного на длинной нити. Вода постепенно выливается через отверстие в дне сосуда. Как будет изменяться период маятника (массой сосуда пренебрегаем)?

8. Гиря растягивает пружину на 2 мм. С каким периодом будет колебаться такой пружинный маятник?

9. Почему нельзя раскачать маятник, толкая его в одну и ту же сторону два раза за период?

10. При больших амплитудах маятник не обладает изохронизмом — его период будет зависеть от величины амплитуды. Уменьшается или увеличивается период с увеличением амплитуды?

11. Приведите пример автоколебаний в нашем организме.

12. На отклоняющие пластины катодного осциллографа поданы гармонические напряжения одинаковой частоты и амплитуды. Как будет двигаться светлое пятнышко на экране осциллографа, если: а) оба напряжения в одинаковой фазе, б) в противофазе, в) напряжение на горизонтальных пластинах отстает по фазе от напряжения на вертикальных на  $90^\circ$ ?

13. Сколько времени звук идет от Москвы до Ленинграда (расстояние около 650 км) и свет — от Луны до Земли (расстояние около 385 000 км)?

14. Сколько раз за 1 сек радиоволны могут оббежать земной экватор?

15. Для измерения огромных астрономических расстояний пользуются световым годом и парсеком. Световой год — это расстояние, проходимое световой волной в течение одного года (365 суток). Парсек (сокращение от слов параллакс-секунда) — расстояние, с которого радиус земной орбиты (150 млн. км) виден под углом в 1 сек.

Подсчитайте величину светового года и парсека в километрах.

16. Почему при близкой молнии слышен резкий оглушительный удар, а при далекой молнии — раскатистый гром?

17. Принимая, что наиболее низкая воспринимаемая ухом частота равна 16 гц, определите, какой длине волны в воде она соответствует.

18. Сирена с 12 отверстиями в диске делает 700 оборотов в минуту. Определите период звуковых колебаний, их основную частоту и соответствующую ей длину волны в воздухе.

19. Звуковая борозда на граммофонной пластинке начинается на расстоянии 14 см от оси вращения, а кончается на расстоянии 5,6 см. Пластинка вращается с угловой скоростью 78 оборотов в минуту. Какова длина  $l$  периода извилины борозды для тона с частотой 440 гц в начале и в конце борозды?

20. Почему игрушечный «телефон», состоящий из двух мембран, соединенных натянутой ниткой или проволокой (рис. 154), позволяет переговариваться тихим голосом и даже шепотом на расстоянии в несколько десятков метров?

21. Как будет меняться вид интерференционной картины от двух когерентных источников, колеблющихся в одинаковой фазе, в зависимости от расстояния между ними? Прodelайте опыт в водяной ванне, меняя расстояние между колеблющимися штифтами.

22. Как должен изменяться тон духовых инструментов при повышении температуры? Одинаково ли это изменение для металлических и деревянных труб?

23. Какой длины резонансный ящик нужен для камертона, имеющего частоту 300 гц?

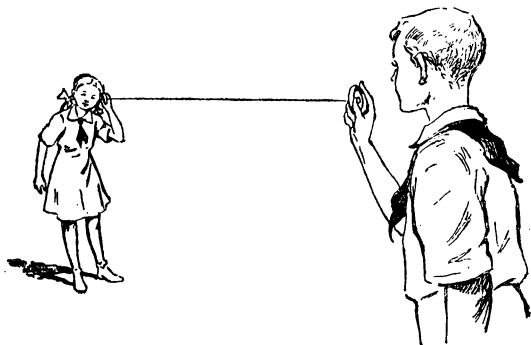


Рис. 154. К упражнению 20.

24. Если дуть мимо отверстия ключа, получается свист. Как определить частоту основного тона?

25. Имеются две трубы одинаковой длины — одна открытая с обоих концов, другая с одного конца закрытая. Найдите отношение частот четвертых обертонов.

26. Почему перестают колебаться обе ножки камертона, если коснуться одной из них?

27. Как изменится частота камертона, если к концам его ножек прилепить по кусочку воска?

28. Стальная струна длиной 50 см и толщиной 0,1 мм натянута грузом в 9,68 кг. Найти основную частоту и соответствующую длину волны в воздухе.

29. Стальная и платиновая струны одинакового сечения натянута одинаковыми грузами и звучат в унисон. В каком отношении находятся их длины?

30. Почему басовые струны рояля делаются в виде центральной стальной жилы, на которую плотно навита проволоочная спираль?

31. При каком условии мол или дамба может защитить от волнения, происходящего в открытом море?

32. Маятник сделан из эбонитового или стеклянного шарика, подвешенного на шелковой нити. Шарик заряжен отрицательно. Как изменится период, если второй положительно заряженный шарик поднести снизу (рис. 155, а) или поместить в точке подвеса (рис. 155, б)?

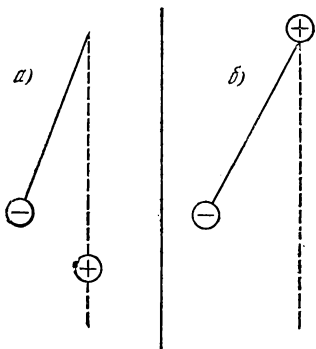


Рис. 155. К упражнению 32.

33. Практические единицы емкости (фарада) и индуктивности (генри) очень велики. На практике часто пользуются их тысячными и миллионными долями (миллигенри, микрофарада, микромикрофарада), а также так называемыми абсолютными единицами, в которых емкость и индуктивность измеряются в сантиметрах. При этом 1 фарада =  $9 \cdot 10^{11}$  см, 1 генри =  $10^9$  см.

Если колебательный контур, резонирующий на длину волны  $\lambda$ , сделать так, чтобы его емкость, выраженная в сантиметрах, равнялась  $\lambda$ , выраженной в метрах, то какая должна быть индуктивность в сантиметрах?

34. Какова длина полуволнового вибратора, основная частота которого равна собственной частоте контура с емкостью 100 см и индуктивностью 900 см?

35. Индуктивность в колебательном контуре приемника равна 20 000 см. В каких пределах должна изменяться емкость, чтобы можно было настраиваться на волны от 35 до 45 м?

## ЧАСТЬ ВТОРАЯ

# ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА

---

### ВВЕДЕНИЕ

**§ 65. Разнообразные действия света.** Чувствительность нашего зрительного аппарата к свету чрезвычайно велика. По современным измерениям для получения светового ощущения достаточно, чтобы на глаз при благоприятных обстоятельствах попадало около  $10^{-10}$  эрг световой энергии в секунду, т. е. мощность, достаточная для ощутимого светового раздражения, равна  $10^{-17}$  вт.

Глаз принадлежит к числу самых чувствительных аппаратов, способных регистрировать присутствие света. Действие света на глаз сводится к некоторому химическому процессу, возникающему в чувствительной оболочке глаза и вызывающему раздражение зрительного нерва и соответствующих центров головного мозга. Химическое действие света, сходное с действиями на чувствительные элементы глаза, можно наблюдать при выцветании на свету различных красок («выгорание тканей»). Химические превращения наблюдаются при поглощении света сравнительно немногочисленными светочувствительными материалами. Но в большей или меньшей степени свет поглощается любым телом, что можно обнаружить по нагреванию тела.

Нагревание тел при поглощении света есть самый общий и наиболее легко осуществляемый процесс, который может быть использован для обнаружения и измерения световой энергии. Нагревание солнечным светом — простейший пример такого процесса. В тех южных областях, где много солнечных дней (например, Средняя Азия), тепло, полученное при поглощении солнечной энергии, может быть использовано для приведения в действие промышленных установок.

Энергия, доставляемая солнечным светом в южных широтах в жаркий ясный день, составляет более 15 000 калорий в минуту на каждый квадратный метр поверхности, так что плоский железный бак, поставленный на крыше дома, может снабжать его обитателей в течение лета горячей водой. Концентрируя солнечные лучи с помощью большого зеркала *ММ* (рис. 156) на поверхности какого-нибудь приемника *А*, можно обеспечить его нагревание до высокой температуры.

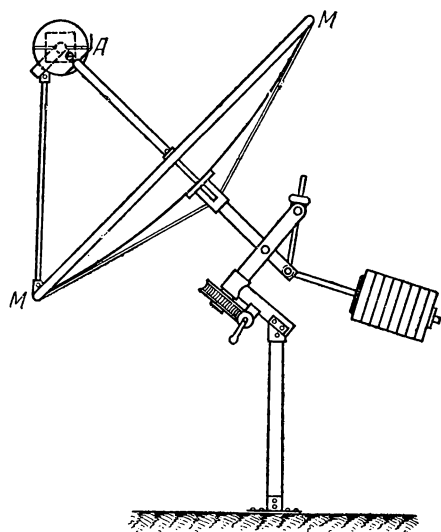


Рис. 156. Схематическое устройство тепловой солнечной машины.

Действие света может обнаруживаться и в некоторых электрических явлениях. Как уже упоминалось в § 9 т. II, освещение металлической поверхности может вызвать вырывание из нее электронов (фотоэффект). С помощью определенных устройств можно без труда наблюдать электрический ток, возникающий под действием света. Рис. 157 показывает схему одного из таких устройств, называемого *фотоэлементом*. Если бы можно было покрыть крышу небольшого дома веществом, используемым в таком фотоэлементе, то в яркий солнечный день удалось бы за счет

световой энергии получить электрический ток мощностью в несколько киловатт.

Наконец, важно отметить, что наблюдается и непосредственное механическое действие света. Оно проявляется в давлении света на поверхность тела, отражающего или поглощающего свет. Придавая этому телу вид легкого подвижного крылышка, удалось обнаружить поворот этого крылышка под действием падающего на него света. Этот замечательный опыт был впервые произведен П. Н. Лебедевым в Москве (1900 г.). Подсчет показывает, что в яркий день свет Солнца, падающий на зеркальную поверхность размером в  $1 \text{ м}^2$ , действует на нее с силой всего лишь около  $0,4 \text{ мГ}$ .

В настоящее время разработаны новые источники когерентного излучения — лазеры, с которыми при концентрации энергии на очень малую поверхность можно получить световое давление  $10^6 \text{ кг/см}^2$  (см. § 202). Таким образом, свет может производить весьма разнообразные действия; все они свидетельствуют о наличии энергии в световых лучах, превращение которой и обнаруживается во всех описанных явлениях.

Из перечисленных примеров видно, сколь разнообразны могут быть действия света. Однако роль света как непосредственного источника энергии сравнительно невелика: двигатели, основанные на нагревании под действием света, играют очень малую роль, а двигатели, построенные на основе фотоэффекта, — еще дело будущего, хотя новейшие опыты показывают, что возможно изготовление фотоэлементов (с использованием полупроводников германия и кремния), способных превращать до 15% падающей на них энергии света непосредственно в энергию электрического тока (солнечные батареи).

Правда, вся энергия, которую мы используем на Земле, практически имеет своим первоисточником световую, или лучистую, энергию Солнца, но использование ее происходит путем сложных превращений через посредство топлива, накапливающегося под действием солнечных лучей в

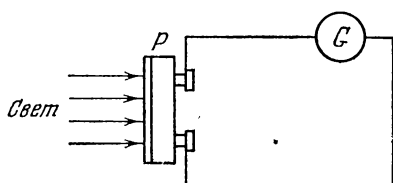


Рис. 157. Фотоэлемент с электрической схемой;  $P$  — фотоэлемент;  $G$  — гальванометр.



растениях и сжигаемого в тепловых машинах, а также через посредство водяных и ветряных двигателей и т. д. В большинстве же применений света главную роль играет не количество приносимой им энергии, а его специальные особенности. Для выяснения природы световых явлений надо обратиться к опыту.

**§ 66. Интерференция света. Цвета тонких пленок.** Все, конечно, неоднократно любовались красивыми переливами цветов на поверхности весенних луж. Многие, вероятно, замечали, что такие же цветные полосы обнаруживаются на реке вблизи судов, когда на воде появляются пятна нефти или масла. Во всех этих явлениях обращает на себя внимание прихотливое расположение цветных полос и особенно их *п е р е л и в ы*, т. е. смена цветов при повороте головы наблюдателя. Явление сходно с игрой цветов на мыльных пузырях и, действительно, тождественно ему по своей физической природе. Его нетрудно воспроизвести в классе, пустив капельку керосина или скипидара на поверхность воды в кювете, освещенной проекционным фонарем.

Разнообразие цветов в описанных картинах явно связано с тем обстоятельством, что мы производим наблюдение в *б е л о м* свете. Поставим на пути света какое-нибудь цветное стекло и мы убедимся, что вместо цветных полос будут наблюдаться полосы одного цвета, большей или меньшей яркости, разделенные темными промежутками. Форма и расположение полос при этом не изменяются. Так, например, если мы применим зеленое стекло, то полосы, имевшие при освещении белым светом зеленый тон, останутся практически неизменными, а красные полосы сделаются черными. Явление станет еще более отчетливым, если в качестве одноцветного (монохроматического) света воспользоваться пламенем горелки, в которое введен кусочек асбеста, смоченный раствором поваренной соли. Такое пламя окрашивается в желтый цвет благодаря излучению паров натрия, входящего в состав соли; цвет этот весьма однороден. Наблюдаемая картина в этом свете будет состоять из ярко-желтых полос, постепенно переходящих в глубоко-черные. Таким образом, картина состоит из чередования светлых полос, посылающих много света в глаз наблюдателя (максимумы), и темных полос, от которых к наблюдателю совсем не идет свет (минимумы).

В описанных опытах мы имеем дело с явлениями, аналогичными тем, которые были описаны в §§ 44, 45 и 46 и которые получили название *интерференции волн*. Там (§ 45) указывались условия, при которых наложение двух волн ведет к перераспределению энергии, т. е. к образованию областей максимумов и минимумов энергии. В наших оптических опытах мы также обнаруживаем *перераспределение энергии*, в результате которого вместо равномерной освещенности образуются области темноты (минимумы) и области повышенной освещенности (максимумы). Другими словами, в наших опытах проявилась способность света к интерференции, т. е. обнаружился в о л н о в о й характер световых явлений. То обстоятельство, что максимум для разных цветов приходится на различные места, показывает, что различным цветам соответствуют различные длины волн (см. § 45). Мы в дальнейшем подробнее познакомимся с интерференционными явлениями в оптике и используем их для точного определения длины световых волн; пока же ограничимся указанием, что длина эта меньше микрона.

**§ 67. Краткие сведения из истории оптики.** Ответ на вопрос о природе световых волн был получен на основании длинного ряда наблюдений над особенностями световых явлений. При этом, как обычно бывает при развитии наших научных воззрений, представление о природе света менялось по мере того, как накапливались новые сведения и данные.

Волновые представления о природе света развивались еще в XVII веке Х. Гюйгенсом и поддерживались на протяжении XVIII века Л. Эйлером, М. В. Ломоносовым и В. Франклином. Однако в течение всего этого периода наиболее обоснованными оставались корпускулярные представления о свете, в силу которых свет уподобляется потоку быстро летящих частичек (И. Ньютон). Лишь в начале XIX в. трудами О. Френеля и Т. Юнга была надежно обоснована волновая природа света (гл. XII и XIII). При этом волны эти уподоблялись упругим волнам, сходным до известной степени с волнами, обуславливающими акустические явления. Однако две важные особенности отличают световые волны. Во-первых, свет распространяется через пространство, откуда удален воздух или другая среда, тогда как звук в пустоте распространяться не может (см. § 33).

Распространение света в пустоте можно наблюдать в электрических лампочках накаливания, из баллона которых выкачан воздух<sup>1)</sup>. Другим доказательством способности света распространяться в пустоте являются наблюдения света Солнца и звезд, отделенных от нас огромными пространствами, содержащими еще меньше вещества, чем самые совершенные пустотные приборы.

По современным данным в межзвездном пространстве приходится в среднем около одного атома на  $1 \text{ см}^3$ , тогда как в наиболее тщательно откачанных вакуумных приборах заключено не менее  $10^8$  атомов или молекул в  $1 \text{ см}^3$ .

Второй отличительной особенностью световых волн по сравнению с волнами звуковыми является огромная скорость их распространения. Астрономические наблюдения над затмениями спутников Юпитера, выполненные Рёмером (см. § 152), показали, что скорость распространения света в мировом пространстве близка к  $300\,000 \text{ км/сек}$  ( $3 \cdot 10^{10} \text{ см/сек}$ ). Такова же практически и скорость света в воздухе, где звук распространяется со скоростью, примерно в миллион раз меньшей.

Огромная скорость распространения света выделяла оптические явления из всех других, известных в первой четверти XIX века. Примерно полвека спустя Максвелл установил, исходя из теоретических соображений, что с такой именно скоростью должно распространяться в э л е к т р о м а г н и т н о е в о з м у щ е н и е. Через некоторое время Герц на опыте осуществил электромагнитные волны, скорость распространения которых действительно оказалась равной скорости распространения света.

Дальнейшими исследованиями и в первую очередь опытами П. Н. Лебедева, получившего самые короткие по тому времени электромагнитные волны (6 мм), было установлено, что все основные свойства электромагнитных волн совпадают со свойствами волн световых. Все эти важные факты привели к мысли, что световые волны представляют собой электромагнитные волны, отличающиеся от волн, обычно применяемых

---

<sup>1)</sup> В большинстве современных ламп накаливания баллон после тщательной откачки вновь наполняется каким-либо химически неактивным газом, например азотом. Это делается, однако, лишь для того, чтобы уменьшить распыление нити, т. е. удлинить срок службы лампы. Свет же от волоска распространяется и в лампах с самой совершенной откачкой.

в радиотехнике, своей очень малой длиной (меньше микрона) (см. § 58).

Электромагнитной природой световых волн объясняется испускание электронов освещенными металлами, т. е. так называемый фотоэлектрический эффект, о котором мы упоминали в § 9 т. II и с которым подробнее познакомимся в гл. XIX. Существует и ряд других явлений, обнаруживающих связь между светом и электромагнитными процессами. Опираясь на всю совокупность экспериментальных и теоретических данных, мы можем считать установленным, что световые волны представляют собой электромагнитные волны. Светящиеся тела (например, Солнце) испускают электромагнитные (первичные) волны. Попадая на какое-нибудь тело, такая первичная волна вызывает вынужденные колебания его электронов, которые становятся источниками вторичных электромагнитных волн. Все многообразие световых явлений, все видимые нами окраски и очертания предметов представляют собой суперпозицию (наложение) первичных и вторичных волн. Как уже указывалось раньше, многие черты волновых явлений оказываются сходными для волновых процессов самой разнообразной природы. Поэтому и в дальнейшем, знакомясь с основными законами и понятиями оптики, мы воспользуемся сведениями о волнах, изложенными в гл. IV, V и VI. Накопление новых экспериментальных данных привело в XX в. к заключению, что свет наряду с волновыми обладает и корпускулярными свойствами (кванты света или фотоны, § 180). В настоящее время квантовая теория стремится объединить волновые и корпускулярные представления о свете в единое целое, так же как она объединяет волновые и корпускулярные представления об электронах, атомах и других частицах (§ 206).

## ГЛАВА VII

### ФОТОМЕТРИЯ И СВЕТОТЕХНИКА

§ 68. **Световая энергия. Световой поток.** В § 65 мы указывали уже, что разнообразные действия света обусловлены в первую очередь наличием определенной световой энергии. Непосредственное восприятие света обусловлено действием световой энергии, поглощенной чувствительными элементами глаза. То же имеет место и в любом приемнике, способном реагировать на свет, например в фотоземеле, термоэлементе и фотопластинке. Вследствие

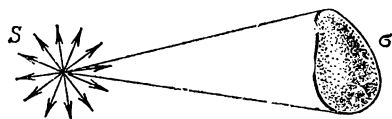


Рис. 158. Поток лучистой энергии, излучаемой источником  $S$ , проходит через площадку  $\sigma$ .

этого измерения света сводятся к измерению световой энергии или к измерению величин, так или иначе с ней связанных. Отдел оптики, изучающий методы и приемы измерения лучистой энергии, называется *фотометрией*.

Выделим мысленно на пути света, распространяющегося от какого-либо источника  $S$  (рис. 158), небольшую площадку  $\sigma$ . Через эту площадку за время  $t$  пройдет некоторое количество световой энергии  $\mathcal{E}$ . Для того чтобы измерить эту энергию, надо представить себе эту площадку в виде пленки, покрытой веществом, полностью поглощающим всю падающую на него световую энергию, например сажей, и измерить поглощенную энергию по нагреванию этой пленки. Отношение

$$F = \mathcal{E}/t \quad (1)$$

показывает, какое количество энергии протекает через площадку за единицу времени и называется *поток лучистой энергии* через площадку  $\sigma$ .

Поток лучистой энергии оценивается в обычных единицах мощности, например в ваттах. Однако для восприятия и использования световой энергии исключительно важную роль играет глаз. Поэтому наряду с энергетической оценкой света пользуются оценкой, основанной на непосредственном световом восприятии глаза. *Поток лучистой энергии, оцениваемый по зрительному ощущению, называется световым потоком.*

Таким образом, в световых измерениях используются две системы обозначений и две системы единиц; одна из них основана на энергетической оценке света, другая — на оценке света по зрительному ощущению.

Так как чувствительность глаза к свету разной длины волны (разного цвета) весьма различна, то оценки светового потока по зрительному ощущению и по величине его мощности могут существенно отличаться. Так, при одной и той же мощности потока зрительное ощущение от лучей зеленого цвета будет примерно в 100 раз больше, чем от лучей красного или сине-фиолетового цвета. Поэтому для зрительной оценки световых потоков необходимо знать чувствительность глаза к свету различной длины волны или так называемую *кривую видности*, изображенную на рис. 159. На этой кривой показана относительная чувствительность  $v_\lambda$  человеческого глаза в зависимости от длины волны  $\lambda$ . Если чувствительность для длины волны  $\lambda=5550 \text{ \AA}^1$  (зеленый цвет) обозначить через 1, то для более длинных и более коротких волн

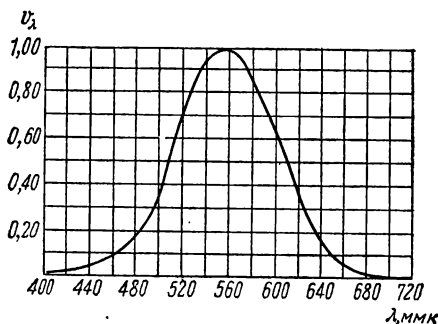


Рис. 159. Кривая видности.

<sup>1)</sup> Значок  $\text{\AA}$  обозначает длину, равную  $10^{-8} \text{ см} = 0,1 \text{ ммк}$ . Эта единица получила название ангстрем в честь шведского ученого К. Ангстрема. Таким образом,  $\lambda=5550 \text{ \AA} = 0,555 \text{ мк}$ .

чувствительность быстро уменьшается, как и показано на кривой. Так, для  $\lambda=5100 \text{ \AA}$  и для  $\lambda=6100 \text{ \AA}$  чувствительность будет равна  $1/2$  (т. е. уменьшается вдвое); для  $\lambda=4700 \text{ \AA}$  (голубой) и  $\lambda=6500 \text{ \AA}$  (оранжево-красный) чувствительность составляет около  $0,1$ ; для  $\lambda=4300 \text{ \AA}$  (сине-фиолетовый) и  $\lambda=6750 \text{ \AA}$  (красный) — примерно  $0,01$  и т. д.

Кривые чувствительности глаза различных людей несколько различны, особенно в области малых чувствительностей. Кривая, приведенная на рис. 159, получена на основании многочисленных измерений; она характеризует собою с р е д н и й н о р м а л ь н ы й г л а з и утверждена Международной осветительной комиссией.

**§ 69. Точечные источники света.** Все вопросы, связанные с определением световых величин, особенно просто решаются в том случае, когда источник излучает свет равномерно во всех направлениях. Таким источником является, например, раскаленный металлический шарик. Подобный шарик посылает свет равномерно во все стороны; световой поток от него распределен р а в н о м е р н о по всем направлениям. Это означает, что действие нашего источника на какой-либо приемник света будет зависеть только от р а с с т о я н и я  $R$  приемника от центра светящегося шарика и не будет зависеть от н а п р а в л е н и я радиуса, проведенного к приемнику из центра шарика.

Во многих случаях действие света изучается на расстоянии  $R$ , настолько превосходящем радиус  $r$  светящегося шарика, что размеры последнего можно не учитывать. Тогда можно считать, что излучение света происходит как бы из одной точки — центра светящегося шара. В подобных случаях источник света называется *точечным источником*.

Само собой разумеется, что точечный источник не является точкой в геометрическом смысле, а имеет, как и всякое физическое тело, конечные размеры. Источник исчезающе малых размеров не имеет физического смысла, ибо такой источник должен был бы с единицы своей поверхности излучать бесконечно большую мощность, что невозможно.

Более того, источник, который мы можем считать точечным, не всегда должен быть м а л ы м. Дело не в абсолютных размерах источника, а в соотношении между его размерами и теми расстояниями от источника, на которых исследуется его действие. Так, для всех практических задач наилучшим образцом точечных источников являются звезды; хотя они

имеют огромные размеры, их расстояния от Земли во много раз превосходят эти размеры.

Необходимо также помнить, что прообразом точечного источника является равномерно светящийся шарик. Поэтому источник света, посылающий свет неравномерно в разные стороны, не является точечным, хотя бы он был и очень маленьким по сравнению с расстоянием до точки наблюдения.

Определим более точно, что понимается под равномерным излучением света во все стороны. Для этого надо воспользоваться представлением о телесном угле  $\Omega$ , который равен отношению поверхности  $\sigma_0$ , вырезанной на сфере конусом с вершиной в  $S$ , к квадрату радиуса  $r$  сферы (рис. 160):

$$\Omega = \sigma_0 / r^2. \quad (2)$$

Это отношение не зависит от  $r$ , так как с ростом  $r$  вырезаемая конусом поверхность  $\sigma_0$  увеличивается пропорционально  $r^2$ . Если  $r=1$ , то  $\Omega=\sigma_0$ , т. е. телесный угол измеряется площадью, вырезанной конусом на сфере единичного радиуса. Единицей телесного угла является *стерадиан*<sup>1)</sup> (*стер*) — телесный угол, которому на сфере единичного радиуса соответствует поверхность с площадью, равной единице. Телесный угол, охватывающий все пространство вокруг источника, равен  $4\pi$  *стер*, ибо полная поверхность сферы единичного радиуса есть  $4\pi$ .

Полное излучение какого-либо источника распределяется в телесном угле размером  $4\pi$  *стер*. Излучение называется *равномерным*, если в одинаковые телесные углы, выделенные по любому направлению, излучается одинаковая мощность. Конечно, чем меньше телесные углы, в которых мы производим сравнение мощности, излучаемой источником, тем с большей точностью мы проверяем равномерность излучения.

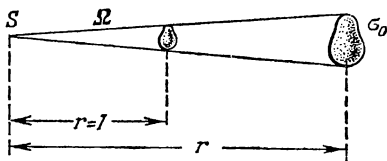


Рис. 160. Телесный угол  $\Omega$  равен отношению поверхности  $\sigma_0$ , вырезанной на сфере конусом с вершиной  $S$ , к квадрату радиуса  $r$  сферы:  
 $\Omega = \sigma_0 / r^2$ .

<sup>1)</sup> С т е р а д и а н — пространственный радиан. Он, как видно из текста, определяется совершенно аналогично радиану, являющейся единицей угла на плоскости.



Итак, *точечным источником является источник, размеры которого малы по сравнению с расстоянием до места наблюдения и который посылает световой поток равномерно во все стороны.*

**§ 70. Сила света и освещенность.** Полный световой поток характеризует излучение, которое распространяется от источника по всем направлениям. Для практических же целей нередко важнее знать не полный световой поток, а тот поток, который идет по определенному направлению или падает на определенную площадку. Так, например, автомобилисту важно получить достаточно большой световой поток в сравнительно узком телесном угле, внутри которого находится небольшой участок шоссе. Для работающего за письменным столом важен тот поток, который освещает стол или даже часть стола, тетрадь или книгу, т. е. поток, приходящийся на некоторую площадь. В соответствии с этим установлены два вспомогательных понятия — *сила света ( $I$ )* и *освещенность ( $E$ )*.

Силой света называют величину светового потока, рассчитанную на телесный угол, равный стерadianу, т. е. отношение светового потока  $F$ , заключенного внутри телесного угла  $\Omega$ , к величине этого угла:

$$I = \frac{F}{\Omega} . \quad (3)$$

Освещенность же есть величина светового потока, рассчитанная на единицу площади, т. е. отношение светового потока  $F$ , падающего на площадь  $\sigma$ , к величине этой площади:

$$E = \frac{F}{\sigma} . \quad (4)$$

Понятно, что формулы (3) и (4) определяют среднюю силу света и среднюю освещенность. Они будут тем ближе к истинным, чем равномернее поток или чем меньше  $\Omega$  и  $\sigma$ .

Очевидно, что с помощью источника, посылающего определенный световой поток, мы можем осуществить весьма разнообразную силу света и весьма разнообразную освещенность. Действительно, если направить весь поток или большую его часть внутрь малого телесного угла, то в направлении, выделенном этим углом, можно получить очень большую силу света. Так, например, в проекторах удается сосредоточить большую часть потока, посылаемого

электрической дугой, в очень малом телесном угле и получить в соответствующем направлении огромную силу света. В меньшей степени той же цели достигают с помощью автомобильных фар. Если сконцентрировать с помощью отражателей или линз световой поток от какого-либо источника на небольшой площади, то можно достигнуть большой освещенности. Так поступают, например, стремясь сильно осветить препарат, рассматриваемый в микроскоп; аналогичное назначение выполняет рефлектор (абажур) лампы, обеспечивающий хорошую освещенность рабочего места.

Согласно формуле (3) световой поток  $F$  равен произведению силы света  $I$  на величину телесного угла  $\Omega$ , в котором он распространяется:

$$F = I\Omega.$$

Если телесный угол  $\Omega=0$ , т. е. лучи строго параллельны, то световой поток также равен нулю. Это означает, что строго параллельный пучок световых лучей не несет никакой энергии, т. е. не имеет физического смысла, — ни в одном реальном опыте не может быть осуществлен строго параллельный пучок. Это — чисто геометрическое понятие. Тем не менее, параллельными пучками лучей очень широко пользуются в оптике. Дело в том, что небольшие отступления от параллельности световых лучей, имеющие с энергетической точки зрения принципиальное значение, в вопросах, связанных с прохождением световых лучей через оптические системы, практически не играют никакой роли. Например, углы, под которыми лучи от удаленной звезды вступают в наш глаз или телескоп, настолько малы, что они даже не могут быть измерены существующими методами; практически эти лучи не отличаются от параллельных. Однако величина этих углов все же не равна нулю, и именно благодаря этому мы и видим звезду. В последнее время световые пучки с очень острой направленностью, т. е. с очень малой расходимостью световых лучей, получают при помощи лазеров (см. § 202). Однако и в этом случае углы между лучами имеют конечную величину.

**§ 71. Законы освещенности.** Как показывают формулы (3) и (4), величины  $E$  и  $I$  связаны между собой.

Пусть точечный источник  $S$  освещает небольшую площадку  $\sigma$ , расположенную на расстоянии  $R$  от источника (рис. 161).

Построим телесный угол, вершина которого лежит в  $S$  и который опирается на края площадки  $\sigma$ . Величина этого телесного угла  $\Omega = \sigma/R^2$ . Поток, посылаемый нашим источни-

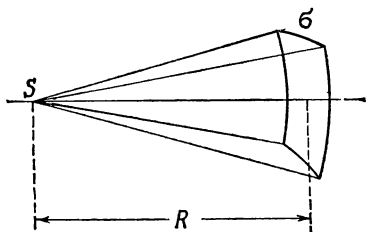


Рис. 161. Освещенность площадки  $\sigma$ , перпендикулярной к оси светового потока, определяется силой света и расстоянием  $R$  от точечного источника  $S$  до площадки.

ком через этот телесный угол, обозначим через  $F$ . Тогда сила света  $I = F/\Omega = F \cdot R^2/\sigma$ , освещенность  $E = F/\sigma$ . Отсюда

$$E = I/R^2, \quad (5)$$

т. е. освещенность площадки равна силе света, деленной на квадрат расстояния до точечного источника. Сравнивая освещенности площадок, расположенных на разных расстояниях  $r_1, r_2$  от точечного источника, найдем  $E_1 = I/r_1^2$ ;  $E_2 = I/r_2^2$  и т. д. или

$$E_1/E_2 = r_2^2/r_1^2, \quad (6)$$

т. е. освещенность обратно пропорциональна квадрату расстояния от площадки до точечного источника. Это так называемый закон обратных квадратов.

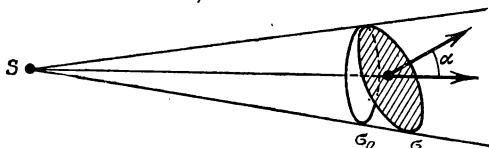


Рис. 162. Освещенность площадки  $\sigma$  пропорциональна косинусу угла  $\alpha$ , образуемого перпендикуляром к площадке с направлением светового потока.

Если бы площадка  $\sigma$  была расположена не перпендикулярно к оси потока, а повернута на угол  $\alpha$ , то она имела бы

размеры  $\sigma = \sigma_0 / \cos \alpha$  (рис. 162), где  $\sigma_0$  — площадка, пересекающая тот же телесный угол перпендикулярно к оси пучка, так что  $\Omega = \sigma_0 / R^2$ . Мы предполагаем площадки  $\sigma$  и  $\sigma_0$  настолько малыми и столь удаленными от источника, что для всех точек этих площадок расстояние до источника может считаться одинаковым ( $R$ ) и лучи во всех точках составляют с перпендикуляром к площадке  $\sigma$  один и тот же угол  $\alpha$  (у г о л п а д е н и я).

В таком случае освещенность площадки  $\sigma$  есть

$$E = \frac{F}{\sigma} = \frac{F \cdot \cos \alpha}{\sigma_0} = \frac{F \cos \alpha}{\Omega \cdot R^2} = \frac{I \cos \alpha}{R^2}. \quad (7)$$

Итак, освещенность, создаваемая точечным источником на некоторой площадке, равна *силе света, умноженной на косинус угла падения света на площадку и деленной на квадрат расстояния до источника*.

Закон обратных квадратов соблюдается вполне строго для т о ч е ч н ы х источников. Если же размеры источника не очень малы по сравнению с расстоянием до освещаемой поверхности, то соотношение (5) не будет верно и освещенность убывает медленнее, чем по закону  $1/R^2$ ; в частности, если размеры светящейся поверхности велики по сравнению с  $R$ , то освещенность практически не меняется при изменении  $R$ . Чем меньше размеры источника  $d$  по сравнению с  $R$ , тем лучше выполняется закон обратных квадратов. Так, при соотношении  $\frac{d}{R} \leq \frac{1}{10}$  расчеты изменения освещенности по формуле (5) дают вполне хорошее согласие с наблюдением. Таким образом, закон обратных квадратов можно считать практически выполняющимся, если размеры источника не превышают 0,1 расстояния до освещаемой поверхности.

Освещенность поверхности, как видно из формулы (7), зависит, кроме того, от угла, под которым падают на эту поверхность световые лучи.

**§ 72. Единицы измерения световых величин.** В системе световых единиц за исходную величину принята е д и н и ц а с и л ы с в е т а. Эта единица имеет условный характер: в качестве единицы силы света принята сила света некоторого эталонного источника. Таким источником, дающим силу света  $I=1$ , вначале условились считать пламя свечи,

изготовленной строго стандартным образом. Однако этот эталонный источник оказался мало удобным, так как даваемая им сила света несколько изменяется по мере образования «нагара» и, кроме того, зависит от температуры и влажности воздуха. Для установления эталона силы света было предложено много других источников, но за единицей силы света сохранилось название *свечи* (обозначается *св*). Так называемая «международная свеча» осуществляется с помощью эталонных электрических ламп накаливания, образцы которых хранятся в крупных государственных измерительных лабораториях и контролируются взаимными сравнениями.

Свеча является одной из основных единиц международной системы единиц измерения СИ.

Эталоны в виде электрических ламп не являются достаточно постоянными и в случае их порчи не могут быть точно воспроизведены. Поэтому международным соглашением введен новый эталон, который можно точно воспроизвести. Он представляет собой специально устроенный сосуд, в котором расплавляется химически чистая платина; в платину вставлена тугоплавкая узкая трубочка, раскаляемая до температуры платины. Свет испускается внутренней полостью трубочки через ее открытый конец. При затвердевании чистой платины температура ее имеет строго определенное значение, равное  $2046,5^\circ \text{K}$ . Сила света, излучаемого при этой температуре в направлении оси трубочки с поверхности, равной  $\frac{1}{60 \cdot \pi} \text{ см}^2 = 0,0053 \text{ см}^2$ , будет строго определенной.

*Эта сила света и принята за новый эталон свечи.*

За единицу светового потока принят люмен (обозначается *лм*). Люмен есть световой поток, испускаемый точечным источником света в одну свечу внутри единичного телесного угла (т. е. угла в 1 стерадиан). Если точечный источник имеет силу света в 1 *св*, то полный световой поток, посылаемый им по всем направлениям, т. е. внутри телесного угла, равного  $4\pi$  стерадианам, будет равен  $4\pi \text{ лм}$ .

За единицу освещенности принимается освещенность такой поверхности, на  $1 \text{ м}^2$  которой падает световой поток в 1 *лм*, равномерно распределенный по площадке. Эта единица освещенности называется люкс (*лк*). Освещенность в 1 *лк* получается на поверхности сферы радиуса в 1 *м*, если в центре сферы помещен точечный источник света в одну свечу. Приводим значения освещенностей для некоторых типичных случаев (табл. 1).

Таблица 1

Значения освещенности (в люксах) в некоторых типичных случаях

Освещенность под прямыми солнечными лучами в полдень (средние широты) . . . . .	100 000
Освещенность при киносъемке в ателье . . . . .	10 000
» на открытом месте в пасмурный день . . . . .	1 000
» в светлой комнате не очень далеко от окна . . . . .	100
» на рабочем столе для тонких работ . . . . .	100—200
» необходимая для чтения . . . . .	30—50
» на экране кинотеатра . . . . .	20—80
» от полной Луны . . . . .	0,2
» от ночного неба в безлунную ночь . . . . .	0,0003

**§ 73. Яркость источников.** До сих пор мы рассматривали только точечные источники света. В действительности источники обычно являются протяженными, т. е. рассматривая их с заданного расстояния, мы различаем их форму и величину. Протяженные источники, даже в том простейшем случае, когда они представляют собой равномерно светящиеся шарики, недостаточно характеризовать величиной силы света. Действительно, представим себе два светящихся шарика, испускающих свет равномерно во все стороны и имеющих одинаковую силу света, но разный диаметр. Освещенность, создаваемая каждым из этих шариков на одинаковом расстоянии от их центра, будет одинакова. Однако по своему виду эти шарики будут представлять сильно различающиеся источники света: маленький шарик оказывается более ярким, чем большой. Это происходит вследствие того, что при одинаковой силе света излучающая поверхность одного шарика больше, чем второго, и, следовательно, сила света, испускаемого с единицы площади источника, в том и другом случаях различна. Отметим, что когда мы рассматриваем какой-либо источник света, для нас имеет значение не сама величина излучающей поверхности, а ее видимая величина, т. е. проекция излучающей поверхности на плоскость, перпендикулярную к направлению наблюдения (рис. 163).

Итак, мы приходим к выводу, что для характеристики свойств протяженного источника света нужно знать силу света, рассчитанную на единицу видимой величины поверхности источника. Эта новая световая величина называется *яркостью* источника; мы будем ее обозначать буквой *B*. Если источник

имеет силу света  $I$  и видимая величина светящейся поверхности его есть  $\sigma$ , то яркость этого источника равна

$$B = \frac{I}{\sigma}. \quad (8)$$

Пользуясь формулой (3), имеем также:

$$B = \frac{F}{\Omega \sigma}, \quad (9)$$

т. е. можно сказать, что яркость источника

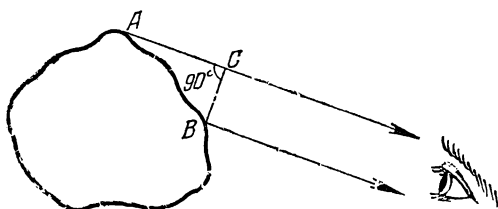


Рис. 163. Соотношение между действительной величиной (AB) излучающей поверхности и ее видимой по данному направлению величиной (BC).

равна световому потоку, испускаемому с единицы видимой величины поверхности источника внутри единичного телесного угла.

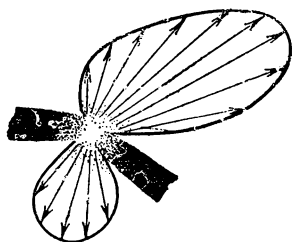


Рис. 164. Яркость электрической дуги, пропорциональная длине стрелок на рисунке, зависит от направления излучения.

Яркость одних участков поверхности источника может отличаться от яркости других участков. Например, различные участки пламени свечи, лампы и т. п. имеют сильно различающиеся яркости. Кроме того, яркость зависит от направления, в котором происходит излучение источника. Это связано с тем, что сила света многих источников зависит от направления.

Например, электрическая дуга по некоторым направлениям совсем не посылает света (рис. 164).

Итак, яркость может служить для характеристики излучения какого-либо участка поверхности источника в

заданном направлении. Вместе с тем яркость имеет большое значение в силу того, что, как мы увидим ниже, это — та световая величина, на которую непосредственно реагирует глаз.

Единица яркости <sup>1)</sup> носит название *стильб* (обозначается *сб*). Стильб — это яркость светящейся площадки, дающей силу света в одну свечу с каждого квадратного сантиметра в направлении, перпендикулярном к площадке. Таким образом,

$$1\text{сб} = 1\text{св}/1\text{см}^2.$$

Для характеристики яркости различных светящихся тел приводим следующую таблицу.

Т а б л и ц а 2

Яркость (в стильбах) некоторых источников света

Яркость Солнца . . . . .	150 000
» капилляра ртутной дуги сверхвысокого давления . . . . .	120 000—150 000
» кратера угольной дуги . . . . .	15 000
» металлического волоска лампы накаливания . . . . .	150—200
» пламени керосиновой лампы . . . . .	1,5
» пламени стеариновой свечи . . . . .	0,5
» ночного безлунного неба . . . . .	$10^{-8}$
Наименьшая различимая яркость . . . . .	$10^{-10}$

Источники света с б о л ь ш о й яркостью (свыше 16 *сб*) вызывают болезненное ощущение в глазу. Для того чтобы глаз не подвергался действию яркого света источников, применяют различные приспособления. Так, например, рассматривание раскаленной спирали лампы накаливания вредно и даже болезненно для глаза. Если же колба лампочки сделана из матового или молочного стекла или прикрыта арматурой в виде молочного шара, то излучаемый ею световой поток исходит с б ó л ь ш е й поверхности. Благодаря этому яркость падает, тогда как величина светового потока практически не изменяется и, следовательно, освещенность, создаваемая лампой, также остается неизменной.

**§ 74. Задачи светотехники.** После того как мы познакомились с основными световыми величинами, характеризующими источники света и освещаемые предметы, мы можем

<sup>1)</sup> В международной системе единиц СИ за единицу яркости принят *нит* (*нт*);  $1\text{нт} = 1\text{св}/1\text{м}^2 = 10^{-4}\text{сб}$ .



перейти к рассмотрению важнейшей практической задачи — расчету и осуществлению рационального освещения жилых помещений и общественных мест, где протекает деятельность человека.

Раздел физики и техники, занятый решением этой задачи, носит название *светотехники*. В нем исследуются вопросы правильного использования дневного света в помещениях, что достигается расчетом размеров и рационального расположения окон; второй, особенно важной и трудной задачей светотехники является расчет установок искусственного света, создающих необходимое освещение при наименьших затратах энергии и средств. При огромном общем потреблении в СССР электроэнергии для осветительных целей вопросы рационального освещения имеют крупное народнохозяйственное значение. Для проектирования освещения в СССР изданы правила и нормы, имеющие обязательный характер.

Правильно устроенное освещение обеспечивает спокойную и продуктивную работу глаза. Вследствие этого при благоприятном освещении растет производительность труда и повышается качество продукции; вместе с тем сохраняется зрение работающих, улучшается общая гигиена труда, уменьшается число несчастных случаев.

Для целей освещения применяются разнообразные осветительные приборы, состоящие из источника света (лампы) и осветительной арматуры. Осветительные системы различного вида не могут увеличить полный световой поток, который является величиной, характеризующей излучающий источник. Однако они играют большую роль в перераспределении светового потока и концентрации его в нужном направлении. Таким путем достигается увеличение силы света по нужному направлению с соответственным уменьшением ее в других направлениях.

Другой важной задачей, с которой часто приходится сталкиваться в светотехнике, является создание равномерной освещенности на больших площадях.

Ниже мы рассмотрим кратко способы, при помощи которых решается каждая из этих задач.

**§ 75. Приспособления для концентрации светового потока.** Весьма сильная концентрация светового потока по заданному направлению может быть получена с помощью зеркал определенной формы, употребляемых в прожек-

т о р а х — осветительных приборах, предназначенных для освещения удаленных предметов. Обычно применяются зеркала, имеющие в любом продольном сечении вид п а р а б о л ы (рис. 165). Линия  $AB$  носит название оси параболы, а точка  $F$  — ее фокуса. Сама поверхность называется *параболоидом*, а ось, общая всем параболическим сечениям, *осью* параболоида и  $F$  — его *фокусом*. Геометрические свойства параболоида таковы, что луч, выходящий из фокуса  $F$ , отразившись в любой точке поверхности, получает направление, параллельное оси параболоида. Если бы мы поместили точечный источник света в фокусе параболоида, то мы получили бы параллельный пучок света с поперечным сечением, равным отверстию зеркала. Но так как любой источник имеет конечные, хотя бы и очень малые, размеры, то можно получить пучок лучей лишь более или менее близкий к параллельному.

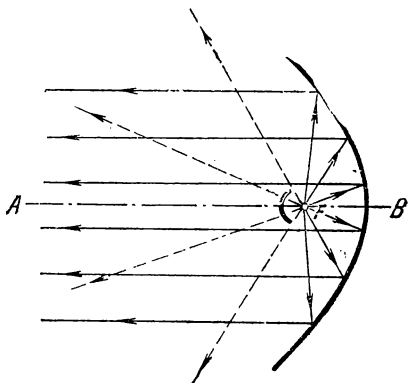


Рис. 165. Продольное сечение зеркала прожектора.

Для того чтобы лучи, выходящие из прожектора, расходились под малым углом, т. е. были по возможности ближе к параллельным, источник света, находящийся в фокусе прожектора, должен быть по возможности маленьким. Вполне понятно, что источник света должен быть весьма ярким. Современные прожекторы, применяемые в военном деле, имеют диаметр до 2 м и дают силу света в направлении оси до 2 млрд. свечей, благодаря тому, что световой поток удается сосредоточить в очень малом телесном угле.

Расходимость пучка лучей, полученного от дуговой лампы и зеркала диаметром 2 м, составляет примерно 1 угловой градус. Оптические квантовые генераторы, или лазеры, дают значительно более узкие пучки световых лучей. С помощью лазеров с сечением пучка порядка  $1\text{ см}^2$  удается получить пучки лучей с расходимостью всего несколько минут. Благодаря этому недавно была осуществлена световая локация Луны: участок поверхности Луны был освещен

при помощи лазера с такой яркостью, что отраженный луч можно было зарегистрировать чувствительным приемником излучения.

**§ 76. Отражающие и рассеивающие тела.** Наряду с задачей концентрации светового потока нередко возникает потребность распределения этого потока на большую площадь с целью создания равномерной и умеренной освещенности. Для этой цели обычно заставляют световой поток отражаться и рассеиваться соответствующими поверхностями. Однако надо считаться с тем, что при этом лишь часть светового потока *о т р а ж а е т с я* или *п р о п у с к а е т с я* телом, часть же неминуемо *п о г л о щ а е т с я*.

Тот факт, что мы *в и д и м* тела, связан с тем, что они различным образом отражают, преломляют и поглощают падающий на них свет. Если некоторое тело отражает свет сильнее, чем окружающие его тела, то оно представляется нам светлым на темном фоне. Если же тело отражает меньше света, чем окружающие его тела, то оно будет казаться нам темным. Например, белая бумага отражает свет сильнее, чем серый картон, и кусочек картона на листе бумаги кажется нам темным. Этот же кусочек картона, если его положить на черный бархат (очень слабо отражающее тело), кажется нам светлым. Тело, отражающее так же, как и окружающий фон, сливается с этим фоном.

Прозрачные тела мы видим частично в отраженном, частично в прошедшем через них свете. Рассматривая такой, например, казалось бы простой предмет, как граненая стеклянная пробка от графина, мы имеем дело с рядом сложных явлений: свет частично отражается от граней пробки или рассеивается, если ее грани матированы; часть света проходит сквозь пробку, преломляясь на ее поверхности. Если вполне прозрачное тело погрузить в жидкость с тем же показателем преломления, как у данного тела, то оно станет *н е в и д и м ы м*, так как световые лучи пройдут через него, не изменяя ни своего направления, ни интенсивности.

Поглощение света ведет к потерям в световом потоке, энергия которого расходуется при этом главным образом на нагревание поглощающего тела. Как правило, стремятся избегать поглощения светового потока; иногда, впрочем, бывает необходимо обеспечить темный фон или устранить световые потоки нежелательного направления; при этом прибегают к сильно поглощающим покрытиям (например,

чернение некоторых поверхностей внутри оптических приборов). Поглощение характеризуется *коэффициентом поглощения*  $a$ , равным отношению светового потока  $F_a$ , поглощенного телом, к световому потоку  $F_i$ , падающему на тело:

$$a = F_a / F_i. \quad (10)$$

Отражение светового потока оценивается *коэффициентом отражения*  $r$ , показывающим отношение отраженного потока  $F_r$  к падающему  $F_i$ , т. е.

$$r = F_r / F_i. \quad (11)$$

Наконец, для характеристики пропускания света служит *коэффициент пропускания*  $t$ , равный отношению пропущенного телом светового потока  $F_t$  к падающему  $F_i$ , т. е.

$$t = F_t / F_i. \quad (12)$$

По закону сохранения энергии имеем:

$$F_i = F_a + F_r + F_t,$$

откуда на основании (10), (11) и (12) следует

$$a + r + t = 1. \quad (13)$$

Итак, сумма коэффициентов поглощения, отражения и пропускания равна единице. Коэффициенты  $a$ ,  $r$ ,  $t$  зависят обычно от цвета (длины волны) света.

Как при отражении, так и при пропускании светового потока следует различать *направленное* и *диффузное* (рассеянное) отражение и пропускание.

При зеркальном отражении от плоской поверхности телесный угол светового потока не изменяется (рис. 166, а). При рассеянном отражении происходит увеличение телесного угла, в котором распространяется световой поток. Это увеличение может быть более или менее значительным в зависимости от свойств рассеивающей поверхности. Аналогично, *направленное пропускание* характеризуется сохранением телесного угла при прохождении потока сквозь тело, например прохождении света через плоскопараллельную пластинку (рис. 167, а). В противоположность этому *диффузное пропускание* сопровождается более или менее значительным увеличением

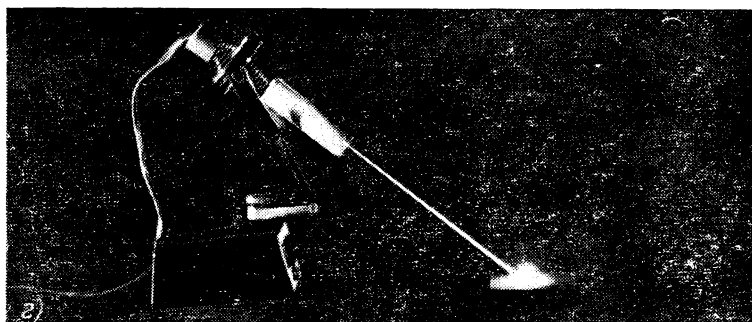
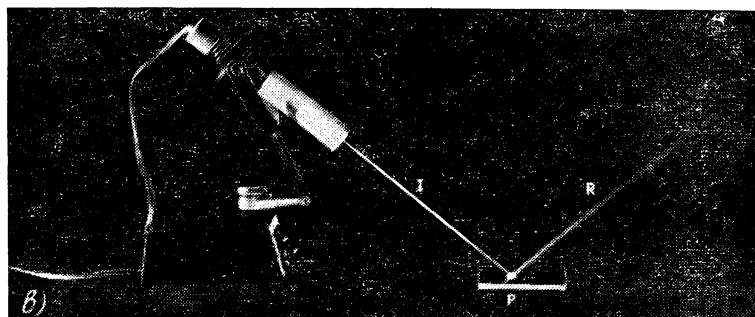
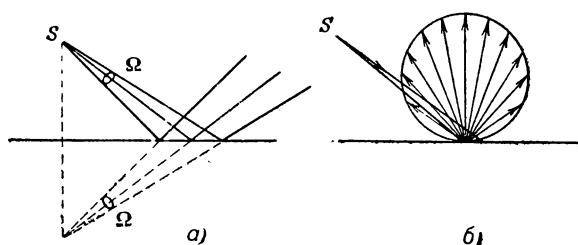


Рис. 166. Отражение светового потока от плоской поверхности.  
а) Направленное отражение, б) диффузное отражение; диаграмма б) не изменяется при изменении угла падения первичного пучка; в) направленное (зеркальное) отражение; параллельный пучок света, падающий на полированную металлическую поверхность, создает резко очерченный отраженный луч; г) диффузное отражение; при падении параллельного пучка световых лучей на белую бумагу свет отражается по всем направлениям.

телесного угла светового потока. Примером диффузно отражающей поверхности может служить матовая бумага; примером диффузно пропускающего материала — так называемые молочные стекла. Матированное стекло является одновременно и диффузным отражателем и диффузно пропускающей средой.

Рассеивающие свойства поверхности характеризуются диаграммами, подобными изображенным на рис. 166, б и 167, б, где длины стрелок показывают, какая часть света рассеивается в том или ином направлении. Диффузно отражающие поверхности могут различаться также и

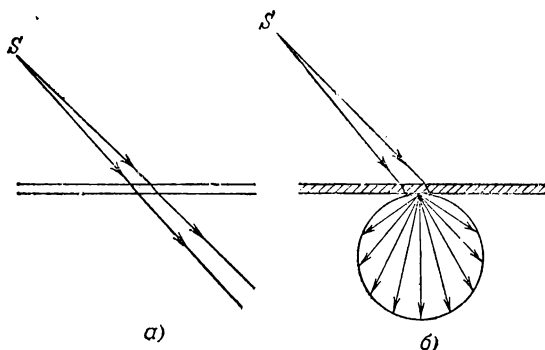


Рис. 167. Пропускание света плоскопараллельной пластинкой.

а) направленное пропускание; б) диффузное пропускание. Диаграмма б) не меняется при изменении угла падения первичного пучка.

по величине коэффициента отражения, который для таких поверхностей обычно называют *альбедо*. Так, белая бумага для рисования имеет альбедо около 0,70—0,80. Очень высокое альбедо — около 0,95 — имеют поверхности, покрытые окисью магния (белый порошок, получающийся при сжигании металлического магния). Наоборот, очень малым альбедо обладает черный бархат — от 0,01 до 0,002.

При наблюдении земной поверхности с аэроплана и особенно при аэрофотосъемке большое значение имеет альбедо земных покровов и его зависимость от цвета (длины волны). Различные почвы имеют альбедо от 0,2 до 0,4, причем большие значения соответствуют области оранжево-красного цвета; пески мало отражают (около 0,1) в фиолетовой области, особенно важной при фотосъемке, но их альбедо в красной части повышается до 0,5. Трава и листья имеют альбедо до 0,50 в желто-зеленой части (особенно к осени); очень велико альбедо снега, достигающее 0,85 для всех цветов.

**§ 77. Яркость освещенных поверхностей.** Экраны кино и аудиторий, окрашенные потолки, стены, декорации и т. д. представляют собою диффузно отражающие поверхности.

Такого рода поверхности при освещении играют роль протяженных источников с большими поверхностями и обычно с умеренной яркостью. В этом смысле они удачно дополняют мало протяженные самосветящиеся источники (лампы накаливания, газосветные лампы, свечи и т. п.), которые обычно обладают небольшими поверхностями и большими яркостями.

Яркость такой освещенной поверхности будет, очевидно, пропорциональна ее освещенности. Действительно, чем больше освещенность, т. е. чем больший световой поток падает на единицу поверхности, тем больше будет и поток, отраженный этой поверхностью, а следовательно, и яркость освещенной поверхности.

Яркость освещенной поверхности будет, кроме того, тем больше, чем больше ее альbedo, т. е. чем большая часть падающего на поверхность потока рассеивается ею. Таким образом, яркость освещенной поверхности  $B$  должна быть пропорциональна произведению освещенности  $E$  на альbedo  $r$ , т. е.  $B \sim r \cdot E$ . В зависимости от диаграммы рассеяния яркость по разным направлениям может быть различна, и вычисление ее представляет очень сложную задачу. Задача эта упрощается, если поверхность рассеивает свет равномерно по всем направлениям. В таком случае и яркость по всем направлениям будет одинаковой и равной

$$B = r \cdot E / \pi, \quad (14)$$

где  $\pi$  — известная из геометрии величина. Если освещенность  $E$  выражается в люксах, то яркость получится в нитах; численное значение яркости в стильбах меньше в 10 000 раз.

Найдем, например, яркость киноэкрана, если его коэффициент отражения  $r = 0,75$ , а освещенность равна 50 лк. Пользуясь формулой (14), имеем:

$$B = \frac{0,75 \cdot 50}{\pi \cdot 10^4} \approx 0,0012 \text{ сб.}$$

Для ориентировки приводим значения яркостей освещенных поверхностей (табл. 3), с которыми часто приходится встречаться в жизни.

Таблица 3

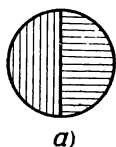
Яркость (в нитах) некоторых освещенных поверхностей

Яркость экрана в кинотеатре . . . . .	от 5 до 20
» листа белой бумаги при освещенности, достаточной для письма (30—50 лк) . . . . .	10 до 15
» снега под прямыми лучами Солнца . . . . .	3000
» поверхности Луны . . . . .	2500

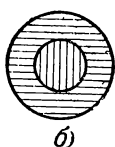
## § 78. Световые измерения и измерительные приборы.

Измерение световых величин может производиться непосредственно с помощью глаза (визуальные методы) или с помощью фотоэлемента, или термостолбика (объективные методы). Приборы, служащие для измерения световых величин, называются *фотометрами*.

Визуальные методы основаны на свойстве глаза очень хорошо устанавливать равенство яркостей двух смежных поверхностей. В то же время с помощью глаза



а)



б)

Рис. 168. Вид сравниваемых полей в фотометре.

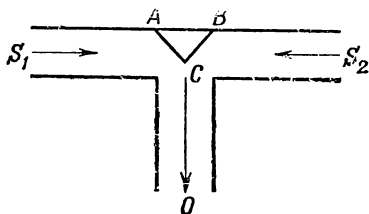


Рис. 169. Устройство простейшего фотометра.

очень трудно оценить, во сколько раз яркость одной поверхности больше яркости второй. Поэтому во всех визуальных фотометрах роль глаза сводится к установлению равенства яркостей двух смежных площадок, освещаемых сравниваемыми источниками.

Так как сравниваемые поверхности делаются диффузно отражающими, то равенство их яркостей соответствует, согласно сказанному в предыдущем параграфе, равенству освещенностей. Освещенность площадки, на которую падает свет от более сильного источника, ослабляется тем или иным способом в известное число раз. Установив равенство освещенностей обеих площадок и зная, во сколько раз ослаблен свет одного из источников, мы можем количественно сравнить силы света обоих источников. Таким образом, во всяком фотометре должны быть два смежных световых поля, одно из которых освещено только одним источником, второе — только другим. Вид сравниваемых полей может быть различен. В большинстве случаев они имеют форму двух смежных полукругов (рис. 168, а) или двух concentрических кругов (рис. 168, б). Оба сравниваемые поля должны освещаться каждое своим источником под одним и тем же углом; глаз наблюдателя также должен рассматривать оба поля под одинаковыми углами.



На рис. 169 показано устройство одного из простейших фотометров. Свет от сравниваемых источников  $S_1$  и  $S_2$  падает на белые грани призмы  $ABC$ , помещенной внутри зачерненной трубки. Глаз наблюдателя рассматривает призму по направлению  $CO$ .

Простой фотометр был предложен Бунзеном <sup>1)</sup>. В этом фотометре световое поле представляет собой экран из белой бумаги, в середине которого небольшая часть поверхности промаслена и благодаря этому просвечивает. Масляное пятно должно иметь резкие края. Два источника света помещаются по обе стороны от экрана и путем ослабления одного из них добиваются, чтобы масляное пятно и остальная часть экрана сделались одинаково яркими. На этом принципе «просвечивающего участка» построены многие более совершенные фотометры.

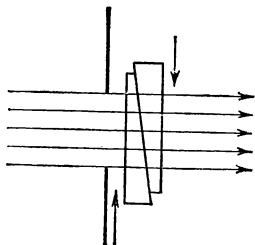


Рис. 170. Ослабление светового потока с помощью скользящих относительно друг друга клиньев, сделанных из материала, поглощающего свет.

Такое устройство обеспечивает прохождение лучей без отклонения.

Для того чтобы получить одинаковую освещенность обеих площадок фотометра, наиболее простым средством является изменение расстояний сравниваемых источников от фотометра при условии применимости закона обратных квадратов (см. § 71). Как мы знаем, освещенность площадки пропорциональна силе света источника и обратно пропорциональна квадрату его расстояния от площадки. Если освещенности обеих площадок фотометра одинаковы, то

$$\frac{I_1}{r_1^2} = \frac{I_2}{r_2^2},$$

где  $I_1$  и  $I_2$  — силы света, а  $r_1$ ,  $r_2$  — расстояния источников от фотометра. Измерив  $r_1$  и  $r_2$ , мы можем сказать, во сколь-

ко раз сила света одного источника больше или меньше силы света другого. Этот способ имеет тот недостаток, что варьировать расстояния  $r_1$  и  $r_2$  практически можно лишь в не очень широких пределах.

Другой способ ослабления светового потока от одного из источников состоит в том, что на пути его вводится поглощающее тело, представляющее собой два скользящих относительно друг друга клина, сделанных из материала, поглощающего свет (рис. 170). Передвигая их, мы изменяем толщину поглощающего слоя и тем самым изменяем степень поглощения светового потока. Предварительно производится градуирование ослабителя: устанавливается, насколько меняется поглощение при смещении клина на определенную величину.

Существуют фотометры, приспособленные для непосредственного измерения освещенности; такие фотометры называются *люксметрами*.

<sup>1)</sup> Роберт Бунзен (1811—1899) — немецкий физик и химик.

В объективных фотометрах воспринимающим свет устройством является фотоэлемент. Под

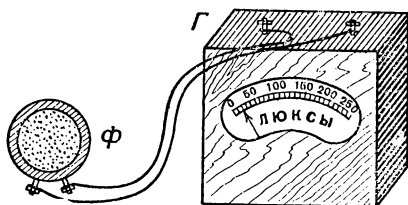


Рис. 171. Объективный люксметр.

Ф — фотоэлемент; Г — гальванометр со шкалой, градуированной в люксах.

действием света фотоэлемент дает электрический ток, тем больший, чем больше освещенность фотоэлемента, конечно, при условии, что вся поверхность фотоэлемента равномерно освещена. Таким образом, измерение освещенности с помощью объективного фотометра сводится к измерению тока, протекающего через гальванометр, соединенный с фотоэлементом (подробнее см. § 181).

На-рис. 171 представлен схематически объективный люксметр. Он состоит из фотоэлемента Ф, соединенного с помощью шнура с гальванометром Г. Шкала гальванометра градуирована непосредственно в люксах. Для измерения освещенности с помощью этого прибора достаточно положить фотоэлемент на поверхность, освещенность которой хотят определить, и сделать отсчет по шкале. Фотоэлектрические люксметры очень удобны в работе и позволяют быстро и без утомления проводить измерения. Нередко фотоэлемент и гальванометр заключаются в общий футляр. Подобные люксметры применяются фотолюбителями для определения освещенности снимаемого объекта

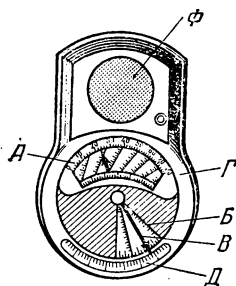


Рис. 172. Экспонометр.

Ф — фотоэлемент; Г — гальванометр. Шкала гальванометра, проградуированная в продолжительностях экспозиции, нанесена на полукруглости вращающегося кольца А. На секторе Б, вращающемся вместе с кольцом А, нанесены деления, соответствующие чувствительности применяемых фотоматериалов. Указатель В устанавливается на деление неподвижной шкалы Д, соответствующее диаметру применяемой при съемке диафрагмы; затем кольцо А вращается до совпадения с указателем В нужного деления на секторе Б. Тогда стрелка гальванометра указывает экспозицию, нужную для съемки с выбранной диафрагмой при данных фотоматериалах.

и, следовательно, для правильного выбора времени экспозиции; их иногда называют поэтому *экспонометрами* (рис. 172.)

У п р а ж н е н и я. 1. Во сколько раз должна быть больше мощность синего излучения  $4600 \text{ \AA}$  по сравнению с мощностью зелено-желтого (максимум чувствительности), чтобы зрительное ощущение, даваемое ими, было одинаково?

2. При больших размерах источника нельзя пользоваться для расчета освещенности законом обратных квадратов. Однако мы можем мысленно разбить всю поверхность большого источника на столь малые участки, чтобы для каждого из них закон обратных квадратов был применим. Почему же он неприменим для всего источника в целом?

3. В тексте указано, что параллельный пучок не может быть реализован на опыте. Что мы имеем в виду, когда говорим, что основным свойством линзы считается получение с ее помощью параллельного пучка, если источник расположен в фокусе линзы?

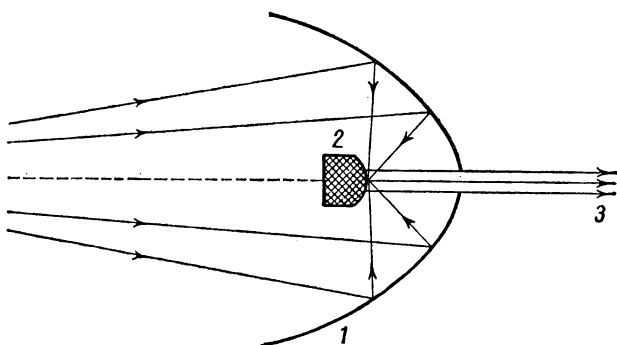


Рис. 173. Схема «гиперболоида».

1 — собирающее гиперболическое зеркало; 2 — отражающий гиперболоид; 3 — параллельный пучок лучей.

4. Какой световой поток падает на поверхность с площадью  $100 \text{ см}^2$  в ясный солнечный полдень, когда освещенность достигает  $100\,000 \text{ лк}$ ?

5. На поверхность с площадью  $4 \text{ м}^2$  падает световой поток, равный  $10\,000 \text{ лм}$ . Найти освещенность этой поверхности.

6. Сила света точечного источника равна  $100 \text{ св}$ . Найти полный световой поток, испускаемый этим источником, и освещенность поверхности, перпендикулярной к направлению лучей, находящейся на расстоянии  $3 \text{ м}$  от источника.

7. В известном романе А. Толстого «Гиперболоид инженера Гарина» описан прибор с гигантской разрушительной силой, основанный на концентрации световой энергии в весьма узком (параллельном) световом пучке (схема прибора дана на рис. 173). Рассмотреть действие прибора и объяснить, почему он не может дать тот эффект, который приписывает ему автор?

8. Какова яркость поверхности с коэффициентом отражения  $r=0,9$ , если ее освещенность равна  $100\,000\text{ лк}$ ?

9. Найти яркость источника, который с  $1\text{ мм}^2$  испускает внутри телесного угла в  $0,03\text{ стер}$  световой поток, равный  $15\text{ лм}$ .

10. Определить освещенность середины и края круглого стола, диаметр которого  $3\text{ м}$ . Освещение создается лампой в  $200\text{ св}$ , висящей на высоте  $2\text{ м}$  над серединой стола.

11. На молочное стекло падает световой поток  $F=2000\text{ лм}$ , отраженный световой поток  $F_r=500\text{ лм}$ , коэффициент поглощения стекла равен  $0,4$ . Найти коэффициенты отражения и пропускания, а также поглощенный и прошедший световые потоки.

12. На хромированную отражающую поверхность падает световой поток  $F=1000\text{ лм}$ . Найти отраженный и поглощенный световые потоки, если коэффициент отражения хрома  $r=0,65$ .

13. На лист белой бумаги площадью  $\sigma=500\text{ см}^2$  падает световой поток  $F=1000\text{ лм}$ . Коэффициент отражения бумаги  $r=0,68$ . Определить освещенность и яркость этого листа.

14. Определить яркость снежного покрова под солнечными лучами, создающими на нем освещенность  $E=50\,000\text{ лк}$ . Коэффициент отражения снега  $r=0,80$ .

15. Яркость Солнца равна  $B=100\,000\text{ св}$ , диаметр  $d=1,4\text{ млн. км}$ . Найти силу света Солнца, наблюдаемую с Земли, и освещенность земного экрана, перпендикулярного к солнечным лучам. (Расстояние от Земли до Солнца принять равным  $1,5 \cdot 10^8\text{ км}$ .)

16. Определить осевую яркость кратера электрической дуги, если сила света его по оси равна  $40\,000\text{ св}$ , а диаметр  $d=15\text{ мм}$ .

17. Сила света эталонной лампы  $I_{\text{эт}}=25\text{ св}$ . Расстояние от эталонной лампы до экрана фотометра при одинаковой яркости полей сравнения  $l_1=15\text{ см}$ . Расстояние от испытуемой лампы до экрана  $l_2=45\text{ см}$ . Найти силу света испытуемой лампы.

## Г Л А В А VIII

### ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ ОПТИКИ

**§ 79. Прямолинейное распространение волн.** Для решения вопроса, каким образом будет распространяться волна, мы должны, строго говоря, разобрать, как передается волновое возмущение от одной точки среды к другой, каким образом взаимодействуют между собой возмущения, вызванные отдельными частями волны, и каков будет окончательный результат этого взаимодействия. Опыт показывает, однако, что в очень многих случаях, а именно, когда размеры рассматриваемого участка волны велики по сравнению с длиной волны, ряд простых законов облегчает решение задачи о распространении волн.

Повторим опыт с волнами на воде, вызываемыми колебаниями ребра линейки  $LL$ , ударяющей по поверхности воды. Для того чтобы отыскать направление распространения волн, поставим на их пути преграду  $MM$  с отверстием, размеры которого значительно больше, чем длина волны, так, как это изображено на рис. 87,  $a$  (см. § 41). В соответствии с изложенным в § 41 мы обнаружим, что за перегородкой волны распространяются в прямолинейном канале, проведенном через края отверстия (рис. 174). Направление этого канала и представляет собой направление распространения волны. Оно остается неизменным, если мы поставим перегородку к о с о ( $M'M'$ ). Направление, вдоль которого распространяются волны, всегда оказывается перпендикулярным к линии, все точки которой достигаются волновым возмущением в один и тот же момент. Линию эту

нередко называют волновым фронтом<sup>1)</sup>. Прямая, перпендикулярная к волновому фронту (стрелка на рис. 174), указывает направление распространения волны. Эту линию мы будем называть *лучом*. Итак, *луч есть геометрическая линия, проведенная перпендикулярно к волновому фронту и показывающая направление распространения волнового возмущения*.

В каждой точке волнового фронта можно провести перпендикуляр к фронту, т. е. луч.

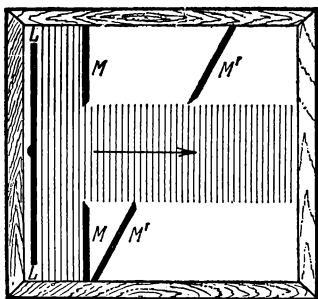


Рис. 174. Волны за широким отверстием распространяются в прямолинейном «канале», проведенном через края отверстия.

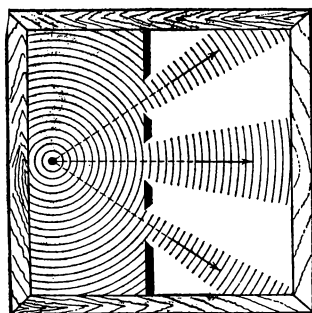


Рис. 175. Распространение волн через широкое отверстие в случае, когда фронт волны имеет форму окружности.

На рисунке размеры отверстий преуменьшены.

В рассмотренном нами случае фронт волны имеет вид прямой линии; поэтому лучи во всех точках фронта параллельны между собой. Если повторить опыт, взяв за источник волн колеблющийся конец проволоки, то фронт волны будет иметь форму окружности. Поставив на пути такой волны преграды с отверстиями, размеры которых велики по сравнению с длиной волны, получим картину, изображенную на рис. 175. Таким образом, и в этом случае направ-

<sup>1)</sup> Для водяных волн, распространяющихся по поверхности, волновой фронт представляется линией. Для пространственных волн (звук, свет) волновой фронт представляет собой поверхность, все точки которой волновое возмущение достигает в один и тот же момент (поверхность волны).

ление распространения волны совпадает с прямыми линиями, перпендикулярными к фронту волны, т. е. с направлением лучей; в данном случае лучи изображены радиусами, проведенными из точки, откуда исходят волны.

**§ 80. Прямолинейное распространение света и световые лучи.** Наблюдения показывают, что в однородной среде свет также распространяется вдоль прямых линий. Ряд опытов, иллюстрирующих это положение, общеизвестен. От точечного источника получается резкая тень (рис. 176), форма которой подобна форме некоторого

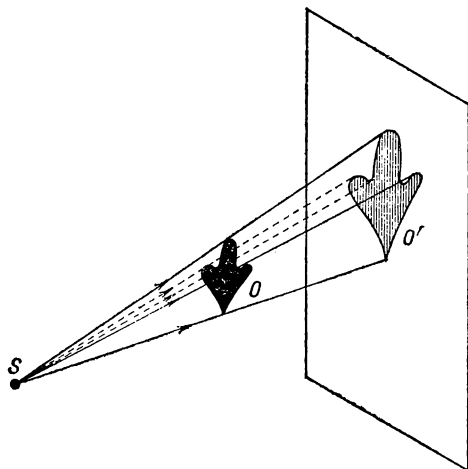


Рис. 176. При точечном источнике  $S$  резкая тень  $O'$ , отбрасываемая плоским объектом  $O$ , параллельным плоскости тени, подобна этому объекту.

сечения предмета, параллельного плоскости экрана; размеры же тени определяются взаимным расположением источника, предмета и экрана в полном соответствии с проектированием при помощи прямых линий. Наблюдающиеся иногда нерезкие тени (полутени) объясняются не отступлением направления распространения света от прямолинейности, а конечными размерами источника света (рис. 177). Всем известен способ, применяемый столярами, проверки «по лучу» прямолинейности кромки отстроганной доски (рис. 178). Явления прямолинейного распространения света представляют полную аналогию с явлениями,

описанными в предыдущем параграфе. Если мы сделаем «видимым» путь солнечного света, пустив в комнату

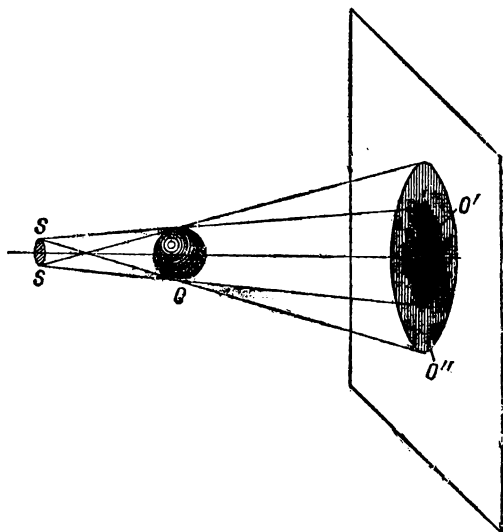


Рис. 177. При протяженном источнике  $SS$  тень  $O'$  от шара  $O$  окаймлена полутенью  $O''$ .

несколько клубов табачного дыма, то мы можем повторить опыт с перегородками. Поставим на пути света непрозрачный картон с одним или несколькими небольшими отверстиями, которые, конечно, во много раз превосходят длину световой волны; мы увидим путь света в комнате в виде узких каналов, опирающихся на края отверстий (рис. 179). При любом положении картона эти каналы имеют одно и то же направление: они указывают на Солнце.

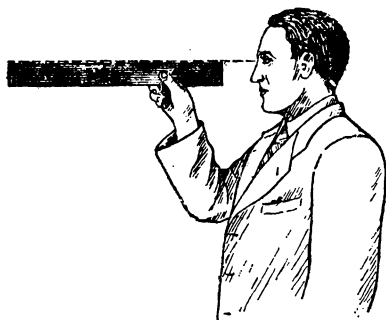


Рис. 178. Проверка прямолинейности кромки «по лучу зрения».

Если в затемненной комнате поставить внутри темного ящика с несколькими отверстиями яркую лампочку с



маленькой нитью, то путь выходящего света обрисуеться в запыленном воздухе в виде расходящихся в разные стороны узких пучков (рис. 180). Отметив на стене ящика положение лампы, мы без труда заметим, что пучки эти пересекаются в том месте, где находится нить лампы. Поступая так же, как

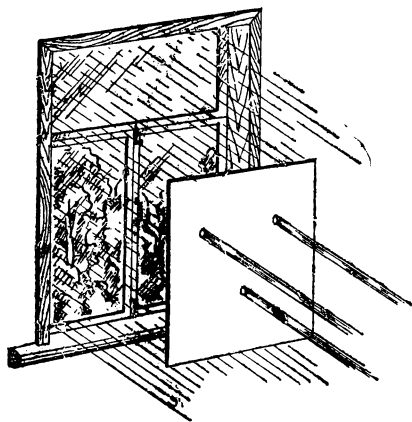


Рис. 179. Пучки, выделенные из плоской световой волны (источник — Солнце) экраном с небольшими отверстиями. Размеры отверстий еще очень велики по сравнению с длиной световой волны.

мы делали в опытах с водяными волнами, проведем линии, указывающие направление распространения света. Если выделенные пучки узки, то проведение таких линий нетрудно. Эти геометрические линии и представляют собой световые лучи. В рассмотренных случаях они будут почти параллельными линиями, направленными на Солнце, или радиусами, перпендикулярными к поверхности сферы, описанной из места расположения источника света (нить лампочки). Вдоль

этих прямолинейных лучей и распространяется световая волна.

Нередко в учебниках название «световой луч» приписывают тем узким световым пучкам, с помощью которых мы находим направление лучей. Это — неправильное выражение: мы называем лучом геометрическую линию, указывающую направление распространения света, а не самые световые пучки. Конечно, чем уже световой пучок, тем легче и точнее с его помощью отыскать направление распространения света, т. е. определить световой луч. Мы не можем, однако, осуществить бесконечно узкий световой пучок.

Уменьшая размеры отверстия, ограничивающего пучок, мы можем уменьшить ширину пучка лишь до известных пределов. Дальнейшее уменьшение отверстия не только не приводит к уменьшению сечения пучка, но, наоборот, ведет, как показывает опыт, к расширению его. В § 41 мы

познакомились с этим явлением при изучении водяных волн (рис. 87, б и в).

Для световых волн это явление можно наблюдать, получая изображение с помощью малого отверстия (так назы-

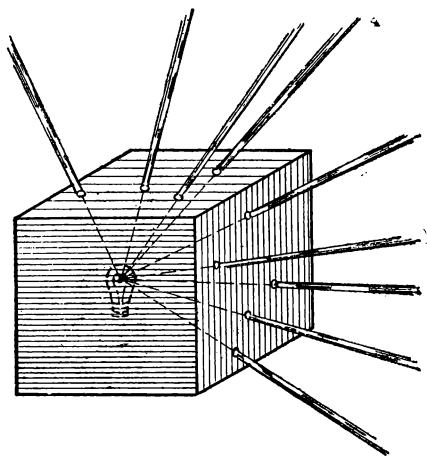


Рис. 180. Пучки, выделенные из сферической световой волны.

Источник — маленькая лампочка внутри непрозрачного ящика с отверстиями, большими по сравнению с длиной волны.

ваемая дырочная камера). Эти наблюдения показывают также, что закон прямолинейного распространения

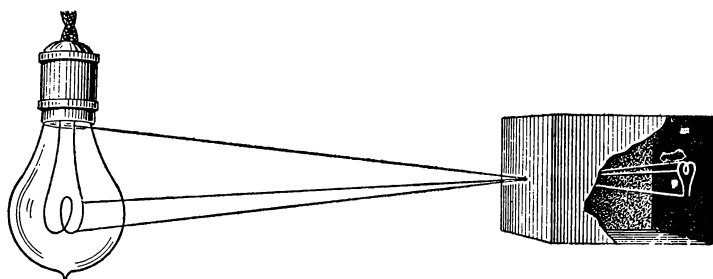


Рис. 181. Изображение предмета в «дырочной камере».

Для ясности чертежа размеры дырочного отверстия камеры не показаны. Каждому лучу на самом деле соответствует конус лучей, ввиду чего изображение волоска лампы оказывается слегка размытым.

света соблюдается только при известных условиях. Соответствующий опыт изображен на рис. 181. На матовом

стекле (или фотопластинке), прикрывающем заднюю стенку дырочной камеры, получается перевернутое изображение расположенного перед ней ярко освещенного объекта (например, нить лампы накаливания). Изображение х о р о ш о воспроизводит форму предмета и не зависит от формы отверстия, если отверстие достаточно мало.

Этот результат нетрудно понять. Действительно, от каждой точки источника через отверстие проходит узкий световой пучок, который дает на экране небольшое пятнышко, воспроизводящее форму отверстия. Свет

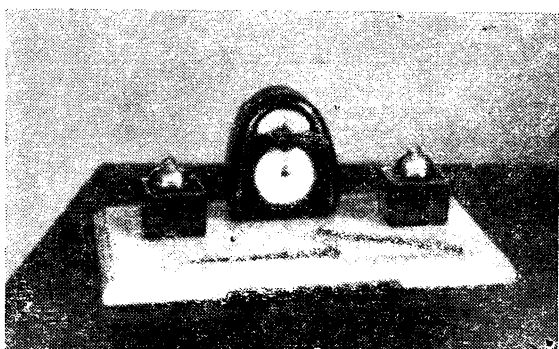


Рис. 182. Фотография, полученная с «дырочной камерой».

от всего источника в целом дает на экране картину, н а р и с о в а н н у ю такими светлыми пятнышками, накладывающимися друг на друга. Если размер отверстия таков, что отдельные пятнышки превосходят детали картины, то она получится размытой, плохо передающей объект. Но при достаточно малых размерах отверстия размеры пятнышек будут меньше деталей картины, и изображение получится вполне удовлетворительное.

Рис. 182 воспроизводит фотографию, полученную с помощью такой дырочной фотокамеры.

На рис. 183 изображена схема действия «дырочной камеры» и вид изображений, полученных при разных размерах отверстия. Однако улучшение изображения при уменьшении размеров отверстия наблюдается лишь до известного предела. При дальнейшем уменьшении отверстия резкость

картины начинает ухудшаться (рис. 183, г). При очень малых отверстиях «изображение» совсем теряет сходство с источником. Этот опыт показывает, что светлые пятнышки, которые рисуют отдельные точки источника, при малых размерах отверстия *расширяются* настолько, что превосходят детали картины, которая размывается тем больше, чем меньше отверстие. Но так как эти пятнышки есть следы световых пучков, вырезаемых отверстием, то наш опыт обнаруживает *расширение* светового пучка при чрезмерном уменьшении отверстия. Итак, мы не можем физически

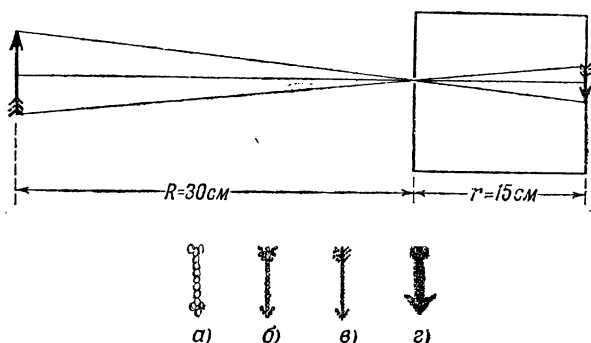


Рис. 183. Схема действия «дырочной камеры».

Изображение при разных размерах отверстий. а) отверстие около 3 мм; б) отверстие около 1 мм; в) отверстие около 0,5 мм; г) отверстие около 0,03 мм. Источником служит ярко освещенный вырез в экране, имеющий вид стрелки около 1 мм шириной.

выделить сколь угодно узкий пучок. Мы должны ограничиться выделением по возможности узких световых пучков конечной ширины и заменить их затем линиями, представляющими как бы оси этих пучков. Таким образом, световые лучи являются геометрическими понятиями. Польза, которую мы извлекаем из этих понятий, состоит в том, что с их помощью мы можем устанавливать направление распространения световой энергии. Законы, определяющие изменение направления лучей, позволяют решать очень важные в оптике задачи об изменении направления распространения световой энергии. Для разбора такого рода задач вполне уместно заменить физическое понятие — световую волну — геометрическим понятием — лучом — и проводить все рассуждения с помощью лучей.

Однако далеко не всегда вопрос о характере распространения световых волн может быть решен при помощи понятия о световых лучах. Существует много оптических явлений (опыты с дырочной камерой при достаточно малых размерах отверстия являются примером таких явлений), для понимания которых необходимо обратиться непосредственно к рассмотрению световых волн. Рассмотрение световых явлений с волновой точки зрения пригодно, конечно, и для решения более простых задач, где и метод лучей дает вполне удовлетворительные результаты. Но так как метод лучей значительно проще, то его и применяют обычно для рассмотрения всех вопросов, для которых он пригоден. Поэтому надо отдавать себе ясный отчет, для какого круга задач и с какой степенью точности можно использовать геометрические лучи, а где применение их приводит к значительным ошибкам и, следовательно, недопустимо.

Таким образом, метод оптики лучей или, как ее часто называют, *геометрической*, или *лучевой*, оптики является приближенным приемом решения, совершенно достаточным для разбора определенного круга вопросов. Поэтому одна из задач изучения оптики состоит в приобретении умения правильно использовать метод лучей и устанавливать границы его применения.

**§ 81. Законы отражения и преломления света.** Как уже указывалось (см. § 76), возможность видеть несветящиеся предметы связана с тем обстоятельством, что всякое тело частично отражает, а частично пропускает или поглощает падающий на него свет. В § 76 нас интересовали главным образом явления диффузного отражения и пропускания. Именно благодаря этим явлениям свет, падающий на тело, рассеивается в разные стороны, и мы получаем возможность видеть тело с любой стороны. В частности, благодаря рассеянному свету, хотя и слабому, мы видим отовсюду даже очень хорошие зеркала, которые должны были бы отражать свет только по одному направлению и, следовательно, быть заметными только по одному определенному направлению. Рассеянный свет возникает в этом случае из-за мелких дефектов поверхности, царапин, пылинок и т. д. В настоящей главе мы рассмотрим законы направленного (зеркального) отражения и направленного пропускания (преломления) света.

Для того чтобы имело место зеркальное отражение или преломление, поверхность тела должна быть достаточно гладкой (не матовой), а его внутренность — достаточно однородной (не мутной). Это означает, что неровности поверхности, равно как и неоднородности внутреннего строения, должны быть достаточно малы. Как и во всяком физическом явлении, выражение «достаточно мало» или «достаточно велико» означает малое или большое по сравнению с какой-то другой физической величиной, имеющей значение для изучаемого явления. В нашем случае такой величиной является длина световой волны. В дальнейшем мы укажем способы ее определения. Здесь же ограничимся указанием, что длина световой волны зависит от окраски светового пучка и имеет значение от 0,4 мк (для фиолетового цвета) до 0,8 мк (для темно-красного цвета). Таким образом, для того чтобы поверхность была оптически гладкой, а тело оптически однородным, необходимо, чтобы неровности и неоднородности были значительно меньше микрона.

В этой главе мы ограничимся случаем, когда поверхность тела плоская; вопрос о прохождении света через искривленную (сферическую) поверхность будет рассмотрен в следующей главе. Примером плоской поверхности может служить граница раздела воздуха и какой-нибудь жидкости в широком<sup>1)</sup> сосуде. Соответствующая полировка твердых тел также позволяет получать весьма совершенные плоские поверхности, среди которых металлические поверхности выделяются своей способностью отражать много света. Из стекла легко получить плоские пластинки, которые затем покрываются слоем металла, в результате чего получаются обычные зеркала.

Рассмотрим следующий простой опыт. Направим, например, узкий пучок лучей на поверхность воды в большом сосуде (рис. 184). Мы обнаружим, что часть света отразится от поверхности воды, другая часть пройдет из воздуха в воду. Для того чтобы падающий луч  $SO$ , отраженный луч  $OR$  и прошедший в воду луч  $OD$  были лучше видны, рекомендуется слегка запылить воздух над сосудом (например, дымом), а в воде, заполняющей сосуд, растворить немного мыла, благодаря чему вода станет слегка мутной. На опыте

---

<sup>1)</sup> В узких сосудах поверхность жидкости может быть заметно искривлена вследствие явлений капиллярности.

видно, что вошедший в воду луч не является простым продолжением луча, падающего на границу раздела, а испытывает преломление.

При изучении данного явления нас будут интересовать, во-первых, направления отраженного и преломленного лучей и, во-вторых, доля отраженной световой энергии и энергии, прошедшей из первой среды во вторую.

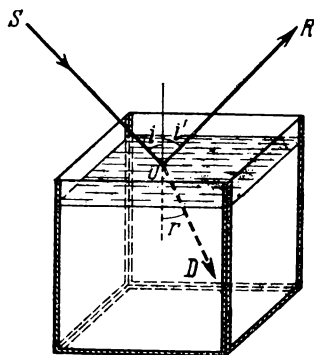


Рис. 184. Преломление и отражение света при падении луча на поверхность воды.

Займемся вначале отраженными лучами. Накроем поверхность раздела (зеркало) сверху непрозрачной цилиндрической поверхностью  $ACB$ , которую можно сделать, например, из плотной бумаги (рис. 185, а). На дуге  $ACB$  продеваем небольшие отверстия, расположенные, например, через каждые  $5^\circ$ . Тогда окажется, что если луч света пропущен в одно из этих отверстий и направлен по радиусу дуги  $ACB$  к центру  $O$ , то после отражения он выйдет из прибора через симметричное относительно

перпендикуляра  $NO$  отверстие в цилиндрическом колпаке, покрывающем зеркало. С какой бы точностью этот опыт ни осуществлялся, на самом совершенном угломерном инструменте результат его остается тем же. Этот надежно установленный результат можно формулировать в виде следующего **з а к о н а о т р а ж е н и я** света: *луч падающий, луч отраженный и перпендикуляр к отражающей поверхности лежат в одной плоскости, причем угол отражения луча равен углу падения.*

Углы падения ( $i$ ) и отражения ( $i'$ ) принято измерять от перпендикуляра к поверхности раздела до соответствующего луча.

Измерение угла, образуемого преломленным лучом с перпендикуляром к поверхности раздела (у г л а п р е л о м л е н и я), можно продумать тем же способом, какой мы использовали при измерении угла отражения. Для этого нужно продолжить цилиндрическую поверхность  $ACB$  во вторую среду (рис. 185, б). Точные измерения угла падения

$i$  и угла преломления  $r$  приводят к следующему закону преломления: *луч падающий, луч преломленный и перпендикуляр к поверхности раздела лежат в одной плоскости. Угол падения и угол преломления связаны соотношением*

$$\sin i / \sin r = n, \quad (1)$$

где показатель преломления  $n$  есть постоянная величина, не зависящая от угла падения и определяющаяся оптическими свойствами граничащих сред.

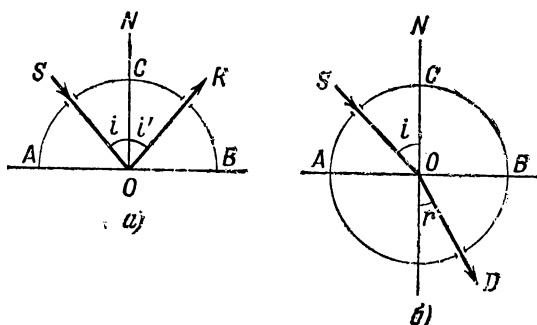


Рис. 185. Измерение угла отражения (а) и преломления (б).

Углы  $i$  и  $r$  мы условимся всегда измерять в направлении от перпендикуляра к соответствующему лучу.

Первые попытки найти закон преломления были сделаны известным астрономом Птолемеем <sup>1)</sup> почти два тысячелетия назад. Однако точность измерений в то время была еще недостаточно высока, и Птолемей пришел к выводу, что отношение углов падения и преломления при заданных средах остается постоянным. Заметим, что для получения правильной зависимости между углом падения и углом преломления нужно измерять эти углы с точностью до нескольких минут; это особенно существенно при небольших углах падения и преломления. При грубых измерениях при небольших углах вместо постоянства отношения синусов углов легко прийти к неправильному выводу о постоянстве отношения самих углов <sup>2)</sup>, как

<sup>1)</sup> Клавдий Птолемей (умер около 168 г.) — александрийский астроном.

<sup>2)</sup> Так как при малых углах  $\sin \alpha \approx \alpha$  (угол  $\alpha$  выражен в радианах), то  $\sin i \approx i$ ,  $\sin r \approx r$ , а следовательно,  $n = \sin i / \sin r \approx i / r$  (причем углы в последнем отношении могут быть выражены и в градусах, ибо отношение однородных величин не зависит от выбора единицы измерения их).



и случилось с Птолемеем. В правильной форме закон преломления был установлен только спустя полторы тысячи лет после Птолемея учеными Снеллием <sup>1)</sup> и, по-видимому, независимо от него Декартом <sup>2)</sup>.

Перейдем теперь к вопросу о количестве отраженной световой энергии. Мы знаем, что изображение нашего лица в хорошем зеркале всегда более светлое, чем, например, в поверхности воды в реке или колоде. Это связано с тем уже неоднократно упоминавшимся обстоятельством, что не вся световая энергия, падающая на границу раздела двух сред, отражается от нее: часть света (в зависимости от среды) проникает через границу раздела во вторую среду и проходит через нее насквозь или частично поглощается в ней.

Доля отраженной световой энергии зависит и от оптических свойств граничащих между собой сред и от угла падения. Если, например, свет падает на стеклянную пластинку перпендикулярно к ее поверхности (угол падения равен нулю), то отражается всего только около 5% световой энергии, а 95% проходит через границу раздела. При увеличении угла падения доля отраженной энергии возрастает. В табл. 4 приводится в качестве примера доля отраженной энергии при различных углах падения света на поверхность, разграничивающую воздух и стекло ( $n=1,555$ ). В табл. 5 приводятся аналогичные данные для поверхности раздела воздух — вода.

Таблица 4

Доля отраженной энергии при различных углах  
падения света на поверхность стекла

Угол падения	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	89°	90°
Доля отраженной энергии (в %)	4,7	4,7	4,7	4,9	5,3	6,6	9,8	18	39	91	100
Доля прошедшей энергии (в %)	95,3	95,3	95,3	95,1	94,7	93,4	90,2	82	61	9	0

<sup>1)</sup> Виллеброрд Снеллий (1591—1626) — голландский физик.

<sup>2)</sup> Рене Декарт (1596—1650) — французский математик и физик.

Таблица 5

**Доля отраженной энергии при различных углах  
падения света на поверхность воды**

Угол падения	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	89°	90°
Доля отраженной энергии (в %)	2,0	2,0	2,1	2,2	2,5	3,4	6,0	13,5	34,5	90,0	100
Доля прошедшей энергии (в %)	98,0	98,0	97,9	97,8	97,5	96,6	94,0	86,5	65,5	10,0	0

В заключение мы должны сделать оговорку, что закон отражения и закон преломления справедливы только в том случае, если поверхность раздела по своим размерам значительно превосходит длину волны света. Маленькое зеркало, например, действует как маленькое отверстие, с той только разницей, что оно еще изменяет направление падающих на него лучей. Если зеркальце имеет размеры, меньшие 0,01 мм, то, так же как при прохождении света через очень малые отверстия, начинают уже заметно сказываться волновые свойства света. В этом случае узкий пучок, отражаясь, расширяется и притом тем значительно, чем меньше размер зеркала. То же справедливо и по отношению к преломленному пучку. Разъяснение этих явлений будет дано в главе о дифракции света.

**§ 82. Обратимость направления световых лучей.** Рассматривая в предыдущем параграфе явления, происходящие при падении света на границу раздела двух сред, мы считали, что свет распространяется в определенном направлении, указанном на рис. 184, 185 стрелками. Поставим теперь вопрос: что произойдет, если свет будет распространяться в обратном направлении? Для случая отражения света это означает, что падающий луч будет направлен не слева вниз, как на рис. 186, а, а справа вниз, как на рис. 186, б; для случая преломления мы будем рассматривать прохождение света не из первой среды во вторую, как на рис. 186, в, а из второй среды в первую, как на рис. 186, г.

Точные измерения показывают, что и в случае отражения и в случае преломления углы между лучами и перпендикуляром к поверхности раздела, остаются неизмен-

ными; меняется только направление стрелок. Таким образом, если световой луч будет падать по направлению  $CB$  (рис. 186, б), то луч отраженный пойдет по направлению  $BA$ , т. е. окажется, что по сравнению с первым случаем падающий и отраженный лучи поменялись местами. То же наблюдается и при преломлении светового луча. Пусть  $AB$  — падающий луч,  $BC$  — прелом-

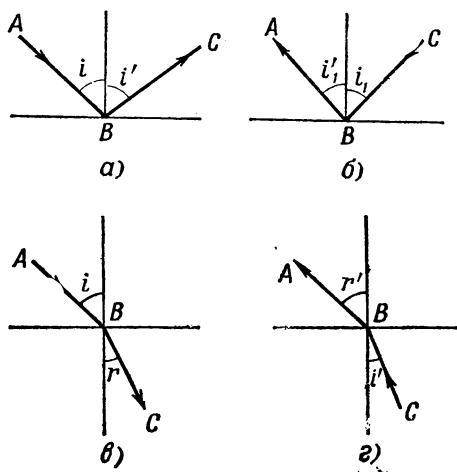


Рис. 186. Обратимость направления световых лучей при отражении (а, б) и при преломлении (в, г).  
Если  $i' = r$ , то  $r' = i$ .

ленный луч (рис. 186, в). Если свет падает по направлению  $CB$  (рис. 186, г), то преломленный луч идет по направлению  $BA$ , т. е. падающий и преломленный лучи опять обмениваются местами.

Таким образом, как при отражении, так и при преломлении свет может проходить один и тот же путь в обоих противоположных друг другу направлениях (рис. 187). Это свойство света носит название *обратимости световых лучей*.

Обратимость световых лучей означает, что если показатель преломления при переходе из первой среды во вторую равен  $n$ , то при переходе из второй среды в первую он равен  $\frac{1}{n}$ . Действительно, пусть свет падает под углом  $i$  и преломляется под углом  $r$ , так что  $n = \sin i / \sin r$ . Если при обратном ходе лучей свет падает под углом  $r$ , то он должен преломляться под углом  $i$  (обратимость). В таком случае показатель преломления  $n' = \sin r / \sin i$  и, следовательно,  $n' = 1/n$ . Например, при переходе луча из воздуха в стекло  $n = 1,50$ , а при переходе из стекла в воздух  $n' = 0,67 = 1/1,50$ .

Свойство обратимости световых лучей сохраняется и при многократных отражениях и преломлениях, которые могут

происходить в любой последовательности. Это следует из того, что при каждом отражении или преломлении направление светового луча может быть изменено на обратное.

Таким образом, если при выходе светового луча из любой системы преломляющих и отражающих сред заставить

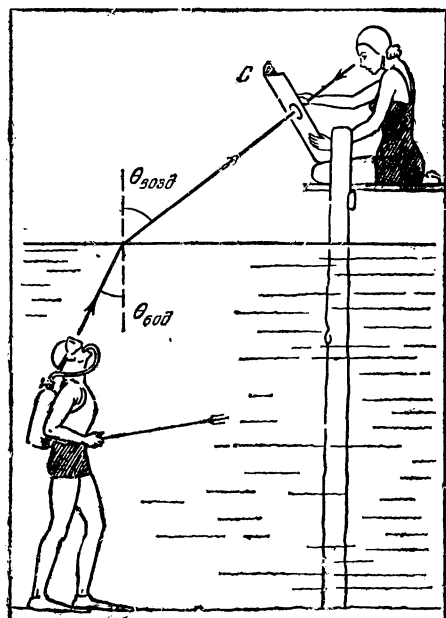


Рис. 187. К обратимости световых лучей при преломлении.

световой луч на последнем этапе отразиться точно назад, то он пройдет всю систему в обратном направлении и вернется к своему источнику.

Обратимость направления световых лучей можно теоретически доказать, используя законы преломления и отражения и не прибегая к новым опытам. Для случая отражения света доказательство проводится весьма просто (см. упражнение 22). Более сложное доказательство для случая преломления света можно найти в учебниках оптики.

**§ 83. Показатель преломления.** Обратимся к более подробному рассмотрению показателя преломления, введенного нами в § 81 при формулировке закона преломления.

Показатель преломления зависит от оптических свойств и той среды, из которой луч падает, и той среды, в которую он проникает. Показатель преломления, полученный в том

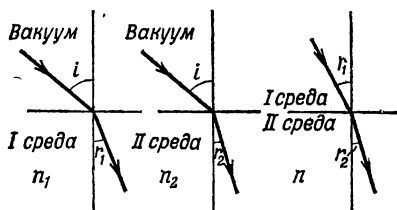


Рис. 188. Относительный показатель преломления двух сред:

$$n_1 = \sin i / \sin r_1; \quad n_2 = \sin i / \sin r_2; \\ n = \sin r_1 / \sin r_2 = n_2 / n_1.$$

случае, когда свет из пустого пространства (вакуума) падает на какую-либо среду, называется **абсолютным показателем преломления данной среды**.

Пусть абсолютный показатель преломления первой среды есть  $n_1$ , а второй среды —  $n_2$ . Рассматривая преломление на границе первой и второй сред, убедимся, что

показатель преломления  $n$  при переходе из первой среды во вторую, так называемый *относительный показатель преломления*, равен отношению абсолютных показателей преломления второй и первой сред:

$$n = n_2 / n_1 \quad (2)$$

(рис. 188). Наоборот, при переходе из второй среды в первую имеем относительный показатель преломления

$$n' = 1/n = n_1 / n_2. \quad (3)$$

Установленная связь между относительным показателем преломления двух сред и их абсолютными показателями преломления могла бы быть выведена и теоретическим путем, без новых опытов, подобно тому, как это можно сделать для закона обратимости (§ 82).

Среда, обладающая бóльшим показателем преломления, называется **оптически более плотной**. Обычно измеряется показатель преломления различных сред относительно воздуха. В следующей таблице содержатся относительные показатели преломления, найденные для ряда случаев преломления света на границе воздуха и соответствующей среды.

Показатель преломления зависит от длины волны света, т. е. от его **ц в е т а**. Различным цветам соответствуют раз-

личные показатели преломления. Это явление, называемое *дисперсией*, играет важную роль в оптике. Мы неоднократно будем иметь дело с этим явлением в последующих главах. Данные, приведенные в табл. 6, относятся к желтым лучам.

Таблица 6

**Показатели преломления различных веществ  
относительно воздуха**

Жидкости		Твердые вещества	
Вещество	$n$	Вещество	$n$
Вода . . . . .	1,333	Сахар . . . . .	1,56
Спирт этиловый . . . . .	1,362	Алмаз . . . . .	2,417
Сероуглерод . . . . .	1,632	Рубин . . . . .	1,76
Глицерин . . . . .	1,47	Стекло (легкий крон) <sup>1)</sup>	1,57
Жидкий водород . . . . .	1,12	Стекло (тяжелый флинт) <sup>1)</sup>	1,80
Жидкий гелий . . . . .	1,028		
Лед . . . . .	1,31		

<sup>1)</sup> Крон и флинт — различные сорта оптических стекол.

Абсолютный показатель преломления воздуха равен  $n_{\text{возд}} = 1,003$ . Таким образом, абсолютный показатель преломления какой-либо среды  $n_{\text{абс}}$  связан с ее показателем преломления относительно воздуха  $n_{\text{отн}}$  формулой

$$n_{\text{абс}} = n_{\text{возд}} \cdot n_{\text{отн}} = 1,003 n_{\text{отн}}. \quad (4)$$

Интересно отметить, что закон отражения может быть формально записан в том же виде, как и закон преломления. Вспомним, что мы условились всегда измерять углы от перпендикуляра к соответствующему лучу. Следовательно, мы должны считать угол падения  $i$  и угол отражения  $i'$  имеющими противоположные знаки, т. е. закон отражения можно записать в виде

$$i = -i',$$

или

$$\sin i / \sin i' = -1. \quad (5)$$

Сравнивая (5) с законом преломления, мы видим, что закон отражения можно рассматривать как частный случай закона преломления при  $n = -1$ . Это формальное сходство законов отражения и преломления приносит большую пользу при решении практических задач.

**§ 84. Полное внутреннее отражение.** Мы указывали в § 81, что при падении света на границу раздела двух сред

световая энергия делится на две части: одна часть отражается, другая часть проникает через границу раздела во вторую среду. На примере перехода света из воздуха в стекло, т. е. из среды, оптически менее плотной, в среду, оптически более плотную, мы видели, что доля отраженной энергии зависит от угла падения. В рассматриваемом случае доля отраженной энергии сильно возрастает по мере увеличения угла падения; однако даже при очень больших углах падения, близких к  $90^\circ$ , когда световой луч почти скользит вдоль поверхности раздела, все же часть световой энергии переходит во вторую среду (см. § 81, табл. 4).

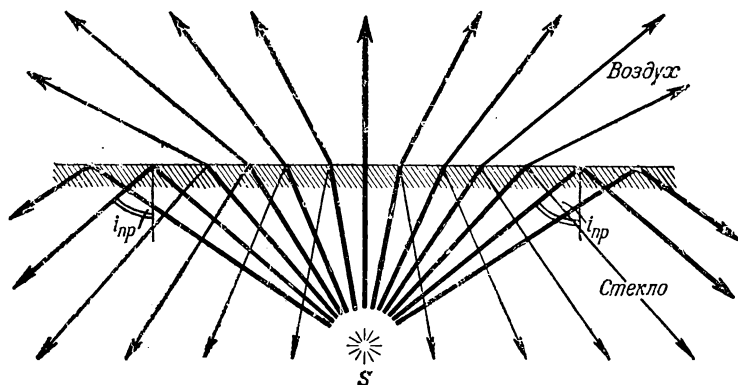


Рис. 189. Полное внутреннее отражение.

На рисунке толщина лучей соответствует доле отраженной или прошедшей через границу раздела световой энергии.

Новое интересное явление возникает, если свет, распространяющийся в какой-либо среде, падает на границу раздела этой среды со средой, оптически менее плотной, т. е. имеющей меньший абсолютный показатель преломления. Здесь также доля отраженной энергии возрастает с увеличением угла падения, однако возрастание идет по иному закону: начиная с некоторого угла падения, вся световая энергия отражается от границы раздела. Это явление носит название *полного внутреннего отражения*.

Рассмотрим снова, как и в § 81, падение света на границу раздела стекла и воздуха. Пусть световой луч падает из стекла на границу раздела под различными углами падения (рис. 189). Если измерить долю отра-

женной световой энергии и долю световой энергии, прошедшей через границу раздела, то получаются величины, приведенные в таблице 7 (стекло, так же как и в таблице 4, имело показатель преломления  $n=1,555$ ).

Угол падения  $i_{\text{пр}}$ , начиная с которого вся световая энергия отражается от границы раздела, называется *предельным углом полного внутреннего отражения*. У стекла, для которого составлена табл. 7 ( $n=1,555$ ), предельный угол равен приблизительно  $40^\circ$ .

Обратим внимание, что при падении света на границу раздела под предельным углом угол преломления равен  $90^\circ$ , т. е. в формуле, выражающей для данного случая закон преломления,

$$\sin i / \sin r = 1/n$$

при  $i=i_{\text{пр}}$  мы должны положить  $r=90^\circ$  или  $\sin r=1$ . Отсюда находим:

$$\sin i_{\text{пр}} = 1/n. \quad (6)$$

При углах падения, больших  $i_{\text{пр}}$ , преломленного луча не существует. Формально это следует из того, что при углах падения, больших  $i_{\text{пр}}$ , из закона преломления для  $\sin r$  получаются значения, большие единицы, что, очевидно, невозможно.

Таблица 7

Доля отраженной энергии для различных углов падения при переходе света из стекла в воздух

Угол падения $i$	$0^\circ$	$10^\circ$	$20^\circ$	$30^\circ$	$35^\circ$	$38^\circ$	$39^\circ$	$39^\circ 30'$	$40^\circ$	$50^\circ$	$60^\circ$	$70^\circ$	$80^\circ$
Угол преломления $r$	$0^\circ$	$15^\circ 40'$	$32^\circ$	$51^\circ$	$63^\circ$	$73^\circ 20'$	$79^\circ$	$82^\circ$	$90^\circ$	—	—	—	—
Доля отраженной энергии (в %)	4,7	4,7	5,0	6,8	12	23	36	47	100	100	100	100	100

В таблице 8 приведены предельные углы полного внутреннего отражения для некоторых веществ, показатели преломления которых приведены в таблице 6. Нетрудно убедиться в справедливости соотношения (6).



**Предельные углы полного внутреннего отражения  
на границе с воздухом**

Вещество	$i$ пр в градусах	Вещество	$i$ пр в градусах
Вода . . . . .	49	Стекло (легкий крон)	40
Сероуглерод . . . . .	38	Стекло (тяжелый флинт) . . . . .	34
Глицерин . . . . .	43	Алмаз . . . . .	24

Полное внутреннее отражение можно наблюдать на границе воздушных пузырьков в воде. Они блестят потому, что падающий на них солнечный свет полностью

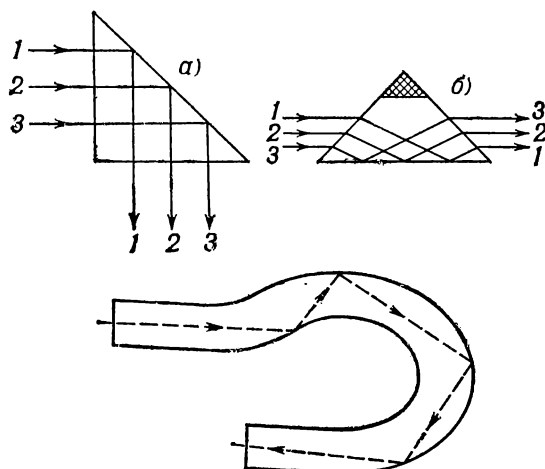


Рис. 190. Ход лучей в стеклянной поворотной призме (а), оборачивающей призме (б) и в изогнутой пластмассовой трубке — светопроводе (в).

отражается назад, не проходя внутри пузырьков. Это особенно заметно на тех воздушных пузырьках, которые всегда имеются на стеблях и листьях подводных растений и которые на солнце кажутся сделанными из серебра, т. е. из материала, очень хорошо отражающего свет.

Полное внутреннее отражение находит себе применение в устройстве стеклянных поворотных и оборачи-

в а ю щ и х призм, действие которых понятно из рис. 190. Предельный угол для стекла составляет  $35\text{--}40^\circ$  в зависимости от показателя преломления данного сорта стекла; поэтому применение таких призм не встречает затруднений в отношении подбора углов входа и выхода световых лучей. Поворотные призмы с успехом исполняют функции зеркал и выгодны тем, что их отражающие свойства остаются неизменными, тогда как металлические зеркала тускнеют с течением времени из-за окисления металла. Надо заметить, что оборачивающая призма и проще по устройству эквивалентной ей поворотной системы зеркал. Поворотные призмы применяются, в частности, в перископах.

**§ 85. Преломление в плоскопараллельной пластинке.** Пусть луч  $AB$  (рис. 191) падает на плоскопараллельную стеклянную пластинку. В стекле он преломится и пойдет в направлении  $BC$ . В точке  $C$  он снова преломится и выйдет из пластинки в направлении  $CD$ . Докажем, что луч  $CD$ , выходящий из пластинки, параллелен падающему на пластинку лучу  $AB$ .

Для преломления в точке  $B$  имеем:

$$\sin i / \sin r = n,$$

где  $n$  — показатель преломления пластинки. Для преломления в точке  $C$  закон преломления дает

$$\sin r / \sin i_1 = \frac{1}{n},$$

так как в этом случае луч выходит из пластинки в воздух. Перемножив эти два выражения, находим:

$$\sin i = \sin i_1.$$

или, так как  $i \leq 90^\circ$  и  $i_1 \leq 90^\circ$ ,

$$i = i_1,$$

откуда следует, что лучи  $AB$  и  $CD$  параллельны.

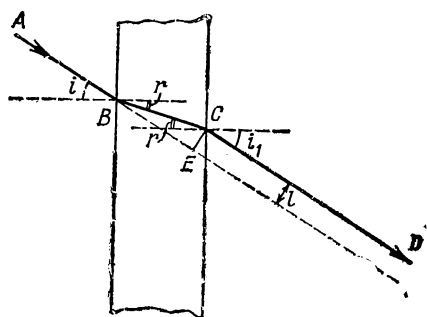


Рис. 191. Преломление в плоскопараллельной пластинке.

Луч  $CD$  смещен в сторону относительно падающего луча  $AB$ . Величина смещения  $l=EC$  зависит от толщины пластинки и углов падения и преломления. Смещение, очевидно, тем меньше, чем тоньше пластинка.

§ 86. Преломление в призме. Пусть луч  $AB$  падает на одну из граней призмы. Преломившись в точке  $B$ , луч пойдет по направлению  $BC$  и, вторично преломившись в

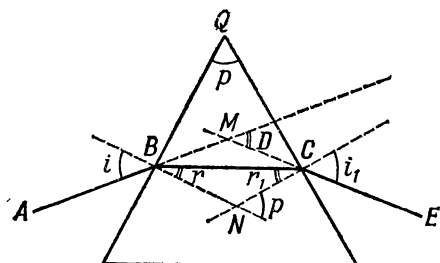


Рис. 192. Преломление в призме.

точке  $C$ , выйдет из призмы в воздух (рис. 192). Найдем угол  $D$ , на который луч, пройдя через призму, отклонится от первоначального направления. Этот угол мы будем называть *углом отклонения*. Угол между преломляющимися гранями, называемый *преломляющим*

*углом призмы*, обозначим  $p$ . Из четырехугольника  $BQCN$ , в котором углы при  $B$  и  $C$  — прямые, найдем, что угол  $BNC$  равен  $180^\circ - p$ . Пользуясь этим, из четырехугольника  $BMCN$  находим:

$$(180^\circ - D) + (180^\circ - p) + i + i_1 = 360^\circ.$$

Отсюда

$$D = i + i_1 - p. \quad (7)$$

Угол  $p$ , как внешний угол в треугольнике  $BCN$ , равен

$$p = r + r_1, \quad (8)$$

где  $r$  — угол преломления в точке  $B$ , а  $r_1$  — угол падения в точке  $C$  луча, выходящего из призмы. Далее, пользуясь законом преломления, имеем:

$$\sin i = n \sin r, \quad (9)$$

$$\sin i_1 = n \sin r_1. \quad (10)$$

С помощью полученных уравнений, зная преломляющий угол призмы  $p$  и показатель преломления  $n$ , мы можем при любом угле падения  $i$  вычислить угол отклонения  $D$ .

Особенно простую форму получает выражение для угла отклонения в том случае, когда преломляющий угол приз-

мы  $p$  мал, т. е. призма тонкая, а угол падения  $i$  невелик; тогда угол  $i_1$  также мал. Заменяя приближенно в формулах (9) и (10) синусы углов самими углами (в радианах), имеем:

$$i = nr; \quad i_1 = nr_1.$$

Подставляя эти выражения в формулу (7) и пользуясь (8), находим:

$$D = n(r + r_1) - p = (n - 1)p. \quad (11)$$

Этой формулой, справедливой для тонкой призмы при падении на нее лучей под небольшим наклоном, мы воспользуемся в дальнейшем.

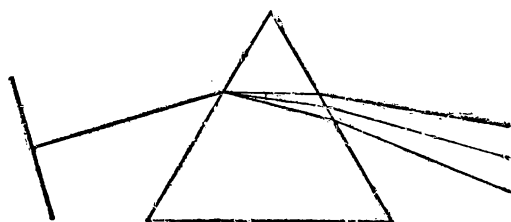


Рис. 193. Разложение белого света при преломлении в призме.

Падающий пучок белого света изображен в виде фронта с перпендикулярным к нему направлением распространения волны. Для преломленных пучков показаны только направления распространения волн.

Обратим внимание, что угол отклонения луча в призме зависит от показателя преломления вещества, из которого сделана призма. Как мы указывали выше, показатель преломления для разных цветов света различен (дисперсия). Для прозрачных тел показатель преломления фиолетовых лучей наибольший, затем следуют лучи синие, голубые, зеленые, желтые, оранжевые, и, наконец, красные, которые имеют наименьший показатель преломления. В соответствии с этим угол отклонения  $D$  для фиолетовых лучей наибольший, для красных — наименьший, и луч белого цвета, падающий на призму, по выходе из нее окажется разложенным на ряд цветных лучей (рис. 193 и рис. I на вклейке), т. е. образуется *спектр* лучей.

**У п р а ж н е н и я . 18.** Поместив экран позади куска картона, в котором проделано маленькое отверстие, можно получить на этом экране изображение источника. При каких условиях изображение

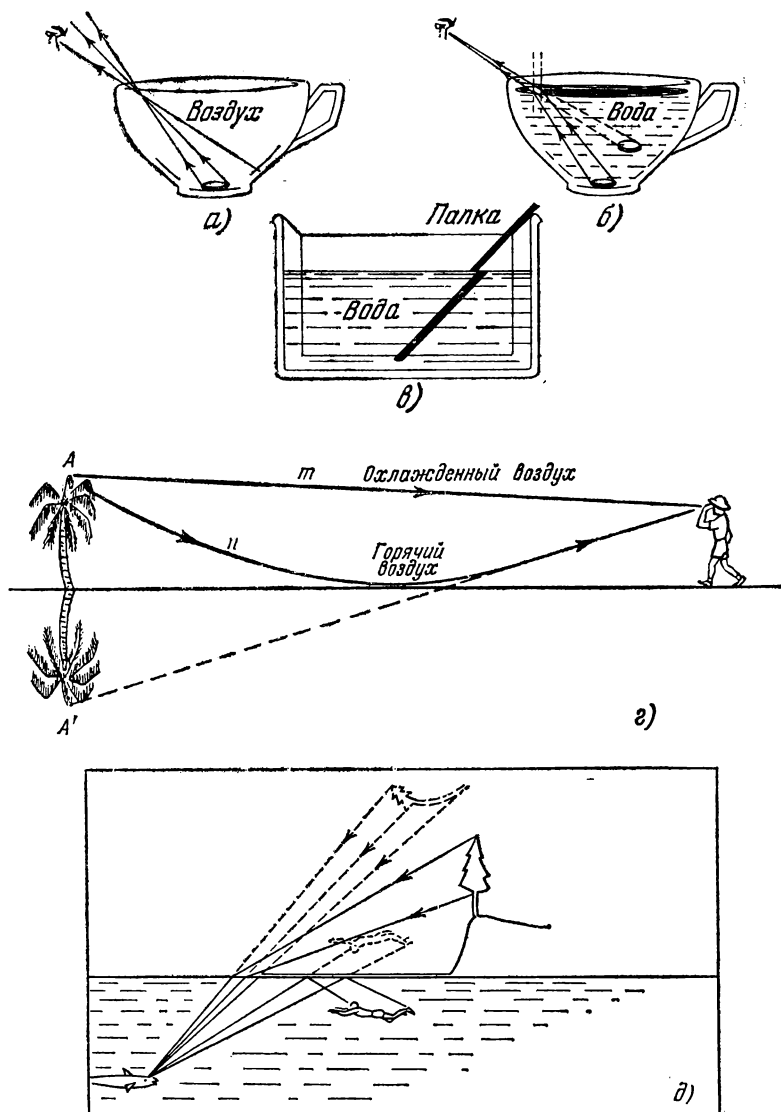


Рис. 194. К упражнению 27.

Если чашка пустая, глаз не видит монеты (а), если же чашка наполнена водой, то монета видна (б). Палка, погруженная одним концом в воду, кажется сломанной (в). Мираж в пустыне (г). Как рыба видит дерево и ныряльщика (д).

на экране будет отчетливое? Объясните, почему изображение получается перевернутое?

19. Докажите, что пучок параллельных лучей остается таким же после отражения от плоского зеркала.

20. Чему равен угол падения луча, если луч падающий и луч отраженный образуют угол в  $90^\circ$ ?

21. Чему равен угол падения луча, если луч отраженный и луч преломленный образуют угол в  $90^\circ$ ? Показатель преломления второй среды относительно первой равен  $n$ .

22. Докажите обратимость направления световых лучей для случая отражения света.

23. Можно ли придумать такую систему зеркал и призм (линз), через которую один наблюдатель видел бы второго наблюдателя, а второй наблюдатель не видел бы первого?

24. Показатель преломления стекла относительно воды равен 1,182; показатель преломления глицерина относительно воды равен 1,105. Найти показатель преломления стекла относительно глицерина.

25. Найти предельный угол полного внутреннего отражения для алмаза на границе с водой.

26. Найти смещение луча при прохождении его через плоскопараллельную пластинку из стекла с показателем преломления  $n=1,55$ , если угол падения  $i=45^\circ$ , а толщина пластинки  $d=1$  см.

27. Пользуясь законами преломления и отражения, объясните явления, показанные на рис. 194, а, б, в, г, д.

## ГЛАВА IX

### ПРИМЕНЕНИЕ ЗАКОНОВ ОТРАЖЕНИЯ И ПРЕЛОМЛЕНИЯ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ

**§ 87. Источник света и его изображение.** В главе VIII был сделан общий обзор законов распространения света. Теперь мы переходим к детальному рассмотрению отдельных законов и их приложений, которые имеют большое практическое значение. В данной главе мы рассмотрим преломление световых лучей в линзе и отражение лучей от зеркал различных типов.

Мы знаем из повседневной жизни, что, рассматривая какой-либо объект, являющийся источником света, мы можем составить представление о местоположении этого объекта. Для решения подобных задач достаточно проследить путь двух каких-либо лучей, исходящих из данного элемента светящегося объекта: точка их пересечения определит положение точечного источника света или, если источник света протяженный, того или иного небольшого элемента источника. Другие лучи можно и не рассматривать, так как все они, исходя из одной точки источника, не дадут ничего нового для отыскания положения этой точки.

Умение правильно определять местоположение светящихся объектов приобретает человеком постепенно, в результате его жизненного опыта. Маленький ребенок, например, стремится «схватить» звезду или Солнце и тянется к ним рукой. Только по мере накопления опыта человек научается правильно оценивать расстояние до объектов, испускающих свет.

Во всех тех случаях, когда некоторая точка  $S'$  является точкой пересечения и последующего расхождения световых

лучей, глаз (а также любой другой приемник, способный реагировать на воздействие света) будет воспринимать эти лучи так, как если бы в точке  $S'$  действительно находился источник света. Подобные точки, в которых тем или иным способом собираются световые лучи, исходящие из реального источника света, называются *изображениями* этого источника (рис. 195). Положение изображения можно найти, построив ход каких-либо двух проходящих через него лучей.

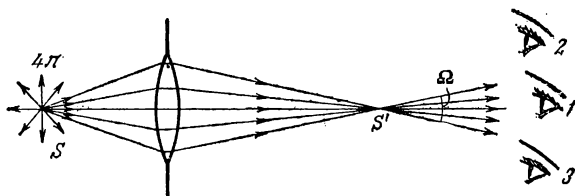


Рис. 195. Реальный точечный источник  $S$  можно видеть из любого положения.

Его изображение  $S'$  можно видеть только внутри ограниченного телесного угла  $\Omega$  (положение 1). В положениях 2 и 3 изображение невидимо.

Изображения точечных источников существенно отличаются от действительных точечных источников, рассмотренных в гл. VII, тем, что из них лучи расходятся в ограниченном телесном угле, тогда как из реального точечного источника — равномерно во все стороны (ср. на рис. 195 точки  $S$  и  $S'$ ). Поэтому изображение в отличие от точечного источника можно видеть не из любого положения. В данной главе это различие имеет второстепенное значение, но при решении вопроса об освещенности и яркости изображения (гл. X) это различие существенно.

Получение изображений светящихся точек, а также протяженных предметов является центральной задачей всей геометрической оптики. Применяя законы отражения и преломления, мы будем в первую очередь интересоваться вопросом образования изображений.

**§ 88. Преломление в линзе. Фокусы линзы.** В гл. VIII был сформулирован закон преломления света, устанавливающий, как меняется направление светового луча при переходе света из одной среды в другую. Был рассмотрен



простейший случай преломления света на плоской границе раздела двух сред.

В практических применениях очень большое значение имеет преломление света на сферической границе раздела. Основная деталь оптических приборов — линза — представляет собой обычно стеклянное тело, ограниченное с двух сторон сферическими поверхностями; в частном случае одна из поверхностей линзы может быть плоскостью, которую можно рассматривать как сферическую поверхность бесконечно большого радиуса.

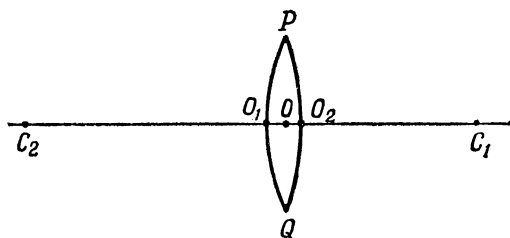


Рис. 196. Тонкая линза.

$O$  — оптический центр;  $C_1$  и  $C_2$  — центры ограничивающих линзу сферических поверхностей.

Линзы могут быть изготовлены не только из стекла, а, вообще говоря, из любого прозрачного вещества. В некоторых приборах, например, применяются линзы из кварца, каменной соли и др. Заметим, что и поверхности линз могут быть также более сложной формы, например цилиндрические, параболические и т. д. Однако такие линзы применяются сравнительно редко. В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением линз со сферическими поверхностями.

Итак, рассмотрим линзу, ограниченную двумя сферическими преломляющими поверхностями  $PO_1Q$  и  $PO_2Q$  (рис. 196). Центр первой преломляющей поверхности  $PO_1Q$  лежит в точке  $C_1$ , центр второй поверхности  $PO_2Q$  — в точке  $C_2$ . На рис. 196 для ясности чертежа изображена линза, имеющая заметную толщину  $O_1O_2$ . В действительности мы будем обычно предполагать, что рассматриваемые линзы очень тонки, т. е. расстояние  $O_1O_2$  очень мало по сравнению с  $O_1C_1$  или  $O_2C_2$ . В таком случае точки  $O_1$  и  $O_2$  можно считать практически сливающимися в одной точке  $O$ . Эта точка  $O$  называется *оптическим центром* линзы.

Всякая прямая, проходящая через оптический центр, называется *оптической осью* линзы. Та из осей, которая проходит через центры обеих преломляющих поверхностей линзы, называется *главной оптической осью*, остальные — *побочными осями*.

Луч, идущий по какой-либо из оптических осей, проходя через линзу, практически не меняет своего направления. Действительно, для лучей, идущих вдоль оптической оси, участки обеих поверхностей линзы можно считать параллельными, а толщину линзы мы считаем весьма малой. При прохождении же через плоскопараллельную пластинку, как

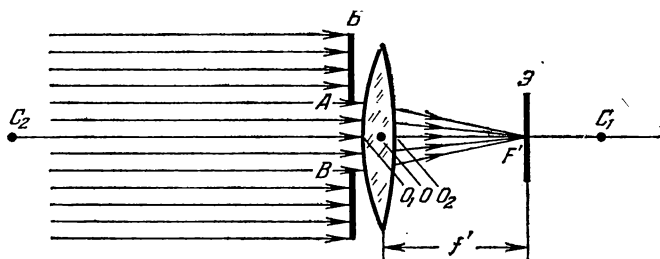


Рис. 197. Главный фокус линзы.

$B$  — черная бумага с вырезом  $AB$ , размеры которого значительно меньше расстояний  $O_1C_1$  и  $O_2C_2$ ; в точке  $F'$  на экране  $\mathcal{E}$  собираются лучи параллельного пучка, прошедшие через открытую часть линзы;  $F'$  лежит на главной оптической оси и называется *главным фокусом*.

мы знаем, световой луч претерпевает параллельное смещение, но смещением луча в очень тонкой пластинке можно пренебречь (см. упражнение 26).

Если на линзу падает световой луч не вдоль одной из ее оптических осей, а по какому-либо другому направлению, то он, испытав преломление сначала на первой ограничивающей линзу поверхности, потом на второй, отклонится от первоначального направления.

Прикроем линзу черной бумагой с вырезом, оставляющим открытым небольшой участок около главной оптической оси. Размеры выреза мы предполагаем малыми по сравнению с  $O_1C_1$  и  $O_2C_2$ . Пустим на линзу вдоль главной оптической оси ее слева направо параллельный пучок света. Лучи, идущие сквозь открытую часть линзы, преломятся и пройдут через некоторую точку  $F'$ , лежащую на главной оптической оси, справа от линзы на расстоянии  $f'$  от оптического центра  $O$ . Если в точке  $F'$  расположить белый экран,

то место пересечения лучей изобразится в виде яркого пятнышка. Эта точка  $F'$  на главной оптической оси, где пересекаются после преломления в линзе лучи, параллельные главной оптической оси, называется *главным фокусом*, а расстояние  $f' = OF'$  — *фокусным расстоянием линзы* (рис.197).

Нетрудно показать, пользуясь законами преломления, что все лучи, параллельные главной оптической оси и проходящие через не б о л ь ш у ю центральную часть линзы, после

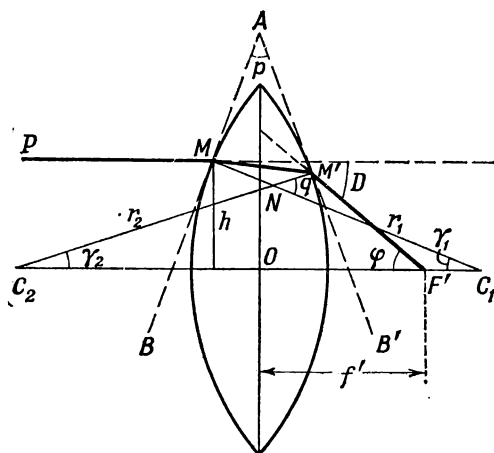


Рис. 198. Преломление в линзе луча  $PM$ , параллельного главной оптической оси.

Толщина линзы и высота  $h$  изображены преувеличенными по сравнению с  $r_1$ ,  $r_2$  и  $f_1$ ; в соответствии с этим и углы  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  и  $\rho$  на рисунке чрезмерно велики.

преломления действительно пересекутся в одной точке, названной выше *главным фокусом*.

Рассмотрим луч  $PM$ , падающий на линзу параллельно ее главной оптической оси. Пусть этот луч встречает первую преломляющую поверхность линзы в точке  $M$  на высоте  $h$  над осью (рис.198), причем  $h$  гораздо меньше, чем  $C_2O$  и  $C_1O$ . Преломленный луч пойдет по направлению  $MM'$  и, преломившись снова на второй ограничивающей линзу поверхности, выйдет из линзы по направлению  $M'F'$ , составляющему с осью угол  $\varphi$ . Точку пересечения этого луча с осью обозначим  $F'$ , а расстояние этой точки от оптического центра линзы —  $f'$ .

Проведем в точках  $M$  и  $M'$  плоскости, касательные к преломляющим поверхностям линзы. Эти касательные плоскости (перпендикулярные к плоскости чертежа) пересекутся под некоторым углом  $p$ , причем угол  $p$  весьма мал, так как рассматриваемая нами линза — тонкая. Вместо преломления луча  $PMM'F'$  в линзе мы, очевидно, можем рассматривать преломление того же луча в тонкой призме  $BAB'$ , образованной проведенными нами в точках  $M$  и  $M'$  касательными плоскостями.

Мы видели в § 86, что при преломлении в тонкой призме с преломляющим углом  $p$  луч отклоняется от первоначального направления на угол, равный

$$D = (n - 1) p, \quad (1)$$

где  $n$  есть показатель преломления вещества, из которого сделана призма. Очевидно, угол  $D$  равен углу  $\varphi$  (рис. 198), т. е.

$$\varphi = D = (n - 1) p. \quad (2)$$

Пусть  $C_1$  и  $C_2$  — центры сферических преломляющих поверхностей линзы и  $r_1$  и  $r_2$  — соответственно радиусы этих поверхностей. Радиус  $C_1M$  перпендикулярен к касательной плоскости  $AB$ , а радиус  $C_2M'$  — к касательной плоскости  $AB'$ . По известной теореме геометрии угол между этими перпендикулярами, который мы обозначим  $q$ , равен углу  $p$  между плоскостями:

$$q = p. \quad (3)$$

С другой стороны, угол  $q$ , как внешний угол в треугольнике  $C_1NC_2$ , равен сумме углов  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$ , образуемых радиусами  $r_1$  и  $r_2$  с осью:

$$q = \gamma_1 + \gamma_2. \quad (4)$$

Таким образом, с помощью формул (2), (3), (4) находим:

$$\varphi = (n - 1) (\gamma_1 + \gamma_2). \quad (5)$$

Мы предположили, что  $h$  м а л а по сравнению с радиусами сферических поверхностей  $r_1$  и  $r_2$  и с расстоянием  $f'$  точки  $F'$  от оптического центра линзы. Поэтому углы  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  и  $\varphi$  также малы, и мы можем заменить синусы этих углов самими углами. Далее, благодаря тому, что линза тонкая, мы можем пренебречь ее толщиной, считая  $C_1O = r_1$ ;  $C_2O = r_2$ , а также пренебречь разницей в высоте точек  $M$  и  $M'$ , считая, что они расположены на одной и той же высоте  $h$  над осью.

Таким образом, мы можем приближенно считать:

$$\left. \begin{aligned} \gamma_1 &= \sin \gamma_1 = \frac{h}{r_1}, \\ \gamma_2 &= \sin \gamma_2 = \frac{h}{r_2}, \\ \varphi &= \sin \varphi = \frac{h}{f'}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Подставляя эти равенства в формулу (5), найдем:

$$\frac{h}{f'} = (n-1) \left( \frac{h}{r_1} + \frac{h}{r_2} \right), \quad (7)$$

или, сокращая на  $h$ ,

$$\frac{1}{f'} = (n-1) \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right); \quad (8)$$

отсюда

$$f' = \frac{1}{(n-1) \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right)}. \quad (9)$$

Весьма существенно, что  $h$  не входит в окончательный результат. Это означает, что любой луч, параллельный главной оптической оси линзы, встречающий линзу на любом, но достаточно малом по сравнению с  $r_1$  и  $r_2$  расстоянии  $h$  от оси, пройдет после преломления в линзе через одну и ту же точку  $F'$ , лежащую на расстоянии  $f'$  от оптического центра линзы.

Таким образом, доказано, что линза имеет главный фокус, и формула (9) показывает, как фокусное расстояние зависит от показателя преломления вещества, из которого сделана линза, и от радиусов кривизны ее преломляющих поверхностей.

Мы предполагали, что параллельный пучок лучей падает на линзу слева направо. Существо дела не изменится, конечно, если на линзу направить такой же пучок лучей, идущих в обратном направлении, т. е. справа налево. Этот пучок лучей, параллельных главной оси, соберется снова в одной точке  $F$  — втором фокусе линзы (рис. 199) на расстоянии  $f$  от ее оптического центра. На основании формулы (9) заключаем, что  $f=f'$ , т. е. оба фокуса лежат симметрично по обе стороны линзы<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Этот вывод связан с тем обстоятельством, что мы с самого начала полагаем, что по обе стороны линзы лежит одна и та же среда (воздух). Если бы это было не так, то нарушилась бы и симметрия в расположении фокусов  $F$  и  $F'$ .

Фокус  $F$  называется обычно *передним фокусом*, фокус  $F'$  — *задним фокусом*; соответственно этому расстояние  $f$  называется *передним фокусным расстоянием*, расстояние  $f'$  — *задним фокусным расстоянием*.

Если в фокусе линзы поместить *т о ч е ч н ы й* источник света, то каждый из лучей, выйдя из этой точки и преломившись в линзе, пойдет далее параллельно главной оптической оси линзы, в согласии с законом обратимости световых лучей (см. § 82). Таким образом, из линзы выйдет в этом случае пучок лучей, *п а р а л л е л ь н ы х* главной оси.

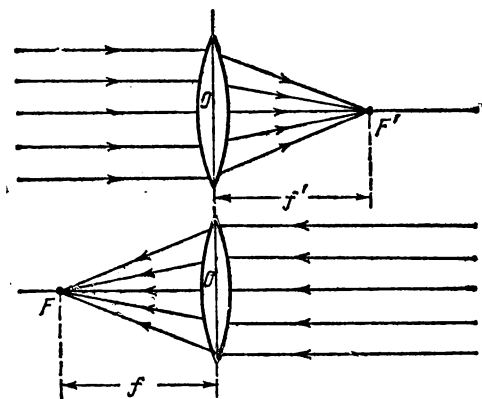


Рис. 199. Фокусы линзы.

При практическом применении полученных нами соотношений необходимо всегда помнить о сделанных при выводе их упрощающих предложениях. Мы считали, во-первых, что параллельные лучи падают на линзу на очень малом расстоянии от оси. Это условие не выполняется вполне строго. Поэтому после преломления в линзе точки пересечения лучей не будут строго совпадать между собой, а займут некоторый конечный объем. Если мы поставим в этом месте экран, то получим на нем не геометрическую точку, а всегда более или менее расплывчатое светлое пятнышко.

Второе обстоятельство, которое нужно помнить, состоит в том, что мы не можем осуществить строго точечный источник света. Поэтому, поместив в фокусе линзы источник хотя бы очень малых, но всегда *к о н е ч н ы х* размеров, мы не получим с помощью линзы *с т р о г о* *п а р а л л е л ь н ы й* пучок лучей.

В § 70 было указано, что строго параллельный пучок лучей не имеет физического смысла. Сделанное замечание показывает, что рассмотренные свойства линзы находятся в согласии с этим общим физическим положением.

В каждом отдельном случае применения линзы к определенному источнику света для получения параллельного пучка лучей, или, наоборот, при применении линзы для фокусировки параллельного пучка, надо специально проверять степень отступления от тех упрощающих условий, при которых выведены формулы. Но существенно не черты явления преломления световых лучей в линзе эти формулы передают правильно, а об отступлениях от них речь будет идти позже.

**§ 89. Изображение в линзе точек, лежащих на главной оптической оси. Формула линзы.** Пусть точечный источник света находится в точке  $S$  на главной оптической оси линзы, на расстоянии  $a$  от ее оптического центра  $O$  (рис. 200). Рассмотрим, как будет преломляться в линзе узкий пучок лучей, примакающий к прямой  $SO$ , являющейся осью этого пучка<sup>1)</sup>.

Пусть один из лучей ( $SM$ ) светового пучка падает на первую преломляющую поверхность линзы в точке  $M$ , находящейся на высоте  $h$  над осью. То обстоятельство, что мы ограничиваемся узким пучком лучей, означает, что  $h$  мало по сравнению с расстоянием  $a$  от источника до линзы. С другой стороны, так же как и в § 88, будем считать, что  $h$  мало по сравнению с  $f'$ , а следовательно, и по сравнению с радиусами  $r_1$  и  $r_2$  ограничивающих линзу поверхностей. Угол, образуемый лучом  $SM$  с осью, обозначим  $u$ . Так как  $h$  мало, то и угол  $u$  мал. Преломленный луч пойдет по направлению  $MM'$  и, преломившись снова на второй ограничивающей линзу поверхности, выйдет из линзы по направлению  $M'S'$ , составляющему с осью угол  $u'$ . Обозначим  $a'$  расстояние от оптического центра линзы до той точки  $S'$ , в которой преломленный луч пересекает главную ось.

Как и в предыдущем параграфе, проведем в точках  $M$  и  $M'$  плоскости, касательные к преломляющим поверхностям линзы. Эти плоскости образуют тонкую призму  $BAV'$  с преломляющим углом  $p$ . Вместо того чтобы рассматривать

---

<sup>1)</sup> Такие пучки обычно называют *параксиальными* (приосевыми).

Выбранный нами луч после преломления отклонится от первоначального направления на угол  $D$ , который по формуле тонкой призмы равен:

где  $n$  — показатель преломления вещества, из которого  
сделана линза.

На рисунке угол  $BAB'$  и толщина линзы сильно преувеличены.

$$D' = D = \varphi. \quad (11)$$



Но угол  $D$  как внешний угол в треугольнике  $SNS'$  равен сумме  $u+u'$ . Итак, имеем:

$$u + u' = \varphi. \quad (12)$$

Лучи  $SM$ ,  $M'S'$  и  $M''F'$  идут под небольшими углами к оси, т.е. углы  $u$ ,  $u'$  и  $\varphi$  малы. Заменяя, как и в предыдущем параграфе, синусы малых углов самими углами и пренебрегая толщиной линзы и разницей в высоте точек  $M$ ,  $M'$  и  $M''$  над осью, можно приближенно написать:

$$\left. \begin{aligned} u &= \sin u = \frac{h}{a}, \\ u' &= \sin u' = \frac{h}{a'}, \\ \varphi &= \sin \varphi = \frac{h}{f'}. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Подставляя эти приближенные равенства в формулу (12), находим:

$$\frac{h}{a} + \frac{h}{a'} = \frac{h}{f'}, \quad (14)$$

или, сокращая на общий множитель  $h$ ,

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{a'} = \frac{1}{f'}. \quad (15)$$

В правой части полученного выражения стоит величина  $1/f'$ , которая, как мы видели в предыдущем параграфе, зависит только от свойств линзы — от показателя преломления вещества, из которого сделана линза, и от радиусов кривизны ее преломляющих поверхностей.

То обстоятельство, что в формулу (15) не входит величина  $h$ , позволяет сделать очень важные выводы. Именно это означает, что не только луч  $SM$ , но и всякий другой луч, выходящий из точки  $S$ , пройдет после преломления в линзе через одну и ту же точку  $S'$ , хотя каждый из этих лучей падает на линзу на разной высоте над осью. Единственное, но весьма существенное ограничение, которое мы накладываем на рассматриваемые лучи, состоит в том, что все они составляют с осью линзы малые углы.

Таким образом, все лучи узкого пучка, выходящие из точки  $S$ , соберутся после преломления в линзе снова в одной точке  $S'$ , являющейся *изображением* точки  $S$ . Мы доказали, следовательно, что образующееся в тонкой линзе *изобра-*

жение точечного источника, лежащего на главной оси линзы, полученное с помощью достаточно узкого пучка лучей, является точкой.

Изображения, при получении которых выполнено условие передачи каждой точки объекта одной точкой изображения, носят название *стигматических*. Изображения, у которых это условие не соблюдено, носят название *астигматических*<sup>1)</sup>.

Отметим, что в силу закона обратимости световых лучей (§ 82) положения источника света  $S$  и его изображения  $S'$  обратимы, т. е., поместив источник в  $S'$ , мы получим его изображение в точке  $S$ . Точки  $S$  и  $S'$  называются *сопряженными*.

В геометрической оптике особое значение имеет задача получения стигматических изображений. Степень стигматичности изображений определяет качество служащих для их получения оптических систем. Нарушение оптической системой стигматичности падающих на нее световых пучков ведет к расплывчатости изображения. В дальнейшем при изучении простейших оптических систем мы будем уделять большое внимание вопросу о стигматичности даваемых ими изображений.

Полученная нами формула (15) связывает между собой расстояния от оптического центра трех точек, находящихся на главной оси линзы: источника  $S$ , его изображения  $S'$  и фокуса  $F'$ . Это — *основная формула тонкой линзы*.

**§ 90. Применения формулы тонкой линзы. Действительные и мнимые изображения.** Предположим, что светящаяся точка  $S$ , лежащая на главной оси линзы, удаляется от линзы на очень большое расстояние. В этом случае лучи, падающие на линзу, будут стремиться стать параллельными ее главной оси. Мы видели в § 88, что после преломления в линзе эти лучи соберутся в фокусе линзы  $F'$ . В формуле (15) при удалении источника на очень большое расстояние величина  $1/a$  стремится к нулю, и мы получаем:

$$a' = f',$$

т. е. можно сказать, что фокус  $F'$  есть изображение «бесконечно удаленной» точки.

<sup>1)</sup> С т и г м а значит по-гречески точка, стигматический — точечный, частица «а» впереди слова — знак отрицания. Астигматический значит неточечный.

Примером практически бесконечно удаленного источника может служить любое небесное тело. Следовательно, изображения звезд, Солнца и т. д. будут находиться в фокусе линзы. Достаточно далекие от линзы земные источники света также дают изображение в ее фокусе.

Предположим теперь, что изображение некоторой точки удалено на очень большое расстояние, т. е. из линзы выходит пучок световых лучей, параллельных главной оси. В этом случае, как мы видели в § 88, источник должен находиться во втором фокусе линзы  $F$  (рис. 199). Этот вывод следует и из формулы (15). Действительно, полагая, что изображение находится в бесконечности, получаем  $1/a' = 0$ ; при

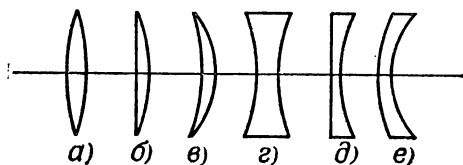


Рис. 201. Различные типы линз.

Для линз из стекла в воздухе типы  $a$ ,  $b$ ,  $v$  — собирательные; типы  $г$ ,  $д$ ,  $е$  — рассеивающие.

этом расстояние источника от линзы равно фокусному расстоянию:  $a = f = f'$ .

Различные линзы отличаются одна от другой расположением центров образующих их сферических поверхностей, их радиусами и показателями преломления вещества, из которого сделаны линзы. На рис. 201 представлены шесть основных типов линз.

Если параллельные лучи после преломления в линзе сходятся, действительно пересекаясь в некоторой точке, лежащей по другую сторону линзы, то линза называется *собирающей*, или *положительной* (рис. 202,  $a$ ). Если же параллельные лучи после преломления в линзе становятся расходящимися (рис. 202,  $b$ ), то линза называется *рассеивающей*, или *отрицательной*. В случае рассеивающей линзы в фокусе пересекаются не преломленные лучи, а их воображаемые продолжения; при этом фокус лежит с той же стороны от линзы, с которой падает на линзу параллельный пучок лучей. Фокусы в этом случае называются *минусными* (рис. 202,  $b$ ).

Обычно материал линзы преломляет сильнее, чем окружающая среда (например, стеклянная линза в воздухе). Тогда собирательными линзами являются линзы, утолщающиеся от краев к середине, — двояковыпуклая и плоско-

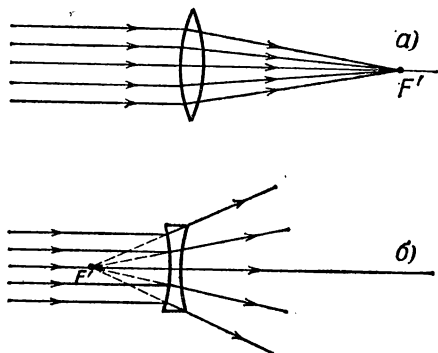


Рис. 202. Действительный фокус собирающей линзы (а) и мнимый фокус рассеивающей линзы (б).

выпуклая линзы и положительный мениск (вогнутовыпуклая линза; *в* на рис. 201). Рассеивающими линзами являются линзы, становящиеся тоньше к середине: двояковогнутая,

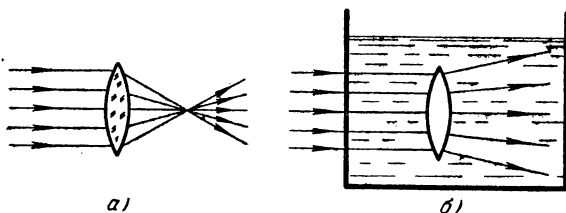


Рис. 203. Двояковыпуклые линзы:  
а) стеклянная в воздухе — собирающая; б) воздушная в воде — рассеивающая.

плосковогнутая линзы и отрицательный мениск (выпукловогнутая линза; *е* на рис. 201). Если материал линзы преломляет меньше, чем окружающая среда, т. е. относительный показатель преломления  $n < 1$ , то, наоборот, линзы *а*, *б*, *в* (рис. 201) будут рассеивающими, а линзы *г*, *д*, *е* — собирательными. Такие линзы можно получить, например, образовав в воде двумя часовыми стеклами, склеенными воском, воздушную полость соответствующей формы (рис. 203).

Перейдем к светящимся точкам, находящимся на конечном расстоянии от линзы. Будем всегда считать источники расположенными слева от линзы. Что касается изображений, то в зависимости от вида линзы и положения источника относительно нее изображение  $S'$  может находиться как справа, так и слева от линзы. Если изображение лежит справа от линзы, то это означает, что оно образовано сходящимся пучком лучей (рис. 204, а), т. е. лучей, которые действительно проходят через точку  $S'$ . Изображение в

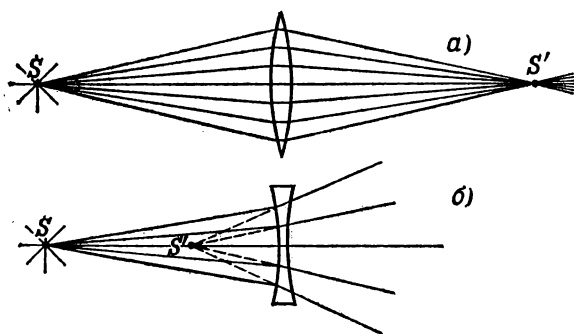


Рис. 204. Источник и действительное изображение лежат с разных сторон от линзы (а); мнимое изображение находится с той же стороны от линзы, что и источник (б).

этом случае называется *действительным*. Оно может быть получено на экране, фотопластинке и т. п. Восстановив ход лучей, приведших к образованию изображения, мы можем всегда найти местоположение источника, хотя практически это обычно связано с некоторыми трудностями.

Предположим теперь, что изображение лежит слева от линзы, т. е. с той же стороны от нее, как и источник. Это означает, что пучок лучей, расходящихся от источника, после преломления в линзе становится еще более расходящимся, и в точке  $S'$  пересекаются лишь воображаемые продолжения преломленных лучей (рис. 204, б). Изображение в этом случае называется *мнимым*.

Укоренившийся в оптике термин «мнимое изображение» может повести к некоторым недоразумениям. В действительности ничего «мнимого» в этом случае, конечно, нет. Особенностью мнимых изображений яв-

ляется то, что их нельзя получить непосредственно на экране, фотопластинке и т. п. Например, если поместить в точке  $S'$  (рис. 204, б) очень маленький экран, не мешающий попаданию основной части лучей на линзу, то мы не получим на нем светящейся точки. Однако расходящийся пучок лучей, воображаемые продолжения которых пересекаются в мнимом изображении, сам по себе не имеет ничего «мнимого». Этот пучок можно превратить в сходящийся пучок, если на пути его поставить надлежащим образом

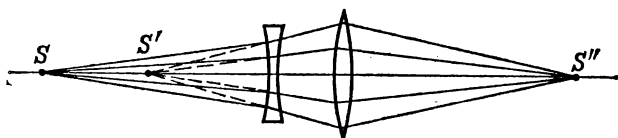


Рис. 205. Превращение расходящегося пучка лучей в сходящийся с помощью вспомогательной собирающей линзы (например, глаза).

выбранную собирающую линзу. Тогда на экране или фотопластинке мы будем иметь реальное изображение  $S''$  светящейся точки  $S$  (рис. 205), которое в то же время можно рассматривать как изображение «мнимой точки»  $S'$ .

Роль подобной собирающей линзы выполняет также глаз человека; на светочувствительной оболочке глаза — сетчатке — собираются расходящиеся от источников света лучи. Пучок расходящихся лучей, исходя ли они от реального точечного источника  $S$  или от его мнимого изображения  $S'$ , может быть собран оптической системой глаза в одну точку на сетчатке. В повседневной жизни наблюдатель приобретает привычку автоматически восстанавливать ход лучей, давших изображение на сетчатке, и определять местоположение источника. Когда в глаз попадает расходящийся пучок лучей (с вершиной в  $S'$ ), изображенный на рис. 205, то, «восстанавливая» место, откуда вышли эти лучи, мы видим в точке  $S'$  источник, хотя в действительности в данной точке источника нет. Этот-то воображаемый источник мы и называем «мнимым» изображением точки  $S$ .

Пользуясь формулой (15), нетрудно проследить, как меняется положение изображения по мере перемещения источника вдоль главной оптической оси (см. упражнения 31, 32).

**§ 91. Изображение точечного источника и протяженного объекта в плоском зеркале. Изображение точечного источника в сферическом зеркале.** Мы переходим теперь к задаче нахождения изображений при отражении света от различного типа зеркал. Законы образования изображений светящихся точек при отражении в зеркалах и при преломлении в линзе во многом аналогичны.

Эта аналогия, конечно, не случайна; она обусловлена тем, что формально, как мы видели в главе VIII, закон отражения является частным случаем закона преломления (при  $n = -1$ ).

Наиболее просто решается поставленная нами задача для отражения световых лучей от плоского зеркала.

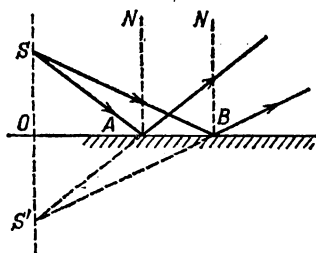


Рис. 206. Образование мнимого изображения точки в плоском зеркале.

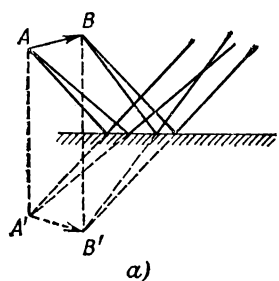
Вместе с тем отражение света от плоского зеркала представляет собой наиболее простой и общеизвестный случай образования мнимых изображений, рассмотренных в предыдущем параграфе.

Пусть пучок лучей от точечного источника  $S$  (рис. 206) падает на плоское зеркало (металлическое зеркало, поверхность воды и т. д.). Проследим, что произойдет с этим конусом лучей, имеющим вершину в точке  $S$ . Возьмем два произвольных луча  $SA$  и  $SB$ . Каждый из них отразится по закону отражения, и угол каждого из них с нормалью останется после отражения неизменным. Следовательно, останется неизменным и угол между лучами после отражения.

Этот угол между отраженными лучами можно изобразить на рисунке, продолжив отраженные лучи назад, за плоскость зеркала, что показано на чертеже пунктиром. Точка пересечения  $S'$  продолжения лучей за зеркалом будет лежать на той же нормали к зеркалу, что и точка  $S$ , и на том же расстоянии от плоскости зеркала, в чем легко убедиться из равенства треугольников  $SAO$  и  $S'AO$  или  $SBO$  и  $S'BO$ .

Ввиду того что рассмотренные лучи  $SA$  и  $SB$  были совершенно произвольными, мы вправе установленные для них

результаты отражения от плоского зеркала распространить на весь световой пучок. Следовательно, мы можем утверждать, что при отражении от плоского зеркала пучок световых лучей, исходящих из одной точки, превращается в световой пучок, в котором продолжения всех световых лучей снова пересекаются, в одной и той же точке. В результате глазу наблюдателя, помещенному на пути



а)



б)

Рис. 207. а. Образование мнимого изображения прямолинейного отрезка в плоском зеркале. б. Наблюдателю кажется, что свеча горит в бутылке с водой, расположенной за стеклянной пластинкой там, где находится мнимое изображение свечи в этой пластинке.

отраженных лучей, они будут казаться пересекающимися в точке  $S'$ , и эта точка будет мнимым изображением точки  $S$ . Изображение будет мнимым в указанном выше смысле: никаких лучей в точке  $S'$  за зеркалом нет, но точка  $S'$  является вершиной пучка лучей, повернутого после отражения от зеркала.

Рассмотрение мнимого изображения светящейся точки в плоском зеркале и сделанные выводы о положении этого изображения «за зеркалом» позволяют легко найти также изображение протяженного объекта в плоском зеркале.

Пусть перед зеркалом находится прямолинейный светящийся отрезок  $AB$  (рис. 207). Выполняя по найденному рецепту построение точек  $A'$  и  $B'$  и соединяя их прямой, мы получим изображение всех точек отрезка. Это вытекает из элементарных геометрических соображений. Так



как отрезок  $AB$  был выбран совершенно произвольно, то точно так же можно построить изображение любого предмета. При этом из параллельности между собой всех нормалей к зеркалу ясно, что размеры мнимого изображения в плоском зеркале равны размерам предмета, поставленного перед зеркалом.

В решении, найденном для случая отражения световых пучков от плоского зеркала, необходимо подчеркнуть, что **каждая точка светящегося объекта изобразится в плоском зеркале также в виде точки (т. е. стигматически).**

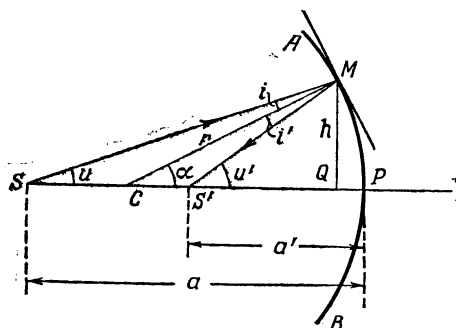


Рис. 208. Отражение от сферического зеркала луча  $SM$ , выходящего из точки  $S$  на оси.

Переходим теперь к рассмотрению сферических зеркал. На рис. 208 изображено сечение  $APB$  вогнутого сферического зеркала радиуса  $r$ ;  $C$  — центр сферы. Средняя точка имеющейся части сферической поверхности называется *полюсом зеркала*  $P$ . Нормаль к зеркалу, проходящая через центр зеркала и через его полюс, называется *главной оптической осью* зеркала. Нормали к зеркалу, проведенные в других точках его поверхности и также, конечно, проходящие через центр зеркала  $C$ , носят название *побочных оптических осей*. Одна из них ( $MC$ ) показана на рис. 208. Все нормали к сферической поверхности, конечно, равноправны между собой, и выделение главной оптической оси среди побочных не является существенным<sup>1)</sup>. Диаметр окружности,

<sup>1)</sup> В линзах главная оптическая ось существенно отличается от побочных тем, что она есть единственная ось, проходящая через центры обейх сферических поверхностей, ограничивающих линзу.

ограничивающей сферическое зеркало, носит название *отверстия зеркала*.

Все дальнейшее есть упрощенное повторение сказанного в § 88, 89 относительно линз.

Пусть точечный источник света  $S$  расположен на главной оси зеркала на расстоянии  $SP=a$  от полюса. Так же, как и в случае линз, рассмотрим луч  $SM$ , принадлежащий к узкому пучку, т. е. образующий с осью малый угол  $u$  и падающий на зеркало в точке  $M$  на высоте  $h$  над осью, так что  $h$  мало по сравнению с  $a$  и с радиусом зеркала  $r$ . Отраженный луч пересечет ось в точке  $S'$  на расстоянии  $S'P=a'$  от полюса. Угол, образуемый отраженным лучом с осью, обозначим  $u'$ . Он также будет мал.

Очевидно,  $CM$  есть перпендикуляр к поверхности зеркала в точке падения,  $i$  — угол падения,  $i'$  — угол отражения. По закону отражения

$$i = i'. \quad (16)$$

Обозначим  $\alpha$  угол, образуемый радиусом  $CM$  с осью. Из треугольника  $SMC$  имеем:

$$i + u = \alpha; \quad (17)$$

из треугольника  $CMS'$

$$u' = \alpha + i'. \quad (18)$$

Складывая (17) и (18) и учитывая, что  $i=i'$ , находим:

$$u + u' = 2\alpha. \quad (19)$$

Так как мы рассматриваем узкий пучок лучей, прилегающих к главной оси, т. е. углы  $u$ ,  $u'$  и  $\alpha$  малы, то мы можем заменить синусы углов самими углами и пренебречь длинной отрезка  $PQ$ . Тогда мы будем иметь приближенные равенства:

$$\left. \begin{aligned} u &= \sin u = h/a, \\ u' &= \sin u' = h/a', \\ \alpha &= \sin \alpha = h/r. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Подставляя полученные равенства в уравнение (19) и сокращая на общий множитель  $h$ , находим:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{a'} = \frac{2}{r}. \quad (21)$$

То, что высота  $h$ , равно как и угол  $u$ , не входят в окончательный результат, означает, что любой луч, выходящий из точки  $S$  (и принадлежащий к достаточно узкому пучку), после отражения пройдет через точку  $S'$  на расстоянии  $a'$  от полюса. Таким образом, точка  $S'$  есть и з о б р а ж е н и е т о ч к и  $S$ .

Мы видим, что при отражении в сферическом зеркале изображением точечного источника является снова точка. Как и в случае линзы, точка  $S$ , в которой расположен источник, и точка  $S'$ , в которой находится изображение, с о п р я ж е н ы между собой, т. е., поместив источник в точку  $S'$ , мы получим изображение в точке  $S$  (следствие правила обратимости световых лучей, см. § 82).

Полученная нами формула (21) является основной формулой сферического зеркала.

Легко доказать, что для выпуклого сферического зеркала формула (21) остается в силе.

**§ 92. Фокус и фокусное расстояние сферического зеркала.** Найдем положение фокуса  $F$  сферического зеркала, т. е. точки, в которой пересекутся после отражения в подобном зеркале лучи, параллельные его главной оси. Как мы знаем, для получения параллельного пучка лучей источник нужно удалить весьма далеко, т. е. положить в формуле (21)  $1/a=0$ . В этом случае  $a'=f$  есть *фокусное расстояние зеркала*. Для величины фокусного расстояния, пользуясь формулой (21), находим:

$$f = r/2. \quad (22)$$

Соединяя формулы (21) и (22), получим формулу зеркала в виде

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{a'} = \frac{1}{f}, \quad (23)$$

т. е. в виде, аналогичном формуле (15) тонкой линзы.

В случае в о г н у т о г о зеркала фокус расположен на середине расстояния между полюсом и центром с л е в а от п о л ю с а (рис. 209, а); в случае в ы п у к л о г о зеркала фокус расположен на расстоянии  $r/2$  с п р а в а от полюса, т. е. является м н и м ы м (рис. 209, б).

Пользуясь тем, что источник и его изображение находятся в сопряженных между собой точках, мы можем сразу сделать вывод, что если точечный источник света находится в фокусе зеркала, то его изображение находится в бесконечности,

т. е. из зеркала выходит параллельный пучок лучей. Это условие служит основой для получения при помощи вогнутых зеркал параллельных световых пучков, точнее, пучков, близких к параллельным. О применении этого условия к устройству прожекторов мы уже говорили в гл. VII<sup>1)</sup>.

Заметим, что при рассмотрении свойств сферического зеркала, как и в случае линзы, мы предполагали, во-первых, что используется очень узкий пучок лучей, прилегающих к оси его, и, во-вторых, что применяется точечный источник света. Оба эти требования, конечно, вполне строго выполнены быть не могут. Вопрос о том, насколько существенны отступления от этих требований в каждой конкретной задаче должен решаться особо.

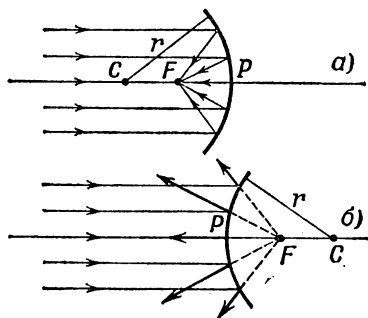


Рис. 209. Фокусы сферических зеркал.

### § 93. Связь между положениями источника и его изображения на главной оси сферического зеркала.

Проследим, как будет меняться положение изображения при приближении источника света из бесконечности к вогнутому зеркалу. Из формулы (23) видно, что если источник проделает путь из бесконечности до центра зеркала, то его изображение переместится из фокуса в центр зеркала. В итоге положения источника и изображения совпадут друг с другом (рис. 210, б).

При перемещении источника света от центра к фокусу его изображение удаляется от центра зеркала (рис. 210, в). При помещении источника света в фокус его изображение

а) Вогнутое зеркало; б) выпуклое зеркало. Для упрощения чертежа лучи показаны падающими на значительную часть сферических зеркал. В соответствии со сказанным в предыдущем параграфе их надо представлять себе пересекающимися зеркало на малой высоте от оси, т. е. захватывающими малую часть зеркала.

<sup>1)</sup> В гл. VII в качестве зеркала прожектора рассматривалось не сферическое зеркало, а параболическое, которое дает пучок лучей, близкий к параллельному даже при значительных размерах отверстия зеркала; тогда как сферическое зеркало удовлетворяет этому условию лишь при малых значениях отверстия (малых  $h$ ).

уходит в бесконечность, т. е., как мы уже знаем, точечный источник в фокусе зеркала дает пучок параллельных лучей.

Если, наконец, источник света находится между фокусом зеркала и его полюсом, то отраженные лучи не будут иметь общей вершины с вогнутой стороны зеркала и нигде не пересекут главной оси зеркала

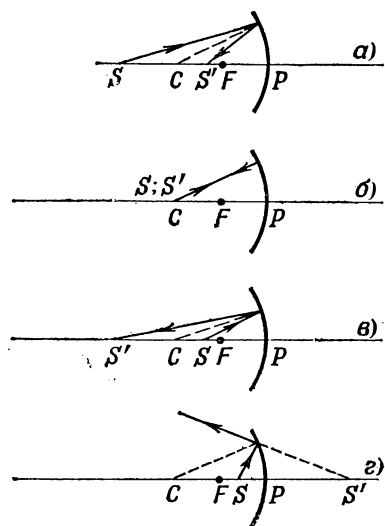


Рис. 210. Образование изображения в вогнутом сферическом зеркале при различном положении точечного источника на оси зеркала.

а) Источник между центром и бесконечностью; б) источник в центре; в) источник между центром и фокусом; г) источник между фокусом и зеркалом.

секуют главной оси зеркала (рис. 210, г). Только их продолжения за зеркалом (сделанные на рисунке пунктиром) будут иметь общую вершину ( $S'$ ). Это значит, что изображение в данном случае будет мнимым. Для отыскания его положения достаточно продолжить за зеркало направление любого отраженного луча; место его пересечения с главной осью даст положение изображения.

Рассмотрим изображения, даваемые выпуклым сферическим зеркалом. Мы уже видели, что выпуклое зеркало имеет мнимый фокус на расстоянии  $r/2$  от полюса. Построение изображения для точки, расположенной на конечном расстоянии от

зеркала, выполнено на рис. 211. Мы видим, что выпуклое зеркало всегда дает мнимое изображение.

**§ 94. Способы изготовления линз и зеркал.** Основным материалом, применяемым для изготовления линз, призм и других оптических деталей, служит *оптическое стекло*. Стекло прозрачно и может быть очень однородным. Весьма важно, что стекло обладает стойкостью и в механическом и в химическом отношениях. Поэтому детали из стекла могут быть обработаны с большой степенью точности, и приданная им в результате обработки форма остается впоследствии неизменной.

Оптические свойства стекла (в первую очередь показатель преломления) можно изменять в довольно широких пределах путем надлежащего изменения его состава. Основной составной частью стекол является кремнезем  $\text{SiO}_2$ . К нему добавляются окислы других элементов: натрия,

калия, кальция, бария, алюминия, бора, свинца и т. п. В зависимости от рода примесей и их количества меняются оптические свойства стекла.

Оптическое стекло, предназначенное для изготовления той или иной оптической детали, вначале распиливается и грубо обдирается под надлежащий размер. Затем производится шлифовка и полировка детали. Обработка оптических деталей должна, как правило, производиться с весьма большой точностью (до  $0,00002$  мм). Требования к точности здесь примерно в 500 раз больше, чем при обычной обработке механических деталей, производимой с механическими измерителями. Поэтому для контроля качества обработки обычно применяются специальные оптические методы, основанные на явлении интерференции.

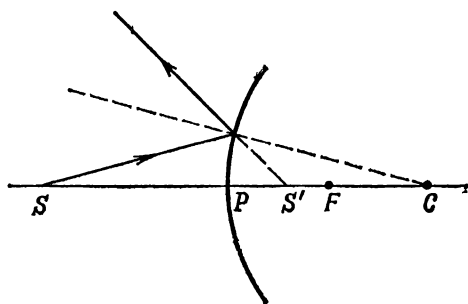


Рис. 211. Построение мнимого изображения в выпуклом сферическом зеркале.

У зеркал, применяемых в быту, отражающий слой нанесен с обратной стороны стеклянной пластинки и может быть виден только через стекло. Этот слой обычно наносится химически, путем осаждения слоя металлического серебра из раствора  $\text{AgNO}_3$ , с добавлением к нему определенных веществ. Такой слой, защищенный обычно с задней стороны лаком, а затем картоном или деревом, а с передней — стеклом, весьма прочен.

Однако для зеркал, применяемых в научных исследованиях, этот способ не пригоден, ибо полученное таким образом зеркало дает добавочное слабое (около 5%) отражение от наружной поверхности стекла, а лучи, отраженные от металлического слоя, должны пройти слой стекла, что несколько меняет их направление и сильно усложняет расчет зеркал. Поэтому в оптических зеркалах хорошо отражающий слой металла наносится на тщательно вышлифованную и отполированную поверхность стекла с наружи. Обычно применяют слой серебра или алюминия, нанесенный путем испарения в вакууме или путем катодного распыления. Свежий слой этих металлов дает коэффициент отражения до 90% и более. С течением времени отражающая способность

зеркал с «наружным» покрытием портится. В последнее время стали получать очень стойкие зеркала с весьма высоким коэффициентом отражения, до 95% и более, покрывая стекло несколькими слоями различных (не металлических!) материалов строго рассчитанной толщины. Высокие отражающие свойства таких многослойных покрытий основаны на явлениях интерференции света. К сожалению, таким путем очень трудно получать зеркала размером больше 50—100 мм.

**§ 95. Изображение протяженных объектов в сферическом зеркале и линзе.** До сих пор мы предполагали, что источник света представляет собой светящуюся точку, находящуюся на главной оптической оси зеркала или линзы. Рассмотрим теперь изображение

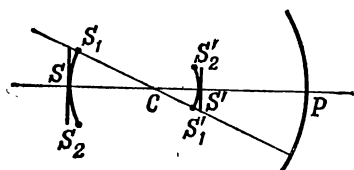


Рис. 212. Построение изображения протяженного объекта в сферическом зеркале.

в сферическом зеркале или линзе небольших предметов, расположенных вблизи их главной оси. Выражение «небольшой предмет» будет означать, что данный предмет виден из центра зеркала или линзы под малым углом. Так как отдельные точки протяженного предмета лежат

вне главной оптической оси, то поставленная задача сводится к построению изображения таких «внеосевых» точек. Задача эта решается без труда. Разберем ее для случая сферического зеркала.

Пусть точечный источник света находится в точке  $S_1$  на некотором расстоянии от главной оси зеркала (рис. 212). Проведем через него побочную оптическую ось. По отношению к отражению в сферическом зеркале точка  $S_1$  вполне равноправна с точкой  $S$ , лежащей на главной оси зеркала на том же расстоянии от его центра  $C$ . Таким образом, если мы выделим узкий пучок лучей вблизи оси  $S_1C$ , то, пользуясь результатами § 91, можем утверждать, что он после отражения соберется снова в одной точке  $S'_1$  — изображении точки  $S_1$ . Легко видеть, что любая точка дуги  $S_1SS_2$  с центром в точке  $C$  изобразится точкой, лежащей на дуге  $S'_1S'S'_2$  с центром также в  $C$ . Другими словами, дуга  $S'_1S'S'_2$  является изображением дуги  $S_1SS_2$ .

Мы будем предполагать, что все точки дуги  $S_1SS_2$  находятся на небольшом расстоянии от главной оси. Тогда при к-

т и ч е с к и можно заменить дуги  $S_1SS_2$  и  $S'_1S'S'_2$  прямолинейными отрезками, перпендикулярными к главной оси.

Итак, мы доказали, что *небольшой отрезок, перпендикулярный к главной оси, изобразится после отражения в сферическом зеркале также отрезком, перпендикулярным к главной оси*. Этот вывод имеет силу только при условии достаточной малости угла, под которым объект виден из центра зеркала; в противном случае заменить дугу прямолинейным отрезком нельзя. Практически нарушение этого условия приводит к тому, что изображение становится нечетким, расплывчатым по краям.

Совершенно аналогично решается задача и для тонкой линзы. И в этом случае хорошее, четкое изображение протяженных объектов получается только при условии, что эти объекты (их крайние точки) видны из оптического центра линзы под малым углом к главной оси. При несоблюдении этого условия изображение получается более или менее расплывчатым и искаженным.

**§ 96. Увеличение при изображении объектов в сферическом зеркале и линзе.** Теперь надо рассмотреть еще вопрос о размерах изображения, получающегося в зеркале и линзе. Выполненные на рис.213 построения сразу указывают на то, что в отличие от случая плоского зеркала размер изображения, даваемого сферическим зеркалом, будет меняться в зависимости от положения объекта по отношению к фокусу зеркала. Так, например, если объект находится много дальше фокуса вогнутого зеркала, то его изображение получается уменьшенным. Если объект находится между зеркалом и фокусом, то изображение получается мнимым и увеличенным.

Отношение линейных размеров изображения  $S'S'_1 = y'$  к линейным размерам предмета  $SS_1 = y$  называется *линейным, или поперечным, увеличением*:

$$\beta = y'/y = S'S'_1/SS_1.$$

Из подобия треугольников  $SPS_1$  и  $S'PS'_1$  (рис.213, а) находим:

$$\beta = y'/y = a'/a. \quad (24)$$

Легко убедиться, что равенство (24) справедливо и в других случаях получения изображения при помощи сферических зеркал (рис. 213, б и в).



Изображения, получаемые с помощью линзы, могут быть также увеличенными и уменьшенными. Из подобия треугольников  $SOS_1$  и  $S'OS'_1$  (рис. 214) находим для

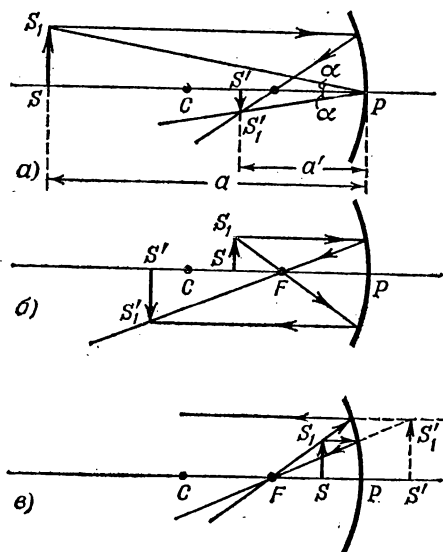


Рис. 213. Типичные случаи получения изображений протяженных объектов в вогнутом сферическом зеркале.

а) Объект расположен за центром зеркала (изображение действительное, обратное и уменьшенное); б) объект между центром и фокусом (изображение действительное, обратное и увеличенное); в) объект расположен ближе фокуса (изображение мнимое, прямое и увеличенное).

увеличения линзы точно такое же выражение, которое мы получили для сферического зеркала:

$$\beta = y'/y = a'/a. \quad (25)$$

Наряду с линейным увеличением мы будем рассматривать также *угловое увеличение* линзы (или сферического зеркала). Угловым увеличением  $\gamma$  называется отношение тангенсов углов  $u'$  и  $u$ , составляемых лучом, выходящим из линзы, и лучом, падающим на линзу, с оптической осью, т. е.

$$\gamma = \operatorname{tg} u' / \operatorname{tg} u. \quad (26)$$

Из рис. 215 видно, что

$$h = a \operatorname{tg} u = a' \operatorname{tg} u';$$

отсюда

$$\gamma = \operatorname{tg} u' / \operatorname{tg} u = a/a'.$$

Сравнивая это соотношение с (24), находим:

$$\gamma = \frac{1}{\beta}, \quad (27)$$

т. е. *угловое увеличение есть величина, обратная линейному увеличению*. Из этого следует, что чем больше линейное увеличение, тем меньше угловое увеличение,

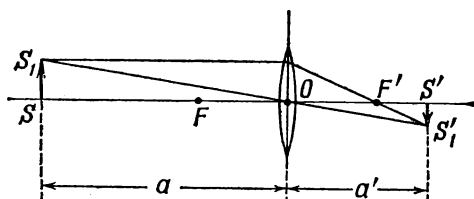


Рис. 214. Линейное увеличение линзы  
 $\beta = S'S'_1/SS_1 = a'/a$ .

т. е. размеры изображения, тем меньше угловое увеличение, т. е. тем менее широки пучки световых лучей, образующих изображение.

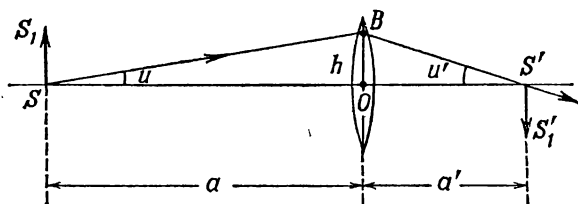


Рис. 215. Угловое увеличение линзы  
 $\gamma = \operatorname{tg} u' / \operatorname{tg} u = a/a'$ .

Это обстоятельство имеет важное значение для понимания вопроса о яркости изображения (см. гл. X).

**§ 97. Построение изображений в сферическом зеркале и линзе.** При построении изображения любой точки источника нет надобности рассматривать много лучей. Для этого достаточно построить два луча; точка их

пересечения определит местоположение изображения. Удобнее всего построить те лучи, ход которых легко проследить. В случае отражения от зеркала такими лучами являются:

1. Луч, проходящий через центр зеркала и поэтому нормальный к поверхности зеркала. Этот луч возвращается после отражения точно назад вдоль побочной или главной оптической оси.

2. Луч, параллельный главной оптической оси зеркала. Этот луч после отражения проходит через фокус зеркала.

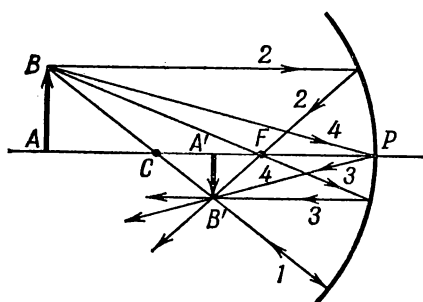


Рис. 216. Различные приемы построения изображения в вогнутом сферическом зеркале.

3. Луч, который от точки объекта проходит через фокус зеркала. После отражения от зеркала он идет параллельно главной оптической оси.

4. Наконец, четвертым простым лучом можно считать луч, падающий на зеркало в его полюсе. Он отразится назад симметрично по отношению к главной оптической оси.

Для построения изображения можно воспользоваться любой парой из этих лучей.

Ход всех этих лучей изображен на рис.216. Построив изображения достаточного числа точек протяженного объекта, можно составить представление о положении изображения всего объекта. В случае простой формы объекта, указанной на рис.216 (отрезок прямой, перпендикулярный к главной оси), достаточно построить всего одну точку изображения  $B'$ . Несколько более сложные случаи рассмотрены в упражнениях.

На рис.213 были даны геометрические построения изображений для разных положений объекта перед зеркалом. Рис.213, в — объект помещен между зеркалом и фокусом — иллюстрирует построение мнимого изображения при помощи продолжения лучей за зеркало.

На рис. 217 дан пример построения изображения в выпуклом зеркале. Как было указано ранее, в этом случае получаются всегда мнимые изображения.

Для построения изображения в линзе любой точки  $S_1$  объекта, так же как и при построении изображения в зеркале, достаточно найти точку пересечения каких-либо двух лучей, исходящих из точки  $S_1$ . Наиболее простое построение выполняется при помощи лучей, указанных на рис. 218.

1. Луч  $S_1OS'_1$ , идущий вдоль побочной оптической оси без изменения направления.

2. Луч, падающий на линзу параллельно главной оптической оси; преломленный луч проходит через задний фокус  $F'$ .

3. Луч, проходящий через передний фокус  $F$ ; преломленный луч идет параллельно главной оптической оси.

Построение этих лучей выполняется без всяких затруднений. Всякий другой луч, идущий из  $S_1$ , построить было

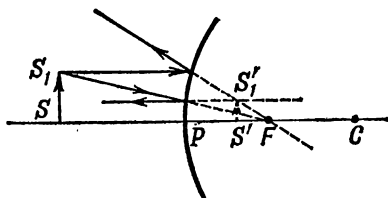


Рис. 217. Построение изображения в выпуклом сферическом зеркале.

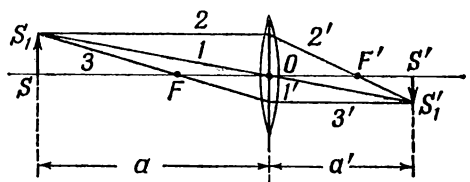


Рис. 218. Различные приемы построения изображения в линзе.

бы значительно труднее — пришлось бы непосредственно использовать закон преломления. Но в этом и нет необходимости, так как после выполнения построения любой преломленный луч пройдет через точку  $S'_1$ .

Следует отметить, что при решении задачи о построении изображения внеосевых точек вовсе не необходимо, чтобы выбранные простейшие пары лучей действительно проходили через линзу (или зеркало). Во многих случаях, например при фотографировании, предмет значительно больше линзы, и лучи 2 и 3 (рис. 219) не проходят через линзу. Тем не менее эти лучи могут быть использованы для построения изображения. Реальные лучи, участвующие в образовании изображения, ограничены оправой линзы (заштрихованные конусы), но

сходятся, конечно, в той же точке  $S'_1$ , поскольку доказано, что при преломлении в линзе изображением точечного источника является снова точка.

Рассмотрим несколько типичных случаев изображения в линзе. Линзу будем считать с о б и р а т е л ь н о й.

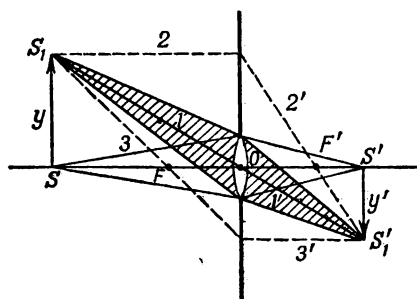


Рис. 219. Построение изображения в случае, когда предмет значительно больше линзы.

1. Предмет находится от линзы на расстоянии, большем двойного фокусного расстояния. Таково обычно положение предмета при фотографировании.

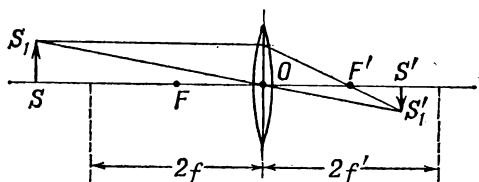


Рис. 220. Построение изображения в линзе в случае, когда предмет находится за двойным фокусным расстоянием от нее.

Построение изображения дано на рис. 220. Поскольку  $a > 2f$ , то по формуле линзы (15)

$$\frac{1}{a'} = \frac{1}{f} - \frac{1}{a} > \frac{1}{2f},$$

$$a' < 2f,$$

т. е. изображение лежит между задним фокусом и точкой,

находящейся на двойном фокусном расстоянии от оптического центра линзы. Изображение — перевернутое (обратное) и уменьшенное, так как по формуле увеличения

$$\beta = \frac{a'}{a} < 1.$$

2. Отметим важный частный случай, когда на линзу падает пучок лучей, параллельных какой-либо побочной оптической оси. Подобный случай имеет место, например, при фотографировании очень удаленных протяженных предметов. Построение изображения дано на рис. 221.

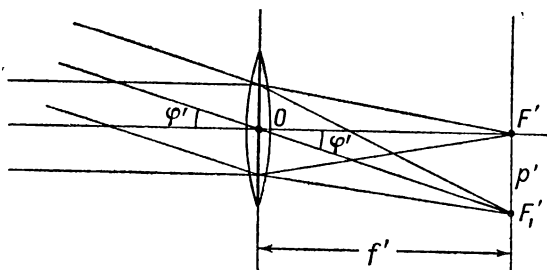


Рис. 221. Построение изображения в случае, когда на линзу падает пучок лучей, параллельных побочной оптической оси.

В этом случае изображение лежит на соответствующей побочной оптической оси, в месте ее пересечения с задней фокальной плоскостью (так называется плоскость, перпендикулярная к главной оси и проходящая через задний фокус линзы).

Точки фокальной плоскости нередко называют *фокусами* соответствующих побочных осей, оставляя название *главный фокус* за точкой  $F'$ , соответствующей главной оси.

Расстояние  $p'$  изображения от главной оптической оси линзы и угол  $\varphi'$  между рассматриваемой побочной осью и главной осью связаны, очевидно, формулой (рис.221)

$$\operatorname{tg} \varphi' = \frac{p'}{f'}. \quad (28)$$

3. Предмет лежит между точкой на двойном фокусном расстоянии и передним фокусом — обычное положение предмета при проектировании проекционным фонарем. Для исследования этого случая достаточно воспользоваться свойством обратимости изображения в линзе. Будем считать  $S'_1S'$  источником (см. рис.220), тогда  $SS_1$  будет являться изображением. Легко видеть, что в рассматриваемом случае изображение — обратное, увеличенное и лежит от линзы на расстоянии, большем двойного фокусного расстояния.

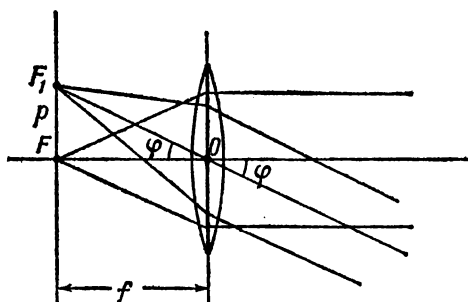


Рис. 222. Источник  $F_1$  лежит в передней фокальной плоскости.

Из линзы выходит пучок лучей, параллельных побочной оси, проходящей через источник.

Полезно отметить частный случай, когда предмет находится от линзы на расстоянии, равном двойному фокусному расстоянию, т. е.  $a=2f$ . Тогда по формуле линзы

$$\frac{1}{a'} = \frac{1}{f} - \frac{1}{2f} = \frac{1}{2f}; \quad a' = 2f,$$

т. е. изображение лежит от линзы также на двойном фокусном расстоянии. Изображение в этом случае — перевернутое. Для увеличения находим:

$$\beta = 1,$$

т. е. изображение равно по величине предмету.

4. Большое значение имеет частный случай, когда источник находится в плоскости, перпендикулярной к главной оси линзы

и проходящей через передний фокус.

Эта плоскость также является фокальной плоскостью; ее называют *передней фокальной плоскостью*. Если точечный источник находится в какой-либо из точек фокальной плоскости, т. е. в одном из передних фокусов, то из линзы выходит параллельный пучок лучей, направленный вдоль соответствующей оптической оси (рис. 222). Угол  $\varphi$  между этой осью и главной осью и расстояние  $p$  источника от оси связаны формулой

$$\operatorname{tg} \varphi = p/f. \quad (29)$$

5. Предмет лежит между передним фокусом и линзой, т. е.  $a < f$ . В этом случае изображение — *прямое*.

Построение изображения в этом случае дано на рис. 223. Так как  $a < a'$ , то для увеличения имеем:

$$\beta > 1,$$

т. е. изображение — *увеличенное*. Мы вернемся к данному случаю при рассмотрении лупы.

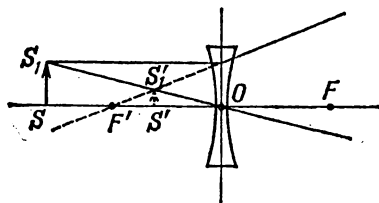


Рис. 224. Построение изображения в рассеивающей линзе.

6. Построение изображения для рассеивающей линзы показано на рис. 224.

Изображение в рассеивающей линзе всегда *мнимое* и *прямое*. Наконец, поскольку  $a' < a$ , то изображение всегда *уменьшенное*.

Отметим, что при всех построениях лучей, проходящих через тонкую линзу, мы можем не рассматривать ход их внутри самой линзы. Важно лишь знать расположение оптического центра и главных фокусов. Таким образом, тонкая линза может быть изображена плоскостью, проходящей через оптический центр перпендикулярно к главной оптической оси, на которой должны быть отмечены



положения главных фокусов. Эта плоскость называется *главной плоскостью*. Очевидно, что луч, входящий в линзу и выходящий из нее, проходит через одну и ту же точку главной плоскости (рис.225, а). Если мы сохраняем на

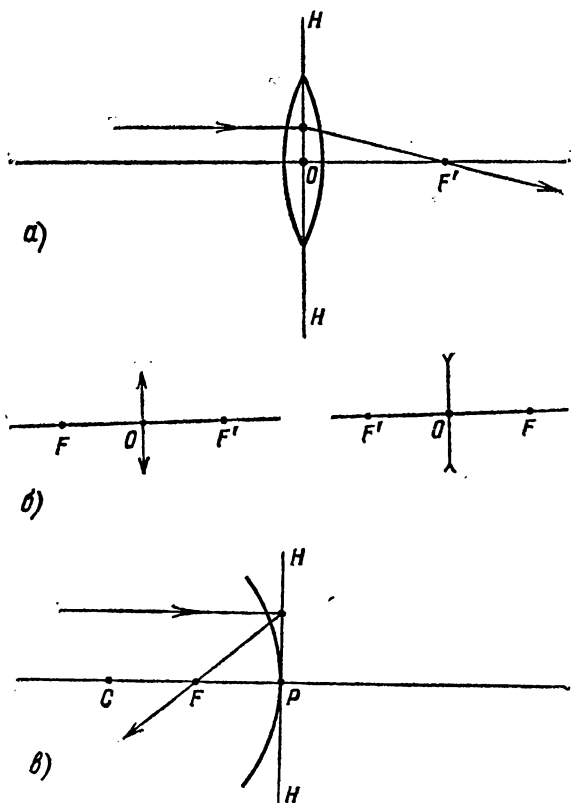


Рис. 225. а) Замена линзы главной плоскостью  $HH$ ; б) символическое изображение собирающей (слева) и рассеивающей (справа) линз; в) замена зеркала главной плоскостью  $HH$ .

рисунках очертания линзы, то только для наглядного различия собирающей и рассеивающей линзы; для всех же построений эти очертания излишни. Иногда для большей простоты чертежа вместо очертаний линзы применяют символическое изображение, показанное на рис.225, б.

Аналогично, сферическое зеркало можно изображать *главной плоскостью*, которая касается поверхности сферы в полюсе зеркала, с указанием на главной оси положения центра сферы  $C$  и главного фокуса  $F$ . Положение  $C$  указывает, имеем ли мы дело с вогнутым (собирательным) или с выпуклым (рассеивающим) зеркалом (рис.225, в).

**§ 98. Оптическая сила линз.** Для характеристики оптических свойств различных линз часто пользуются величиной, обратной фокусному расстоянию линзы  $f$ . Величина

$$A = 1/f \quad (30)$$

называется *оптической силой линзы*.

Чем короче фокусное расстояние, тем сильнее преломляет линза и тем больше величина  $A$ . Таким образом,  $A$  может служить характеристикой преломляющей способности линзы.

За единицу оптической силы линзы принимается оптическая сила такой линзы, фокусное расстояние которой равно 1 м; такая единица называется *диоптрией*. Оптическая сила всякой линзы (в диоптриях) равна единице, деленной на фокусное расстояние (в метрах). Для собирательных (положительных) линз оптическая сила положительна; для рассеивающих (отрицательных) линз — отрицательна. Так, например, рассеивающая линза с фокусным расстоянием  $f=20$  см имеет оптическую силу  $A = -1/0,20 = -5$  диоптрий. Эти обозначения хорошо известны тем, кто пользуется очками.

**У п р а ж н е н и я.** 28. Пользуясь методом, примененным для вывода формулы линзы, найти формулу для преломления на сферической границе раздела двух сред (например, воздух — стекло; см. рис. 226).

29. Доказать, что фокусные расстояния сферической поверхности (упр. 28) связаны соотношением

$$f/f' = n/n',$$

где  $n$  — показатель преломления первой среды,  $n'$  — второй среды.

30. Найти фокусное расстояние плосковыпуклой линзы, для которой радиус кривизны сферической поверхности  $r_1=80$  см. Показатель преломления стекла  $n=1,6$ .

31. Собирательная линза имеет фокусное расстояние  $f=40$  см. Предмет находится на расстоянии 1 м от линзы. Найти, где будет расположено изображение, а также линейное и угловое увеличения. Решить задачу с помощью вычислений и графическим путем, построив (в масштабе) изображение небольшого предмета в линзе.

32. Решить предыдущую задачу для случая, когда предмет находится на расстоянии 20 см от линзы.

33. Вогнутое зеркало имеет радиус  $r=40$  см. Предмет расположен на расстоянии 30 см от зеркала. Найти положение изображения и увеличение зеркала. Построить изображение и определить, прямое оно или обратное.

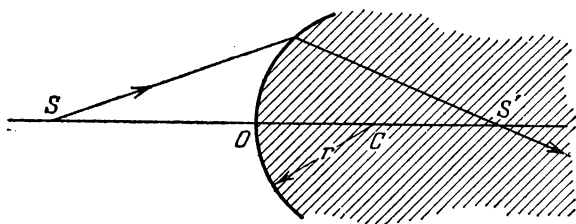


Рис. 226. К упражнению 28.

34. Указать положение изображения в тонкой линзе для следующих положений источника на главной оси: а) источник в бесконечности; б) источник на двойном фокусном расстоянии; в) источник в главном фокусе; г) источник между главным фокусом и линзой. Иллюстрировать решение рисунками.

35. Проанализируйте, как меняются положение и размеры изображения при перемене места предмета для случая: а) собирающей линзы; б) рассеивающей линзы; в) вогнутого зеркала; г) выпуклого зеркала.

36. Оптическая сила линзы равна 2 диоптриям. Найти ее фокусное расстояние.

37. Построить изображение в линзе небольшого отрезка, наклоненного к оси под углом  $45^\circ$ .

38. Плоское зеркало поворачивается на угол  $\beta$  около оси, лежащей в плоскости зеркала и перпендикулярной к падающему лучу; на какой угол повернется при этом отраженный луч?

## ГЛАВА X

### ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ И ИХ ПОГРЕШНОСТИ

**§ 99. Оптическая система.** Тонкая линза представляет *простейшую оптическую систему*. Простые тонкие линзы практически применяются главным образом в виде очковых стекол. Кроме того, общеизвестно применение линзы в качестве увеличительного стекла (лупы).

Действие многих оптических приборов — проекционного фонаря, фотоаппарата и др. — может быть схематически уподоблено действию тонких линз, как об этом упоминалось в § 97. Однако тонкая линза дает хорошее изображение только в том сравнительно редком случае, когда можно ограничиться узким одноцветным пучком, идущим от источника вдоль главной оптической оси или под небольшим углом к ней. В большинстве же практических задач, где эти условия не выполняются, изображение, даваемое тонкой линзой, довольно несовершенно. Поэтому в большинстве случаев прибегают к построению более *сложных систем*, имеющих большое число преломляющих поверхностей и не ограниченных требованием близости этих поверхностей (требованием, которому удовлетворяет тонкая линза).

**§ 100. Главные плоскости и главные точки системы.** Осуществим сложную оптическую систему, расположив несколько линз одна за другой так, чтобы их главные оптические оси совпадали (рис. 227). Эта общая главная ось всей системы проходит через центры всех поверхностей, ограничивающих отдельные линзы. Направим на систему пучок параллельных лучей, соблюдая, как и в § 88, условие, чтобы диаметр этого пучка был *достаточно мал*. Мы обнаружим, что по выходе из системы пучок собирается в одной точке  $F'$ , которую, так же как и в случае тонкой линзы,

назовем *задним фокусом системы*. Направив параллельный пучок на систему с противоположной стороны, найдем *передний фокус системы*  $F$ . Однако при ответе на вопрос, каково фокусное расстояние рассматриваемой системы, мы встречаем затруднение, ибо неизвестно, до какого места системы надо отсчитывать это расстояние от точек  $F$

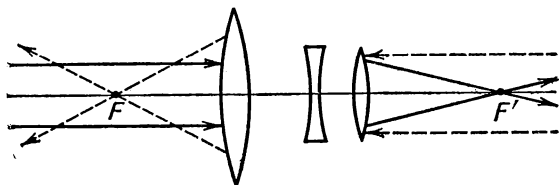


Рис. 227. Фокусы оптической системы.

и  $F'$ . Точки, аналогичной оптическому центру тонкой линзы, в оптической системе, вообще говоря, нет, и нет оснований отдать предпочтение какой-нибудь из многих поверхностей, составляющих систему; в частности, расстояния от  $F$

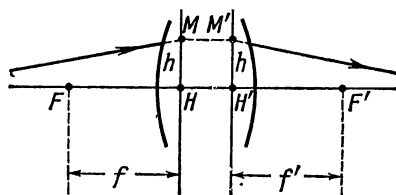


Рис. 228. Главные плоскости оптической системы.

Если падающий на систему луч пересекает переднюю главную плоскость на высоте  $h$  над осью, то выходящий из системы луч пересекает заднюю главную плоскость на той же высоте  $h$ .

и  $F'$  до соответствующих наружных поверхностей системы не являются одинаковыми.

Эти затруднения разрешаются следующим образом.

В случае тонкой линзы все построения можно сделать, не рассматривая хода лучей в линзе, и ограничившись изображением линзы в виде главной плоскости (см. § 97).

Исследование свойств сложных оптических систем показывает, что и в этом случае мы можем не рассматривать действительного хода лучей в системе. Однако для замены сложной оптической системы приходится использовать не одну главную плоскость, а совокупность *двух главных плоскостей*, перпендикулярных к оптической оси системы и пересекающих ее в двух так называемых *главных точках* ( $H$  и  $H'$ ). Отметив на оси положение главных фокусов, мы будем иметь полную характеристику оптической системы (рис. 228).

При этом изображение очертаний наружных поверхностей, ограничивающих систему (в виде жирных дуг рис. 228), является излишним. Две главные плоскости системы заменяют единую главную плоскость тонкой линзы: переход от системы к тонкой линзе означает сближение двух главных плоскостей до слипания, так что главные точки  $H$  и  $H'$  сближаются и совпадают с оптическим центром линзы.

Таким образом, главные плоскости системы представляют собою как бы расчленение главной плоскости тонкой линзы. Это обстоятельство находится в соответствии с их основным свойством: луч, входящий в систему, пересекает первую главную плоскость на той же высоте  $h$ , на какой выходящий из системы луч пересекает вторую главную плоскость (см. рис. 228).

Мы не будем приводить доказательства того, что такая пара плоскостей действительно существует во всякой оптической системе, хотя доказательство это и не представляет особых трудностей, ограничимся лишь указанием метода использования этих характеристик системы для построения изображения.

Главные плоскости и главные точки могут лежать и внутри и вне системы, совершенно несимметрично относительно поверхностей, ограничивающих систему, например даже по одну сторону от нее.

С помощью главных плоскостей решается и вопрос о фокусных расстояниях системы. Фокусными расстояниями оптической системы называются расстояния от главных точек до соответствующих им фокусов. Таким образом, если мы обозначим  $F$  и  $H$  передний фокус и переднюю главную точку,  $F'$  и  $H'$  — задний фокус и заднюю главную точку, то  $f' = H'F'$  есть заднее фокусное расстояние системы,  $f = HF$  — ее переднее фокусное расстояние (см. рис. 228).

Если по обе стороны системы находится одна и та же среда (например, воздух), так что в ней расположены передний и задний фокусы, то

$$f = f', \quad (1)$$

как и для тонкой линзы.

**§ 101. Построение изображений в системе.** Зная положение главных и фокальных плоскостей системы, мы можем построить изображение в системе, совершенно не интересуясь ее конкретными свойствами — числом преломляющих поверхностей, их положением и кривизной и т. д. Для

построения достаточно провести какие-нибудь два луча из числа тех, построение которых может быть выполнено без затруднений. К числу их принадлежат (рис. 229):

1. Луч  $S_1Q$ , падающий на систему параллельно главной оси; если этот луч пересекает переднюю главную плоскость в точке  $Q$ , то по свойству главных плоскостей он пересечет заднюю главную плоскость в точке  $Q'$  на той же высоте над осью и пройдет, выйдя из системы через задний фокус  $F'$ .

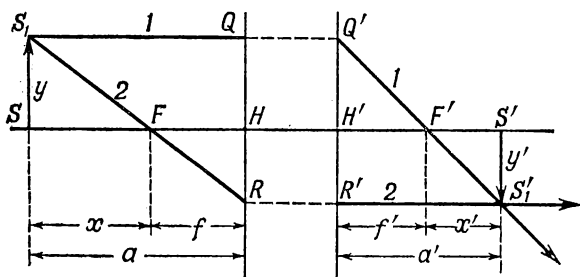


Рис. 229. Построение изображений в системе.

2. Луч  $S_1R$ , проходящий через передний фокус и пересекающий главную плоскость в точке  $R$ ; он пройдет на той же высоте ( $R'H' = RH$ ) через заднюю главную плоскость и выйдет из системы параллельно главной оси.

Указанная пара лучей может быть использована для построения изображения точки  $S_1$  в данной системе. В соответствии с этим отрезок  $S_1S$  изобразится в виде отрезка  $S'_1S'$ .

**§ 102. Увеличение системы.** Найдем теперь формулы для линейного увеличения  $\beta$  системы. Из подобия треугольников  $S'S'_1F'$  и  $H'Q'F'$  (см. рис. 229) имеем:

$$\frac{S'S'_1}{H'Q'} = \frac{F'S'}{F'H'};$$

но  $S'S'_1 = y'$ ,  $H'Q' = HQ = y$ ,  $F'H' = f'$ . Таким образом, обозначив  $x'$  расстояние от заднего фокуса до изображения, находим:

$$\beta = y'/y = x'/f'. \quad (2)$$

Тем же путем из подобия треугольников  $SS_1F$  и  $HRF$  находим:

$$\beta = y'/y = f/x, \quad (3)$$

где  $x$  — расстояние предмета от переднего фокуса. [Для рассматриваемых нами систем (см. § 100)  $f=f'$ .]

Наряду с линейным увеличением для характеристики действия оптической системы, как и в случае тонкой линзы (см. § 96), большое значение имеет угловое увеличение. Угловым увеличением  $\gamma$  называется отношение тангенсов углов  $u'$  и  $u$ , составляемых лучами, выходящим из

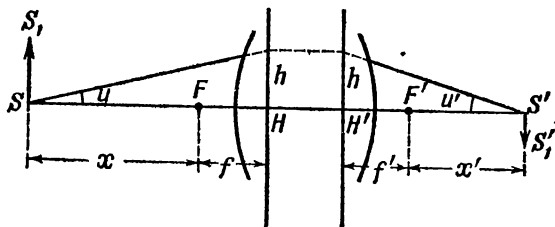


Рис. 230. Угловое увеличение оптической системы.

системы и падающим на систему, с оптической осью, т. е.

$$\gamma = \operatorname{tg} u' / \operatorname{tg} u. \quad (4)$$

С помощью рис. 230 можно показать (см. упражнение 45), что, так же как и в случае тонкой линзы,

$$\gamma = 1/\beta. \quad (5)$$

Это означает, что чем больше размеры изображения, тем меньше ширина световых пучков, образующих это изображение (ср. § 96). В § 109 этой главы будет показано, какое значение имеет это обстоятельство для вопросов, связанных с освещенностью и яркостью изображений, даваемых оптическими системами.

**§ 103. Недостатки оптических систем.** Рассматривая образование изображений протяженных объектов в оптических системах, мы все время предполагали, что изображение образуется узкими световыми пучками и что они падают на систему под небольшими углами к ее главной оптической оси. И то и другое предположения практически в оптических приборах не выполняются. Для получения больших освещенностей приходится пользоваться широкими световыми пучками, т. е. применять линзы большого диаметра.



Второе предположение также не выполняется во всех тех случаях, когда прибор должен дать изображение точек, значительно удаленных от его главной оси, например в фотоаппаратах. Отказываясь от этих ограничений, мы ухудшаем оптическое изображение: изображение оказывается, вообще говоря, не вполне резким, расплывчатым; мелкие детали смазываются и становятся неразличимы. Кроме того, иногда теряется точное подобие между предметом и его изображением.

Необходимо считаться еще с одним явлением, влияющим на качество изображения в оптической системе, именно, с зависимостью показателя преломления оптических стекол от цвета. В конечном итоге это приводит к тому, что края изображения, полученного с помощью белого света, оказываются окрашенными.

Полное устранение всех вышеперечисленных недостатков оптического изображения в реальных системах невозможно. Однако тщательное изучение погрешностей оптических систем позволяет найти пути для уменьшения их влияния, и в современных оптических приборах эти погрешности настолько уменьшены, что практически незначительно сказываются на качестве изображения.

Погрешности оптических систем называют *абберациями*. Ниже мы рассмотрим главнейшие абберации и способы их устранения.

**§ 104. Сферическая абберация.** Возникновение этой погрешности можно проследить с помощью легко доступных опытов. Возьмем простую собирающую линзу (например, плосковыпуклую линзу) по возможности с большим диаметром и малым фокусным расстоянием. Небольшой и в то же время достаточно яркий источник света можно осуществить, если, просверлив в большом экране отверстие диаметром около 1 мм, укрепить перед ним кусочек матового стекла, освещенного сильной лампой с небольшого расстояния. Еще лучше сконцентрировать на матовом стекле свет от дугового фонаря. Эта «светящаяся точка» должна быть расположена на главной оптической оси линзы (рис. 231, а).

С помощью указанной линзы, на которую падают широкие световые пучки, не удастся получить резкое изображение источника. Как бы мы ни перемещали экран  $E$ , на нем получается довольно расплывчатое изображение. Но если ограничить пучки, падающие на линзу, поставив перед ней

кусок картона с небольшим вырезом против центральной части (рис. 231, б), то изображение значительно улучшится: можно найти такое положение экрана  $E$ , где изображение источника будет достаточно резким. Это последнее наблюдение вполне согласуется с тем, что нам известно относительно изображения, получаемого в линзе с помощью узких приосевых пучков (ср. § 89).

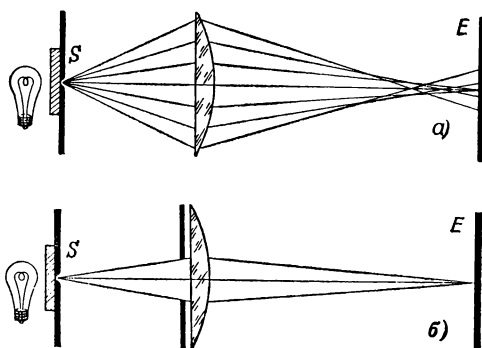


Рис. 231. а) Установка для экспериментального изучения сферической аберрации; б) центральная зона линзы дает хорошее резкое изображение.

Заменим теперь картон с центральным вырезом куском картона с небольшими отверстиями, расположенными вдоль диаметра линзы (рис. 232). Ход лучей, проходящих через эти отверстия, можно проследить, если слегка задымить воздух за линзой. Мы обнаружим, что лучи, проходящие через отверстия, расположенные на **р а з л и ч н о м** расстоянии от центра линзы, пересекаются в **р а з н ы х** точках: чем дальше от оси линзы выходит луч, тем сильнее он преломляется и тем ближе к линзе находится точка его пересечения с осью (рис. 233).

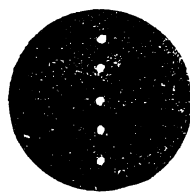


Рис. 232. Экран с отверстиями для изучения сферической аберрации.

Таким образом, наши опыты показывают, что лучи, проходящие через отдельные **з о н ы** линзы, расположенные на **р а з н ы х** расстояниях от оси, дают изображения источника, лежащие на **р а з н ы х** расстояниях от линзы. При данном положении

экрана  $E$  разные зоны линзы дадут на нем: одни — более резкие, другие — более расплывчатые изображения источника, которые сольются в светлый кружок.

В результате линза большого диаметра дает изображение точечного источника не в виде точки, а в виде расплывчатого светлого пятнышка.

Итак, при использовании ш и р о к и х световых пучков мы не получаем точечного изображения даже в том случае, когда источник расположен на главной оси. Эта погрешность оптических систем называется *сферической аберрацией*.

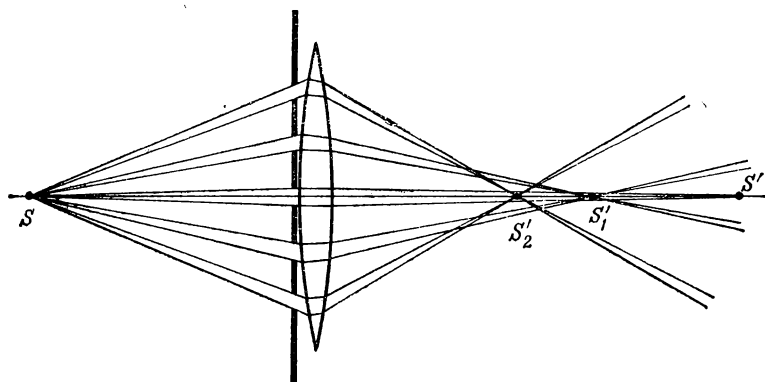


Рис. 233. Возникновение сферической аберрации.

Лучи, выходящие из линзы на разной высоте над осью, дают изображения точки  $S$  в разных точках  $S'$ ,  $S_1'$ ,  $S_2'$ .

Для простых отрицательных линз благодаря сферической аберрации фокусное расстояние лучей, проходящих через центральную зону линзы, также будет более значительным, чем для лучей, проходящих через периферическую зону. Другими словами, параллельный пучок, проходя через центральную зону рассеивающей линзы, становится м е н е е расходящимся, чем пучок, идущий через наружные зоны (рис. 234). Заставив свет после собирательной линзы пройти через рассеивающую, мы у в е л и ч и м фокусное расстояние. Это увеличение будет, однако, м е н е е значительным для центральных лучей, чем для лучей периферических.

Таким образом, более длинное фокусное расстояние собирательной линзы, соответствующее центральным лучам, увеличится на м е н ь ш у ю величину, чем более короткое

фокусное расстояние периферических лучей. Следовательно, рассеивающая линза благодаря своей сферической аберрации выравнивает различие фокусных расстояний центральных и периферических лучей, обусловленное сферической аберрацией собирающей линзы. Правильно рассчитав комбинацию собирающей и рассеивающей линз,

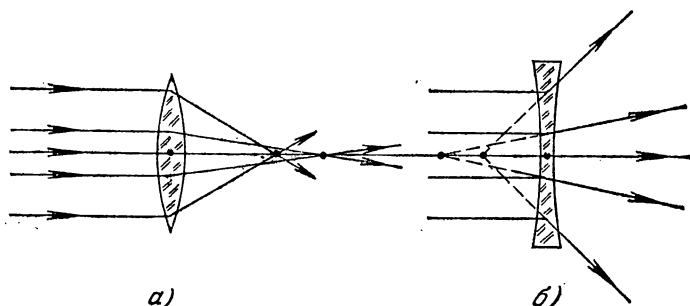


Рис. 234. Сферическая аберрация.  
а) Собирающая линза; б) — рассеивающая линза.

мы можем столь полно осуществить это выравнивание, что сферическая аберрация системы из двух линз будет практически сведена к нулю (рис. 235). Обычно обе простые линзы склеиваются (рис. 236).

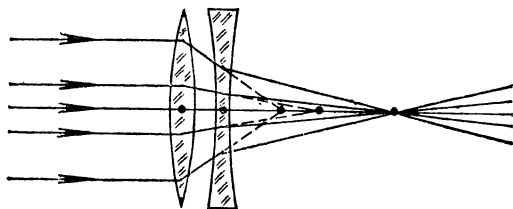


Рис. 235. Исправление сферической аберрации путем комбинирования собирающей и рассеивающей линз.

Из сказанного видно, что уничтожение сферической аберрации осуществляется комбинацией двух частей системы, сферические аберрации которых взаимно компенсируют друг друга. Аналогичным образом мы поступаем и при исправлении других недостатков системы.

Примером оптической системы с устраненной сферической аберрацией могут служить астрономические объективы. Если звезда находится на оси объектива, то ее изображение практически не искажено аберрацией, хотя диаметр объектива может достигать нескольких десятков сантиметров.

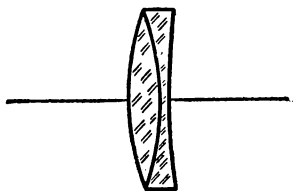


Рис. 236. Склеенный астрономический объектив, исправленный на сферическую аберрацию.

**§ 105. Астигматизм.** Эта погрешность оптических систем проявляется в тех случаях, когда желают получить изображение точки, находящейся на значительном расстоянии от главной оси системы, точнее при использовании световых пучков, составляющих значительный

угол с главной осью (косые пучки). Важно отметить, что астигматизм остается даже при использовании узких световых пучков, а также может сохраняться в системах, освобожденных от сферической аберрации.

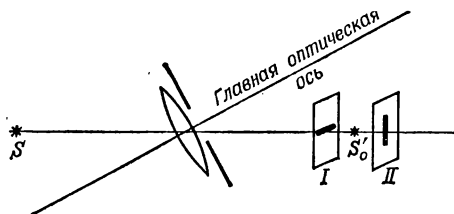


Рис. 237. Астигматизм линзы.

Изображения точки, лежащей на побочной оси, представляют собой две перпендикулярные линии, лежащие в разных плоскостях.

Для наблюдения астигматизма выделим с помощью прикрывающего линзу картонного экрана с небольшим отверстием узкий пучок лучей и расположим источник так, чтобы он находился на побочной оси, составляющей с главной осью угол в  $30-40^\circ$ . Мы обнаружим, что изображение светящейся точки на экране  $E$  (см. рис. 231) станет весьма расплывчатым и будет иметь неправильную форму. Если мы начнем медленно передвигать экран относительно линзы, то найдем, что имеются два положения экрана ( $I$  и  $II$  на рис. 237), в которых изображение довольно резкое. Однако в отличие от того случая, когда источник находился на главной оси линзы, изображение в указанных двух положениях экрана

имеет вид не точки, а отрезка прямой. Направление отрезка в положении *I* перпендикулярно к направлению отрезка в положении *II*. Во всех остальных положениях экрана изображение расплывчатое, овальное или круглое.

Таким образом, даже наилучшее изображение точки, не лежащей на главной оси линзы, представляет собой не точку, а две взаимно перпендикулярные и находящиеся в разных местах линии. Это и есть та погрешность оптических систем, которая носит название *астигматизма*.

Для исправления астигматизма приходится строить сложные оптические системы, состоящие из нескольких частей, подобранных специальным образом так, чтобы они взаимно компенсировали астигматизм, обусловленный каждой из них. Системы с исправленным астигматизмом называются анастигматами<sup>1)</sup>. Современные фотографические объективы, исправленные в отношении астигматизма, дают хорошее изображение при углах до 50—70°.

**§ 106. Хроматическая aberrация.** Поставим на пути световых лучей, выходящих из линзы, один раз красное стекло (пропускающее только красные лучи), другой раз

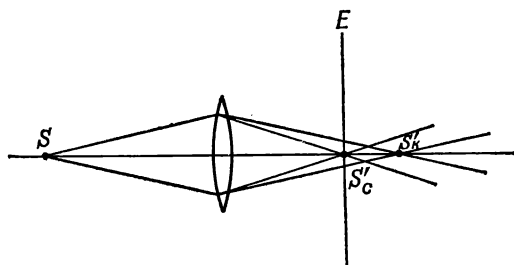


Рис. 238. Хроматическая aberrация.

Изображение точки *S* в синих лучах  $S'_c$  не совпадает с изображением в красных лучах  $S'_k$ . Рисунок имеет цветной дубликат (см. вклейку).

синее стекло (пропускающее синие лучи). С помощью передвижного экрана *E* (рис. 238) мы обнаружим, что изображения, образуемые лучами разного цвета, находятся в разных точках:  $S'_k$  (красное) дальше от линзы, чем  $S'_c$  (синее).

<sup>1)</sup> Частица *а* перед словом означает отрицание: астигматизм — неточечность изображения; ана — двойное отрицание (вместо *аа*) анастигматизм — неастигматизм, т. е. точечность изображения.

Если же оставить экран в том месте, где образуется резкое изображение, например, синими лучами, то в красном свете мы получим на экране расплывчатое пятнышко. Вследствие этого при использовании белого света (содержащего лучи всех цветов) изображение, даваемое линзой, оказывается обычно окрашенным (окаймленным цветными кружками и т. п.). Описанное явление носит название *хроматической аберрации*.

Эта погрешность возникает вследствие того, что показатель преломления зависит от цвета, т. е. длины волны света (дисперсия; см. § 83).

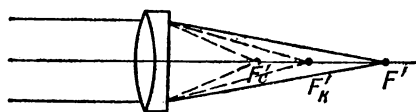


Рис. 239. Исправление хроматической аберрации.

Рисунок имеет цветной дубликат (см. вклейку).

Из-за этого и фокусное расстояние линзы, которое согласно формуле (9) гл. IX зависит от показателя преломления (см. § 88), будет различным для лучей различного цвета. В результате изображения точки  $S$  для

лучей различного цвета будут находиться на разных расстояниях от линзы.

Расстояние между точками  $S'_c$  и  $S'_k$  зависит от сорта стекла, из которого сделана линза; оно больше для той линзы, которая сделана из стекла с большей дисперсией<sup>1)</sup> (если сравниваемые линзы имеют одинаковое фокусное расстояние для лучей какого-либо цвета). Это обстоятельство используется для устранения хроматической аберрации линз следующим образом. К двояковыпуклой линзе из стекла с малой дисперсией приклеивается соответствующим образом рассчитанная рассеивающая линза из стекла с большой дисперсией (рис. 239). Добавочная линза удлиняет фокусные расстояния первой линзы (см. § 104), причем фокусное расстояние синих лучей, сильнее преломляемых, увеличивается на большую величину, чем фокусное расстояние красных лучей, слабее преломляемых. Расчет в простейшем случае ведется таким образом, чтобы фокус красных лучей  $F'_k$  и фокус синих лучей  $F'_c$  попали в одну и ту же точку  $F'$ . Соединившись в одном месте, изображения разных цветов дадут практически белую точку, т. е. хроматическая аберрация будет устранена.

<sup>1)</sup> То есть из стекла с показателем преломления, сильнее меняющимся с изменением длины волны падающего света.

Линзы с устраненной описанным способом хроматической аберрацией называются *ахроматическими* линзами. Применяются также системы, где соединены фокусы для трех сортов лучей, — *апохроматы*. Такие апохроматические системы используются, например, в микроскопии.

**§ 107. Ограничение пучков в оптических системах.** Изучая оптические системы, мы до сих пор оставляли в стороне одно важное обстоятельство — ограниченность размеров линз (или зеркал), образующих системы. Оправданием этому служило то, что для построения изображения не требуется знать реальный ход всех лучей в системе; например, для построения изображения точки достаточно построить два луча, которые, вообще говоря, могут в действительности и не проходить через прибор (см. рис. 219).

Вследствие ограниченного размера любой оптической системы большая часть лучей, выходящих из светящегося объекта по всем направлениям, проходит мимо системы и не может участвовать в образовании изображения. Всякая преграда, ограничивающая проходящие через оптическую систему лучи, называется *диафрагмой*. В случае простой линзы диафрагмой служит обычно ее оправа. Однако можно часть линзы закрыть, например, поставив перед ней лист картона, в котором вырезано отверстие; в этом случае диафрагмой служит данное отверстие в картоне. При этом надо иметь в виду, что л ю б а я ч а с т ь л и н з ы (если она достаточно хорошо исправлена <sup>1)</sup>) о б р а з у е т т о ж е и з о б р а ж е н и е, ч т о и в с я л и н з а; поэтому наличие диафрагмы не меняет н и р а з м е р а, н и в и д а и з о б р а ж е н и я; только освещенность э т о г о и з о б р а ж е н и я с о о т в е т с т в е н н о у м е н ь ш а е т с я, ибо уменьшается световой поток, пропускаемый при наличии диафрагмы. Можно, например, закрыть половину линзы куском картона — изображение останется тем же, но освещенность его в этом случае уменьшится в два раза, так как в образовании изображения будет участвовать только половина пучка.

Таким образом, для хорошо исправленной системы роль диафрагмы прежде всего сводится к изменению светового потока, участвующего в образовании изображения. Диафрагма определяет также п о л е з р е н и я прибора, т. е. максимальную часть объекта, изображение которого может

---

<sup>1)</sup> То есть устранены погрешности, указанные выше.



дать прибор. Значение диафрагмы для получения изображений протяженных предметов (глубины фокусировки) мы не будем рассматривать; о влиянии диафрагмы на разрешающую способность оптических приборов см. в гл. XI.

**§ 108. Светосила линзы.** Найдем, как зависит освещенность изображения, даваемого линзой, от величин, характеризующих линзу, — от ее диаметра и фокусного расстояния.

Освещенность изображения  $E$  определяется отношением светового потока  $F$  к поверхности изображения  $\sigma'$ , т. е.  $E = F/\sigma'$ . При заданном расстоянии  $a$  источника до линзы световой поток, поступающий от источника через линзу к изображению, пропорционален площади линзы, т. е. пропорционален  $d^2$ , где  $d$  — диаметр линзы или диафрагмы, прикрывающей линзу. Площадь изображения прямо пропорциональна квадрату расстояния  $a'$  изображения от линзы; если же источник находится далеко от линзы, то изображение находится вблизи фокальной плоскости, и площадь изображения пропорциональна квадрату фокусного расстояния  $f^2$ . Таким образом, в данном случае освещенность изображения пропорциональна  $d^2/f^2$ .

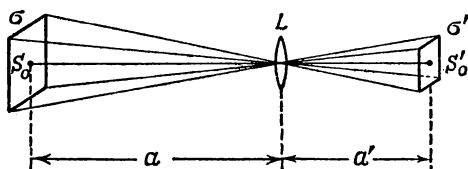


Рис. 240. К выводу формулы для освещенности изображения, даваемого линзой.

Действительно, пусть около точки  $S_0$  (рис. 240) помещается площадка  $\sigma$  и около точки  $S'_0$  — ее изображение  $\sigma'$ . Пользуясь формулой увеличения линзы, находим:  $\sigma'/\sigma = a'^2/a^2$ . Далее по формуле линзы

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{a'} = \frac{1}{f} \quad \text{или} \quad \frac{a'}{a} = \frac{f}{a-f}.$$

Если расстояние  $a$  источника от линзы гораздо больше  $f$ , то в знаменателе правой части можно пренебречь величиной  $f$  по сравнению с  $a$ , и тогда  $a' \approx f$ , а  $\sigma'$  пропорциональна  $f^2$ .

Итак, освещенность изображения, даваемого линзой, пропорциональна квадрату ее диаметра и обратно пропорциональна квадрату ее фокусного рас-

стояния. Величина  $(d/f)^2$  называется *светосилой линзы*. Эта величина характеризует свойства линзы в отношении освещенности даваемых ею изображений. Нередко для характеристики линзы вместо светосилы  $d^2/f^2$  пользуются величиной  $d/f$ , именуемой *относительным отверстием*.

Мы видим, что освещенность изображения уменьшается при ограничении светового пучка, вступающего в линзу. Это относится ко всякому оптическому прибору. Но в то же время качество изображения при ограничении пучка *улучшается*.

Таким образом, хорошее *качество изображения* трудно сочетать с большой *светосилой прибора*.

Практически приходится идти на некоторый компромисс и допускать некоторую потерю в светосиле для получения надлежащего качества изображения и, наоборот, мириться с ухудшением качества изображения для получения достаточной его освещенности.

В современных оптических приборах удается в известных пределах сочетать большую светосилу с хорошим качеством изображения за счет использования многолинзовых оптических систем. В подобных системах аберрации, вносимые одними линзами, компенсируются аберрациями других линз. Простейшие примеры «исправления» оптических систем мы приводили, говоря о сферической и хроматической аберрациях и об астигматизме. Следует отметить, что расчет сложных оптических систем представляет большие трудности, требует значительного искусства от вычислителя и затраты длительного времени.

**§ 109. Яркость изображения.** В предыдущем параграфе мы видели, что *освещенность изображения* протяженного предмета повышается с увеличением диаметра линзы и с уменьшением ее фокусного расстояния. Могло бы показаться, что этим путем можно повысить также *яркость изображения* протяженного предмета и получить изображения, например, более яркие, чем сам источник. Однако подобное заключение *оказывается ошибочным*.

В наилучшем случае яркость изображения может достигнуть яркости источника; это имеет место при отсутствии потерь, происходящих за счет частичного поглощения света в линзах и частичного отражения его поверхностями

линз. При наличии потерь света в системе яркость изображения протяженного объекта всегда меньше яркости самого объекта. Получить яркость изображения протяженного объекта, бо́льшую чем яркость источника, нельзя никакими оптическими приборами.

Невозможность увеличить яркость изображения с помощью оптической системы становится понятной, если вспомнить основное свойство всякой системы, отмеченное в § 102. Оптическая система, не имеющая потерь, не меняет световой поток, но она, уменьшая площадь изображения, во столько же раз увеличивает телесный угол, в который направляется световой поток. При уменьшении площади изображения световой поток, исходящий с единицы поверхности, увеличивается, но зато этот поток направляется в больший телесный угол. Таким образом, световой поток, исходящий с единицы поверхности в единичный телесный угол, т. е. яркость (см. § 73), остается неизменным.

Для простого случая образования изображения с помощью линзы мы можем подтвердить этот общий вывод путем несложного расчета.

Поместим перед линзой на расстоянии  $a$  от нее небольшую светящуюся поверхность с площадью  $\sigma$ , перпендикулярную к главной оси.

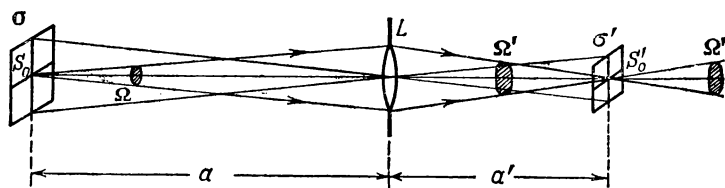


Рис. 241. Яркость изображения зависит от произведения телесного угла на площадь изображения и не может превысить яркости источника.

Пусть ее изображение находится на расстоянии  $a'$  от линзы и имеет площадь  $\sigma'$ . Тогда, очевидно (рис. 241),

$$\sigma/\sigma' = a^2/a'^2,$$

или

$$\sigma/a^2 = \sigma'/a'^2. \quad (6)$$

Найдем световой поток, направляющийся от нашего источника через линзу. Согласно формуле (9) § 73 имеем  $F = B\sigma\Omega$ , где  $B$  — яркость светящейся площадки,  $\sigma$  — ее площадь, а  $\Omega$  — телесный угол потока, направляемого к линзе. Из рис. 241 видно, что  $\Omega = P/a^2$ , если через  $P$

обозначить площадь отверстия линзы. Итак,

$$F = B\sigma P/a^2. \quad (7)$$

Этот световой поток направляется на изображение  $\sigma'$ .

Световой поток, испускаемый изображением, направляется внутрь телесного угла  $\Omega'$ , который, как видно из рис. 241, равен  $\Omega' = P/a'^2$ . Для величины потока  $F'$ , идущего от изображения, находим:  $F' = B'\sigma'\Omega'$ , где  $B'$  есть яркость изображения. Итак,

$$F' = \frac{B'\sigma'P}{a'^2}. \quad (8)$$

Если в линзе не происходит потерь света, то оба световых потока — падающий на линзу (и направляемый ею к изображению)  $F$  и исходящий от изображения  $F'$  — должны быть равны друг другу, т. е. получаем:

$$\frac{B'\sigma'P}{a'^2} = \frac{B\sigma P}{a^2}.$$

Отсюда в силу (6)

$$B' = B, \quad (9)$$

т. е. яркость изображения, даваемого линзой, равна яркости самого объекта. Напомним, что все выводы справедливы лишь для протяженных объектов. Вопрос о яркости изображения точечных объектов мы рассмотрим в следующей главе.

Полученный результат позволяет найти освещенность изображения, даваемого линзой. Для освещенности изображения согласно формуле (8) имеем:

$$E' = \frac{F'}{\sigma'} = \frac{B'P}{a'^2}. \quad (10)$$

Если можно пренебречь потерями света в линзе, то  $B' = B$  и, следовательно,

$$E' = \frac{BP}{a'^2}. \quad (11)$$

Мы видим, что освещенность изображения, получаемого с помощью линзы, такая же, как если бы мы заменили линзу источником с той же яркостью  $B$  и с площадью, равной площади линзы.

Полученная формула (11) применима и к более сложным системам.

**У п р а ж н е н и я.** 39. Фокусное расстояние оптической системы  $f = 30$  см; главные плоскости находятся на расстоянии 10 см одна от другой. Построить в этой системе изображения предмета, расположенного от передней главной плоскости на следующих расстояниях: а) 20 см; б) 50 см; в) 80 см. В каждом случае найти линейное и угловое увеличения.

40. Оптическая система состоит из двух линз, находящихся в воздухе на расстоянии 10 см одна от другой. Передний фокус находится на расстоянии 20 см от первой линзы, а задний фокус — на расстоянии 12 см от второй линзы. Увеличенное в три раза изображение находится на расстоянии 45 см от заднего фокуса. Найти фокусное расстояние системы и положение главных плоскостей относительно линз, образующих систему.

41. Для фотографирования удаленных предметов часто применяется телеобъектив — оптическая система, у которой задняя главная плоскость находится впереди передней линзы (рис. 242).

Объяснить, в чем преимущества телеобъектива при фотографировании удаленных предметов по сравнению с обычными объективами.

42. Найти зависимость между оптической силой и светосилой линзы.

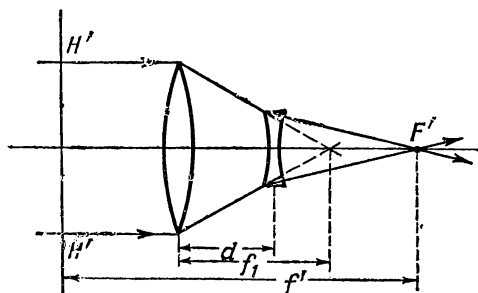


Рис. 242. К упражнению 41.

43. Объект с освещенностью 40 лк и с коэффициентом диффузного отражения  $r=0,70$  фотографируется с помощью объектива с относительным отверстием  $1:2,5$ . Найти освещенность изображения, считая, что оно находится приблизительно в фокальной плоскости объектива.

44. Определить освещенность, даваемую прожектором с зеркалом диаметром  $D=2$  м, дуга которого имеет яркость  $B=80\,000$  сб, на расстоянии  $l=5$  км при коэффициенте прозрачности воздуха 0,95.

45. Доказать, что для сложных оптических систем, как и для тонких линз (см. гл. IX, § 96), линейное увеличение  $\beta$  и угловое увеличение  $\gamma$  связаны формулой  $\gamma=1/\beta$ .

46. Если  $x$  есть расстояние от переднего фокуса до предмета, а  $x'$  — от заднего фокуса до изображения, то имеет место соотношение  $xx'=f^2$  (формула Ньютона), где  $f$  — фокусное расстояние системы. Доказать справедливость этой формулы.

## ГЛАВА XI

### ОПТИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ

Законы образования изображений в оптических системах служат основой для построения разнообразных оптических приборов. Основной частью всякого оптического прибора является некоторая оптическая система. В одних оптических приборах изображение получается на экране, который должен быть установлен в плоскости изображения, другие приборы предназначены для работы совместно с глазом. В последнем случае прибор и глаз представляют как бы единую оптическую систему и изображение получается на сетчатой оболочке глаза.

Мы будем рассматривать действие оптических приборов на основе законов геометрической оптики. Однако для решения некоторых вопросов представление о световых лучах оказывается недостаточно точным, и нам придется ссылаться на волновые свойства света, которые будут изучаться в последующих главах.

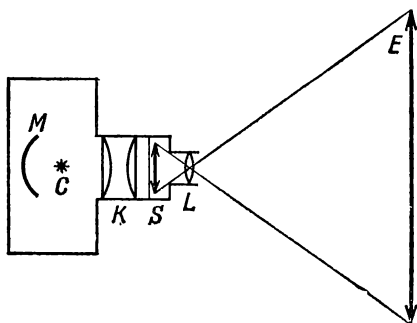


Рис. 243. Схема проекционного аппарата для демонстрации прозрачных объектов.

Освещение объекта  $S$  производится источником  $C$  с помощью конденсора  $K$  и вогнутого зеркала  $M$ . Объектив  $L$  дает изображение на экране  $E$ .

**§ 110. Проекционные оптические приборы.** Проекционные приборы дают на экране действительное, увеличенное изображение картины или

предмета. Такое изображение может рассматриваться со сравнительно большого расстояния и благодаря этому может быть видно одновременно большому числу людей.

На рис. 243 изображена схема проекционного аппарата, предназначенного для демонстрации *п р о з р а ч н ы х* объектов, например рисунков и фотографических изображений на стекле (диапозитивы), фильмов и т. п. Такие аппараты называются *д и а с к о п а м и* (диа — прозрачный). Освещение объекта *S* производится ярким источником *C* с помощью

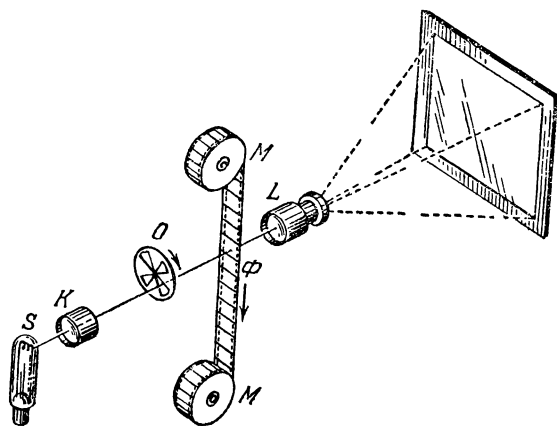


Рис. 244. Схема простейшего киноаппарата.

*S* — источник; *K* — конденсор; *L* — проекционный объектив; *Ф* — фильм; *M* — лентопротяжный механизм. Фильм передвигается скачками — каждый раз на один кадр. В момент передвижения фильма световой пучок перекрывается обтюратором *O*.

системы линз *K*, называемой *конденсором*. Иногда за источником устанавливается вогнутое зеркало *M*, в центре которого находится источник. Это зеркало, направляя обратно в систему свет, падающий на заднюю стенку фонаря, увеличивает освещенность объекта.

Объект помещается вблизи фокальной плоскости объектива *L*, который дает изображение на удаленном экране *E* (см. § 97, гл. IX). Для резкой наводки объектив *L* может плавно перемещаться.

Проекционные системы очень часто употребляются для демонстрации рисунков, чертежей и т. п. во время лекций (проекционный фонарь). *К и н о а п п а р а т* представляет собой проекционную систему того же типа с тем усложнени-

ем, что демонстрируемые картины очень быстро сменяют одна другую. На рис. 244 представлена схема простейшего киноаппарата.

При проектировании получается обычно сильно увеличенное изображение. Так, например, при проектировании кадра кинокартины размером  $18 \times 24$  мм на экран с размерами  $3,6 \times 4,8$  м линейное увеличение равно 200, а площадь изображения превышает площадь кадра в 40 000 раз.

Для того чтобы освещенность объекта была достаточно в с о к о й и притом равномерной, важную роль играет

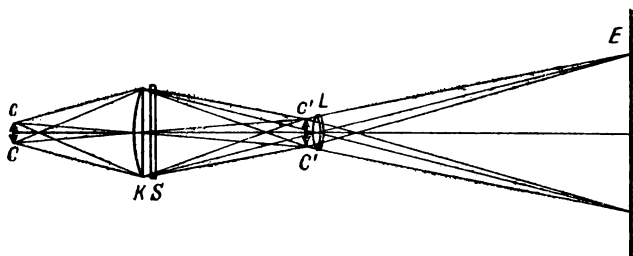


Рис. 245. Освещение объекта с помощью конденсора.

Конденсор К проектирует источник СС на объектив L; объектив проектирует диапозитив S на экран E.

правильный подбор конденсора. Казалось бы, что задачей конденсора является максимально сконцентрировать свет на изображаемом объекте. Однако это совершенно не в е р н о. Попытки «концентрации» света на объекте приводят обычно только к тому, что конденсор дает на нем сильно уменьшенное изображение источника, и если этот последний не очень велик, то объект будет освещен крайне неравномерно. Кроме того, при этом часть светового потока пойдет мимо проекционного объектива, т. е. не будет участвовать в образовании изображения на экране. Правильный выбор конденсора дает возможность избежать всех этих недостатков. Конденсор устанавливается таким образом, чтобы он давал и з о б р а ж е н и е  $C'C'$  небольшого и с т о ч н и к а СС на самом объективе L (рис. 245). Размеры конденсора выбираются с таким расчетом, чтобы весь д и а п о з и т и в S был р а в н о м е р н о о с в е щ е н. Лучи, проходящие через л ю б у ю т о ч к у диапозитива, должны затем пройти через изображение  $C'C'$  источника света; следовательно, они попадут в объектив и по выходе из него образуют на экране изображение этой точки диапозитива.



Таким образом, объектив даст на экране изображение всего диапозитива, которое будет правильно передавать распределение светлого и темного на диапозитиве.

Для демонстрации на экране непрозрачных предметов, например чертежей и рисунков, выполненных на бумаге, их сильно освещают сбоку с помощью ламп и зеркал и проецируют с помощью светосильного объектива.

Схема такого прибора, называемого *эпископом*, изображена на рис. 246.

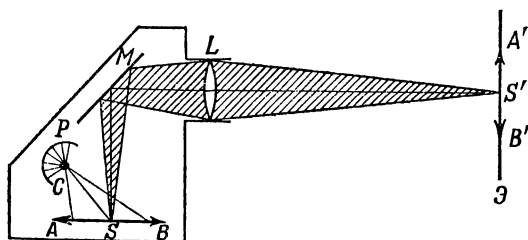


Рис. 246. Проекционный аппарат для демонстрации непрозрачных объектов.

Источник  $C$  с помощью вогнутого зеркала  $P$  освещает объект  $AB$ ; лучи от каждой точки  $S$  объекта поворачиваются плоским зеркалом  $M$  и направляются в объектив  $L$ , который дает изображение на экране  $\mathcal{E}$ .

Часто применяют приборы, имеющие двойную систему для проектирования как прозрачных, так и непрозрачных предметов. Такие приборы называются *эпидиаскопами*.

**§ 111. Фотографический аппарат.** Схема фотоаппарата изображена на рис. 247, *а*, на рис. 247, *б* и 247, *в* — его внешний вид. Фотоаппарат состоит из ящика  $K$  со светонепроницаемыми стенками, называемого *камерой*, и объектива  $L$ . Объектив помещается в передней стенке камеры, а у задней стенки помещают чувствительную к свету фотографическую пластинку  $\Phi$ . Последняя находится в светонепроницаемой коробочке — *кассете* — с выдвижной крышкой, которая открывается только перед съемкой. При фотографировании предмет, как правило, находится на расстоянии, гораздо большем фокусного расстояния объектива. Вследствие этого на фотопластинке получается обратное уменьшенное изображение  $S'S'_1$  предмета  $SS_1$  (см. § 97 гл. IX).

Для того чтобы получить отчетливое изображение фотографируемого предмета, несколько передвигают объектив относительно задней стенки камеры. С этой целью в некоторых аппаратах боковые стенки камеры делаются в форме гармоник, и вся камера сжимается или растягивается; в других аппаратах наводка осуществляется путем передвижения объектива в его трубце.

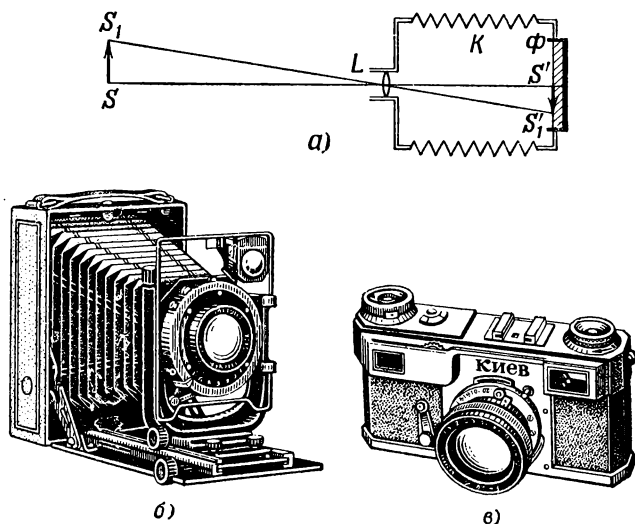


Рис. 247. Схема фотоаппарата и его внешний вид.  
 $a$  — схема фотоаппарата;  $L$  — объектив;  $K$  — камера;  $\Phi$  — фотопластинка. Объектив  $L$  дает на фотопластинке перевернутое изображение  $S'S'_1$  объекта  $SS_1$ .  $b$  — современный фотоаппарат для съемки на фотопластинках,  $в$  — современный фотоаппарат для съемки на пленке.

Промежуток времени, необходимый для освещения пластинки (выдержка), зависит от чувствительности пластинки и от условий освещения фотографируемого предмета. Для того чтобы можно было производить съемку с очень маленькой выдержкой (сотые и тысячные доли секунды), применяются специальные механические «затворы»; при больших выдержках обычно просто снимают на нужное время крышечку объектива.

Под действием света в светочувствительном слое фотопластинки образуется невидимое глазом скрытое изображение. Для выявления этого изображения освещенная фотопластинка подвергается специальной обработке (см. § 187).

В зависимости от назначения применяют весьма разнообразные конструкции фотоаппаратов. Наиболее ответственной частью фотоаппарата является фотообъектив: им в основном определяется качество снимка и возможность снять в данных условиях тот или иной объект. В простейшем случае фотообъективом может являться простая собирающая линза; однако она дает удовлетворительное качество изображения только при малой светосиле и малом угле поля

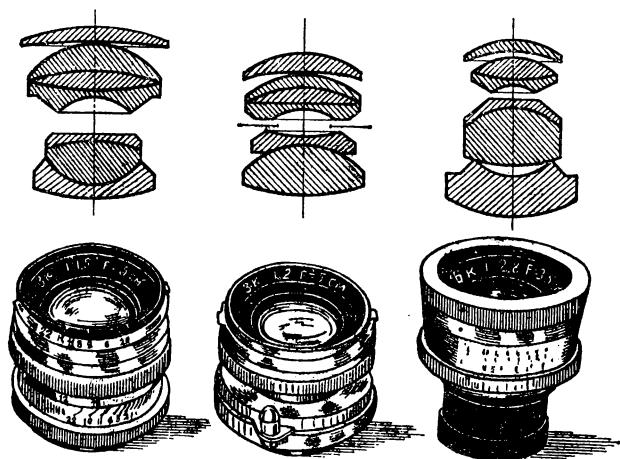


Рис. 248. Объективы фотоаппарата (схема и внешний вид).

зрения. Современные фотообъективы, сочетающие большую светосилу и большой угол зрения с высоким качеством изображения, состоят обычно из нескольких линз и представляют довольно сложную конструкцию (рис. 248). Расчет нового объектива составляет трудную задачу и длится месяцами, а иногда и годами.

На оправе объектива обычно гравятся характеризующие его величины, а именно, фокусное расстояние  $f$  (на рис. 248 оно обозначено через  $F$ ) и относительное отверстие  $d/f$  (см. § 108). Относительное отверстие дается в форме дроби вида  $1:a$ , где величина  $a=f/d$ , т. е. показывает, во сколько раз фокусное расстояние больше диаметра объектива. Например, объектив с диаметром 20 мм и фокусным расстоянием 50 мм имеет относительное отверстие  $1:2,5$ .

Обычно применяемые фотообъективы имеют относительное отверстие от 1:7,0 до 1:2,5 при поле зрения 50—60°. В настоящее время появились еще более светосильные объективы (с относительным отверстием 1:1,00—1:0,85).

Для того чтобы регулировать световой поток, поступающий в фотоаппарат, объектив снабжается диафрагмой, диаметр которой можно изменять и таким образом менять относительное отверстие. Приведенные выше цифры характеризуют максимальное значение относительного отверстия данного объектива.

Необходимо отметить, что реальная светосила объективов значительно меньше той, которая получается из чисто геометрических построений. Дело в том, что не весь световой поток, падающий на систему, проходит через нее; часть света отражается, часть поглощается в системе. Доля поглощенного света обычно невелика, но отражения на поверхностях линз играют большую роль. Как мы знаем (см. § 81), при нормальном падении от границы стекло — воздух или воздух — стекло отражается около 4—5% падающего света; при наклонном падении доля отраженного света несколько возрастает. Таким образом, в объективе, имеющем три-четыре линзы, т. е. шесть — восемь отражающих поверхностей, потери света достигают 30—40%.

Отражение света от поверхностей линз не только уменьшает светосилу прибора, но и приводит еще к одному неприятному явлению: отраженный свет создает световой фон, из-за которого скрадывается различие между темными и светлыми местами, т. е. понижается контрастность изображения.

Для уменьшения потерь на отражение разработан прием, называемый *просветлением оптики*. Этот прием состоит в том, что на поверхность линзы наносится тонкая прозрачная пленка из подходящего материала. Благодаря явлению интерференции (см. ниже, гл. XII) доля отраженного света при правильном подборе пленки (ее толщины и показателя преломления) может быть сильно уменьшена. Обычно толщина слоя выбирается из расчета минимального отражения зеленого света. Тогда для более коротких и более длинных волн отражение больше, чем для зеленого света. Если на такую поверхность падает белый свет, то отраженный свет имеет сине-красный оттенок. Оптические системы с подобными поверхностями получили название «голубой оптики». Такая просветляющая оптика имеет значительно большую реальную светосилу и дает более контрастное изображение, чем такая же оптика без просветления.

**§ 112. Глаз как оптическая система.** Глаз человека имеет приблизительно шарообразную форму; диаметр его (в среднем) 2,5 см (рис. 249); глаз окружен снаружи тремя оболочками.

Внешняя твердая и прочная оболочка, называемая *склерой* или *белковой оболочкой*, защищает внутренность глаза

от механических повреждений. Склера на передней части глаза прозрачна и называется *роговой оболочкой*, или *роговицей*, *р*; на всей остальной части глаза она непрозрачна, имеет белый цвет и называется *белком*.

С внутренней стороны к склере прилегает *сосудистая оболочка*, *с*, состоящая из сложного сплетения кровеносных сосудов, питающих глаз. Эта вторая оболочка в передней части глаза переходит в *радужную оболочку*, окрашенную

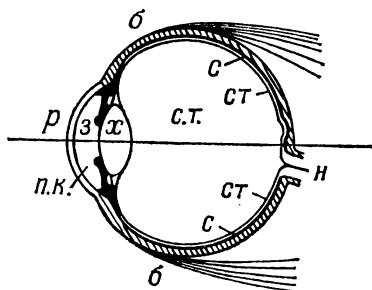


Рис. 249. Схематический разрез глаза человека.

*б* — белковая оболочка; *р* — роговая оболочка; *с* — сосудистая оболочка; *з* — зрачок; *х* — хрусталик; *ст* — сетчатая оболочка; *н* — нерв; *с. т.* — стекловидное тело; *п. к.* — передняя камера.

у разных людей в различных цветах. Радужная оболочка имеет в середине отверстие, называемое *зрачком*, *з*. Радужная оболочка способна деформироваться и таким образом менять диаметр зрачка. Изменение это происходит рефлекторно (без участия сознания) в зависимости от количества света, попадающего в глаз; при ярком освещении диаметр зрачка равен 2 мм, при слабом освещении доходит до 8 мм.

На внутренней поверхности сосудистой оболочки расположена *сетчатая оболочка*, или *сетчатка*, *ст*. Она покрывает все дно глаза, кроме его передней части. Сзади через оболочку входит *зрительный нерв*, *н*, соединяющий глаз с мозгом. Сетчатка состоит в основном из разветвлений волокон зрительного нерва и их окончаний и образует *светочувствительную поверхность глаза*.

Промежуток между роговой и радужной оболочками называется *передней камерой*, *п. к.*; он заполнен *камерной влагой*. Внутри глаза, непосредственно за зрачком, расположен *хрусталик*, *х*, представляющий собой прозрачное упругое тело, имеющее форму двояковыпуклой линзы. Кривизна поверхностей хрусталика может меняться в результате действия облегающей его со всех сторон мышцы. Посредством изменения кривизны поверхностей хрусталика достигается приведение изображения предметов, лежащих на различных расстояниях, точно на поверхность чувствительного слоя сетчатки; этот процесс называется *аккомодацией*.

цией. Вся полость глаза за хрусталиком заполнена прозрачной студенистой жидкостью, образующей *стекловидное тело*, *с. т.*

По своему устройству глаз как оптическая система сходен с фотоаппаратом. Роль объектива выполняет хрусталик совместно с преломляющей средой передней камеры и стекловидного тела. Изображение получается на светочувствительной поверхности сетчатки. Наводка на резкость изображения осуществляется путем аккомодации. Наконец, зрачок играет роль изменяющейся по диаметру диафрагмы.

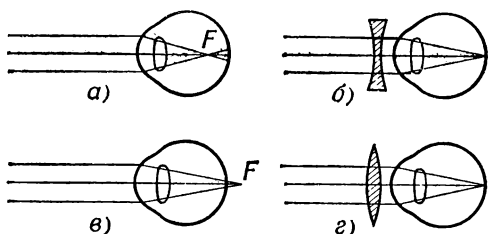


Рис. 250. Близорукость глаза (а) исправляется с помощью рассеивающей линзы (б); дальность (в) — с помощью собирающей линзы (г).

Способность глаза к аккомодации обеспечивает возможность получения на сетчатке резких изображений предметов, находящихся на различных расстояниях. Нормальный глаз в спокойном состоянии, т. е. без какого-либо усилия аккомодации, дает на сетчатке отчетливое изображение удаленных предметов (например, звезд). С помощью мышечного усилия, увеличивающего кривизну хрусталика и, следовательно, уменьшающего его фокусное расстояние, глаз осуществляет наводку на нужное расстояние. **Наименьшее расстояние**, на котором нормальный глаз может отчетливо видеть предметы, меняется в зависимости от возраста от 10 см (возраст до 20 лет) до 22 см (возраст около 40 лет). В более пожилом возрасте способность глаза к аккомодации еще уменьшается: наименьшее расстояние доходит до 30 см и более — старческая *дальнозоркость*.

Далеко не у всех людей глаз является **нормальным**. Нередко задний фокус глаза в спокойном состоянии находится не на самой сетчатке (как у нормального глаза), а с той или другой стороны от нее. Если фокус глаза в спокойном

состоянии лежит внутри глаза перед сетчаткой (рис. 250, а), то глаз называется *близоруким*. Такой глаз не может отчетливо видеть отдаленные предметы, так как напряжение мышц при аккомодации еще сильнее отдаляет фокус от сетчатки. Для исправления близорукости глаза должны быть снабжены очками с рассеивающими линзами (рис. 250, б).

В дальнозорком глазе фокус при спокойном состоянии глаза находится за сетчаткой (рис. 250, в). Дальнозоркий глаз преломляет слабее нормального. Для того чтобы видеть даже весьма удаленные предметы, дальнозоркий глаз должен делать усилие; для видения близко лежащих предметов аккомодационная способность глаза уже недостаточна. Поэтому для исправления дальнозоркости употребляются очки с собирательными линзами (рис. 250, г), приводящие фокус глаза в спокойном состоянии на сетчатку.

**§ 113. Оптические приборы, вооружающие глаз.** Хотя глаз и не представляет собой тонкую линзу, в нем можно все же найти точку, через которую лучи проходят практически

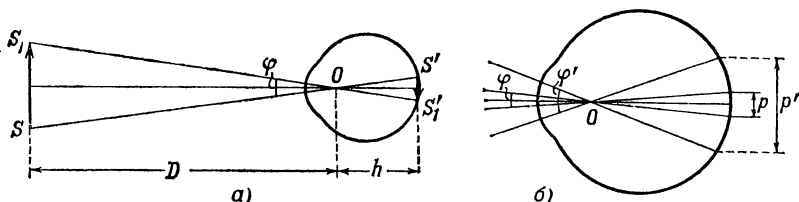


Рис. 251. а) угол зрения  $\varphi = S'S_1'/h = S_1S/D$ ; б) при увеличении угла зрения увеличивается изображение рассматриваемого предмета на сетчатке:  $N = p'/p = \varphi'/\varphi$ .

без преломления, т. е. точку, играющую роль оптического центра (см. § 88, гл. IX). Оптический центр глаза находится внутри хрусталика вблизи задней поверхности его. Расстояние  $h$  от оптического центра до сетчатой оболочки, называемое *глубиной глаза*, составляет для нормального глаза 15 мм.

Зная положение оптического центра, можно легко построить изображение какого-либо предмета на сетчатой оболочке глаза. Изображение всегда действительное, уменьшенное и обратное (рис. 251, а). Угол  $\varphi$ ,

под которым виден предмет  $SS_1$  из оптического центра глаза  $O$ , называется *углом зрения*.

Сетчатая оболочка имеет сложное строение и состоит из отдельных светочувствительных элементов. Поэтому две точки объекта, расположенные настолько близко друг к другу, что их изображения на сетчатке попадают на один и тот же элемент, воспринимаются глазом как одна точка. Минимальный угол зрения, под которым две светящиеся точки или две черные точки на белом фоне воспринимаются глазом еще раздельно, составляет приблизительно одну минуту. Глаз плохо распознает детали предмета, которые он видит под углом менее  $1'$ . Это — угол, под которым виден отрезок длиной в 1 см на расстоянии 34 м от глаза. При плохом освещении (в сумерках) минимальный угол разрешения повышается и может дойти до  $1^\circ$ .

Приближая предмет к глазу, мы увеличиваем угол зрения и, следовательно, получаем возможность лучше различать мелкие детали. Однако очень близко к глазу приблизить предмет мы не можем, так как способность глаза к аккомодации ограничена. Для нормального глаза наиболее благоприятным для рассматривания предмета оказывается расстояние около 25 см, при котором глаз достаточно хорошо различает детали без чрезмерного утомления. Это расстояние называется *расстоянием наилучшего зрения*. Для близорукого глаза это расстояние несколько меньше. Поэтому близорукие люди, помещая рассматриваемый предмет ближе к глазу, чем люди с нормальным зрением или дальнозоркие, видят его под большим углом зрения и могут лучше различать мелкие детали.

Значительное увеличение угла зрения достигается с помощью оптических приборов. По своему назначению оптические приборы, вооружающие глаз, можно разбить на две большие группы:

1. Приборы, служащие для рассматривания очень мелких предметов (лупа, микроскоп). Эти приборы как бы «увеличивают» рассматриваемые предметы.

2. Приборы, предназначенные для рассматривания удаленных объектов (зрительные трубы, бинокль, телескоп и т. п.). Эти приборы как бы «приближают» рассматриваемые предметы.

Благодаря увеличению угла зрения при использовании оптического прибора величина изображения предмета на



сетчатке возрастает по сравнению с величиной изображения в случае невооруженного глаза и, следовательно, возрастает способность распознавания деталей. Отношение длины изображения на сетчатке в случае вооруженного глаза  $p'$  к длине изображения для невооруженного глаза  $p$  (рис. 251, б) называется *увеличением оптического прибора*.

С помощью рис. 251, б легко видеть, что увеличение  $N$  равно также отношению угла зрения  $\varphi'$  при рассматривании предмета через инструмент к углу зрения  $\varphi$  для невооруженного глаза, ибо  $\varphi'$  и  $\varphi$  — невелики. Итак,

$$N = p'/p = \varphi'/\varphi. \quad (1)$$

**§ 114. Лупа.** Простейшим прибором для вооружения глаза является *лупа*. В качестве лупы применяются собирательные линзы с фокусным расстоянием от 10 до 100 мм. Лупа помещается перед глазом, по возможности ближе к нему

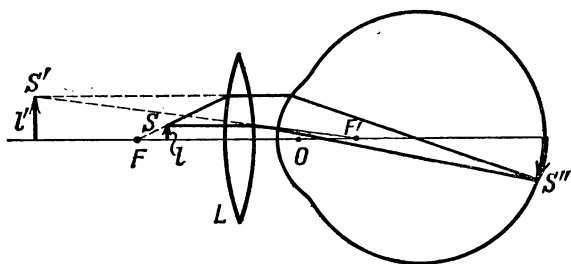


Рис. 252. Ход лучей при рассматривании небольшого предмета через лупу.

Лучи, исходящие из точки  $S$  предмета, собираются в точке  $S''$  на сетчатке. В той же точке собирались бы лучи от точки  $S'$ , если бы лупы не было.

а рассматриваемый предмет на расстоянии, немного меньшем фокусного расстояния лупы. Построение изображения в этом случае было рассмотрено в § 97 гл. IX. Напомним, что в этих условиях получается *мнимое, прямое, увеличенное изображение*.

На рис. 252 показан ход лучей при рассматривании небольшого предмета через лупу. Лучи, исходящие из точки  $S$  предмета  $l$ , преломляются сначала в лупе, затем в преломляющих средах глаза и собираются в точке  $S''$  на сетчатке. В той же точке  $S''$  собрались бы лучи, если бы лупы не было, а источник находился бы в точке  $S'$ , т. е. если бы глаз не-

посредственно рассматривал предмет увеличенных размеров  $l'$ , находящийся на соответственном расстоянии от глаза.

Лучи, вычерченные пунктиром, пересечение которых в точке  $S'$  дает мнимое изображение точки  $S$ , в действительности не существуют. Мы можем поместить сразу за предметом непрозрачный экран, и ничто от этого не изменится. Однако мы «видим» предмет  $l'$ , так как глаз автоматически «восстанавливает» ход попавших в него лучей, а лучи после преломления в лупе падают на глаз так, как если бы  $l'$  было реальным предметом.

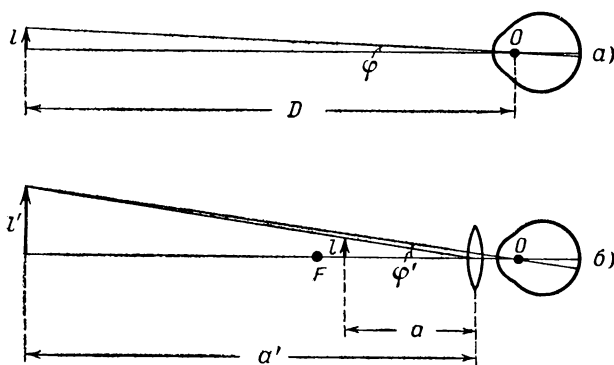


Рис. 253. Рассматривание небольшого предмета невооруженным глазом (а) и через лупу (б).

Найдем увеличение лупы. Предположим, что предмет, имеющий длину  $l$  (рис. 253, а), находится от глаза на расстоянии наилучшего видения  $D$ . Тогда угол зрения равен

$$\varphi = l/D.$$

Поместим тот же предмет (рис. 253, б) вблизи фокуса  $F$  лупы и будем рассматривать его через лупу. Мы увидим изображение предмета длины  $l'$  под углом зрения  $\varphi'$ , причем

$$\varphi' = l'/a',$$

где  $a'$  — расстояние от лупы до изображения (расстоянием от лупы до оптического центра глаза пренебрегаем).

По формуле увеличения линзы имеем следующее соотношение:

$$\frac{l'}{l} = \frac{a'}{a};$$

следовательно,

$$\varphi' = \frac{l}{a}.$$

Отсюда для увеличения лупы находим:

$$N = \frac{\varphi'}{\varphi} = \frac{D}{a}.$$

Так как предмет находится возле фокуса, то  $a \approx f$ . Таким образом, полагая расстояние наилучшего видения  $D=250$  мм, для увеличения лупы получаем приближенно следующую формулу:

$$N = 250/f, \quad (2)$$

где  $f$  должно быть выражено в миллиметрах; например, при  $f=50$  мм лупа имеет пятикратное увеличение.

Предмет может лежать в самой фокальной плоскости лупы. В таком случае от каждой точки предмета из лупы исходит параллельный пучок лучей, который сводится глазом в точку: на сетчатке глаза получается резкое изображение предмета. Отметим, что этот случай особо благоприятен для наблюдения: нормальный глаз сводит в точку параллельный пучок, находясь в состоянии покоя; таким образом, усилия аккомодации не требуется, и в этих условиях наблюдения глаз менее утомляется. Именно при таком способе наблюдения увеличение лупы имеет точно значение, даваемое формулой (2).

Лупы различного вида широко применяются при мелкой и точной работе, при измерениях и т. п.

Казалось бы, что с помощью лупы можно получать очень большие увеличения, — надо только уменьшать ее фокусное расстояние. Например, при фокусном расстоянии 0,25 мм увеличение лупы равно 1000. Однако пользование лупами с очень малым фокусным расстоянием, а следовательно, и с малым диаметром, практически невозможно. Поэтому лупы с увеличением более 40 не применяются.

**§ 115. Микроскоп.** Для получения больших увеличений применяется микроскоп. Оптическая система микроскопа состоит из двух частей более или менее сложной конструкции: *объектива* (обращенного к объекту) и *окуляра* (обращенного

к глазу). Ход лучей в микроскопе показан на рис. 254, причем объектив и окуляр заменены на рисунке простыми линзами.

Как и лупа, микроскоп дает возможность рассматривать изображение предмета под большим углом, чем это возможно для невооруженного глаза. Наиболее благоприятные условия при работе с микроскопом осуществляются для нормального глаза в том случае, когда промежуточное изображение

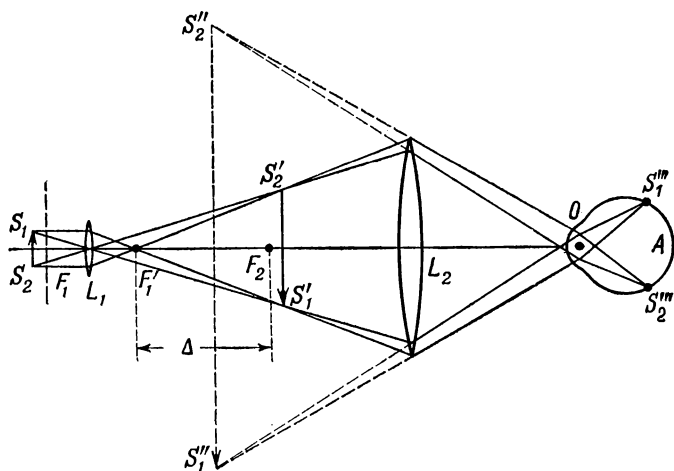


Рис. 254. Ход лучей в микроскопе.

Небольшой предмет  $S_2S_1$  помещается перед объективом  $L_1$  на расстоянии, немного большем фокусного расстояния объектива; его действительное изображение  $S'_2S'_1$  находится вблизи переднего фокуса  $F_2$  окуляра  $L_2$  — между окуляром и его передним фокусом. Это изображение рассматривается глазом  $A$  через окуляр, как через лупу; на сетчатке глаза образуется изображение  $S''_1S''_2$ , которое воспринимается глазом как исходящее от мнимого увеличенного изображения  $S'_2S'_1$ .  $\Delta$  — расстояние между задним фокусом объектива и передним фокусом окуляра — называется оптической длиной тубуса микроскопа; от нее зависит увеличение микроскопа.

$S'_2S'_1$  находится в передней фокальной плоскости окуляра, т. е. изображение  $S'_2S'_1$  лежит в бесконечности; при этом глаз находится в ненапряженном состоянии.

*Увеличением микроскопа*, как и в случае лупы, называется отношение длины изображения какого-либо отрезка, получаемого на сетчатой оболочке глаза при помощи микроскопа, к длине изображения того же отрезка на сетчатке при рассматривании его невооруженным глазом.

Действие микроскопа эквивалентно действию лупы с фокусным расстоянием  $f$ , равным фокусному расстоянию всего микроскопа. Пользуясь формулой (2), для увеличения микроскопа находим:

$$N = 250/f.$$

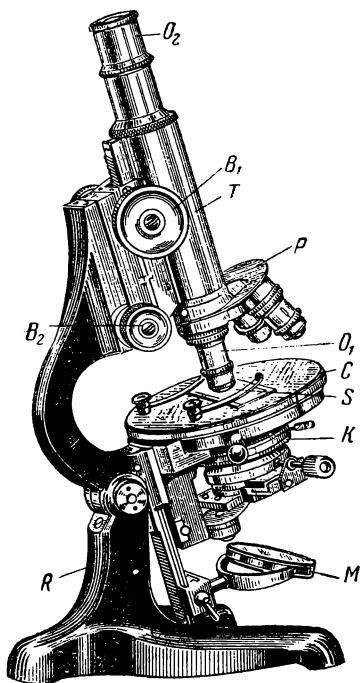


Рис. 255. Современный микроскоп.

$O_1$  — объектив;  $O_2$  — окуляр. Рассматриваемый предмет  $S$  находится на столике  $C$  и освещается снизу с помощью зеркала  $M$  и конденсора  $K$ . Оправы объектива и окуляра устанавливаются в металлической трубке — тубусе  $T$ . Для установки на резкое изображение тубус поднимают или опускают с помощью винта кремальеры  $B_1$  (грубая наводка) или микрометрического винта  $B_2$  (точная наводка). Быстрая смена объективов с разным увеличением производится с помощью револьвера  $P$ . Тубус и столик укреплены на массивном штативе  $R$ .

микроскопа делаются сменными, благодаря чему можно быстро менять увеличение системы.

Наличие действительного промежуточного изображения, даваемого объективом, расширяет область приме-

Фокусное расстояние микроскопа как системы из двух линз может быть сделано значительно меньше, чем фокусное расстояние объектива или окуляра в отдельности. В соответствии с этим увеличение микроскопа значительно больше увеличения, даваемого объективом или окуляром. Как показывает расчет, *увеличение микроскопа равно произведению увеличения объектива и увеличения окуляра*. Поэтому нередко применяют микроскопы с увеличением около 1000 и даже больше.

Основные части оптической системы микроскопа — объектив и окуляр — размещаются на концах цилиндрической трубки, укрепленной в штативе (рис. 255). Объект помещается на предметном столике и освещается снизу с помощью зеркала и конденсора. Наводка на резкое изображение осуществляется с помощью микрометрического винта. Окуляр и объективы

нения микроскопа. Оно делает возможным точные измерения размеров предмета, для чего в фокальную плоскость окуляра помещают шкалу, нанесенную на прозрачную пластинку. Можно получить проекцию этого изображения на экран, сфотографировать его и т. д. (см. упражнение 53).

**§ 116. Разрешающая способность микроскопа.** Мы характеризовали действие микроскопа его увеличением.

Как мы уже видели на примере лупы, увеличение, достигаемое с помощью оптической системы, ведет к возможности рассматривать части предмета под большим углом зрения и, следовательно, различать более мелкие детали. Микроскоп позволяет различать отдельные детали объекта, которые для невооруженного глаза или при наблюдении с простой лупой сливаются в точку, т. е. микроскоп лучше, чем лупа, разрешает тонкую структуру объекта. Однако, осуществляя большие увеличения, мы можем повысить *разрешающую способность* микроскопа лишь до известного предела. Это связано с тем фактом, что наши представления о свете как о лучах уже оказываются слишком грубыми, становится необходимым учитывать волновые свойства света. Сказанное относится не только к микроскопу, но и к другим оптическим приборам. Более подробно явления, связанные с волновой природой света, будут нами рассмотрены позже (§ 134). Здесь же нам существенно отметить, что волновая природа света накладывает определенный предел на разрешающую способность всех оптических систем<sup>1)</sup>, в частности и микроскопа. Если две точки объекта находятся одна от другой на расстоянии, меньшем некоторого предела, то мы не сможем их «разрешить»: их изображения всегда будут сливаться между собой, каким бы большим увеличением ни обладал микроскоп.

Предельная разрешающая способность достигается при возможно более всестороннем освещении объекта. Вследствие этого в современных микроскопах для освещения объекта применяются специальные конденсоры, дающие широкие пучки лучей. Предельная разрешающая способность достигается при увеличении микроскопа, равном около 1000.

---

<sup>1)</sup> По отношению к которым разумно говорить о разрешающей способности.

**§ 117. Зрительные трубы.** Зрительная труба представляет собой оптический прибор, предназначенный для рассматривания глазом весьма удаленных предметов. Как и микроскоп, она состоит из объектива и окуляра; и тот и другой являются более или менее сложными оптическими системами, хотя и не столь сложными, как в случае микроскопа; однако мы их будем схематически представлять тонкими линзами. В зрительных трубах объектив и окуляр располагаются

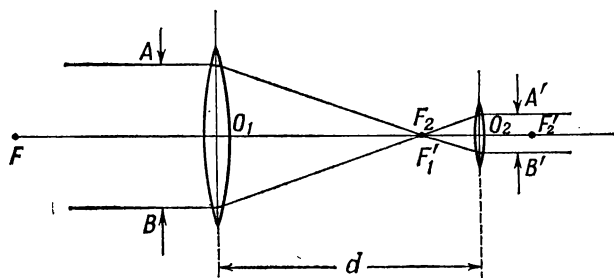


Рис. 256. Расположение объектива и окуляра в зрительной трубе: задний фокус объектива  $F_1'$  совпадает с передним фокусом окуляра  $F_2$ .

так, что задний фокус объектива приблизительно совпадает с передним фокусом окуляра (рис. 256). Объектив дает действительное уменьшенное обратное изображение бесконечно удаленного предмета в своей задней фокальной плоскости; это изображение рассматривается в окуляр, как в лупу. Если передний фокус окуляра совпадает с задним фокусом объектива, то при рассматривании удаленного предмета из окуляра выходят пучки параллельных лучей, что удобно для наблюдения нормальным глазом в спокойном состоянии (без аккомодации) (ср. § 114). Но если зрение наблюдателя несколько отличается от нормального, то окуляр передвигают, устанавливая его «по глазам». Путем передвижения окуляра производится также «наводка» зрительной трубы при рассматривании предметов, расположенных на различных не очень больших расстояниях от наблюдателя.

Объектив зрительной трубы должен быть всегда собирающей системой, окуляр же может быть как собирающей, так и рассеивающей системой. Зрительная труба с с о б и

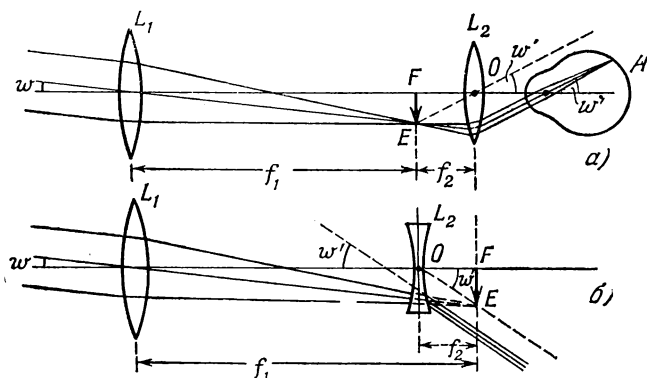


Рис. 257. Ход лучей в зрительной трубе.

а) Труба Кеплера; б) труба Галилея. Объектив  $L_1$  дает действительное обратное изображение удаленного предмета в своей фокальной плоскости  $FE$ . Расходящийся пучок лучей из точки  $E$  падает на окуляр  $L_2$ ; так как эти лучи идут из точки  $E$  в фокальной плоскости окуляра, то из него выходит пучок, параллельный побочной оптической оси  $EO$  окуляра. Попадая в глаз ( $A$ ) лучи эти сходятся на его сетчатке и дают действительное изображение источника. (В случае галилеевой трубы (б) глаз не изображен, чтобы не загромождать рисунка.) Угол  $w'$ , который эти лучи составляют с осью, больше угла  $w$ , который составляют с осью лучи, падающие на объектив.

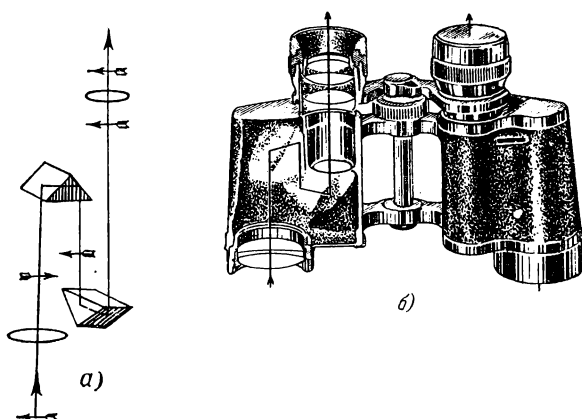


Рис. 258. Призмный полевой бинокль.

а) Ход лучей; б) внешний вид. Изменение направления стрелки указывает на «обращение» изображения после прохождения лучей через соответствующую часть системы.



рательным (положительным) окуляром называется *трубой Кеплера* (рис. 257, а), труба с рассеивающим (отрицательным) окуляром — *трубой Галилея* (рис. 257, б).

Труба Галилея, нередко применяемая в обычном театральном бинокле, дает прямое изображение предмета, труба Кеплера — перевернутое. Вследствие этого, если труба Кеплера должна служить для земных наблюдений, то ее снабжают *оборачивающей системой* (дополнительной линзой или системой призм), в результате чего изображение становится прямым. Примером подобного прибора может служить призмный бинокль (рис. 258). Преимуществом трубы Кеплера является то, что в ней имеется действительное промежуточное изображение, в плоскость которого можно поместить измерительную шкалу, фотопластинку для производства снимков и т. п. Вследствие этого в астрономии и во всех случаях, связанных с измерениями, применяется труба Кеплера.

**§ 118. Увеличение зрительной трубы.** Пусть  $\varphi$  есть угол, под которым вступили бы лучи, исходящие от краев рассматриваемого предмета, в глаз наблюдателя при отсутствии трубы (рис. 259, а).

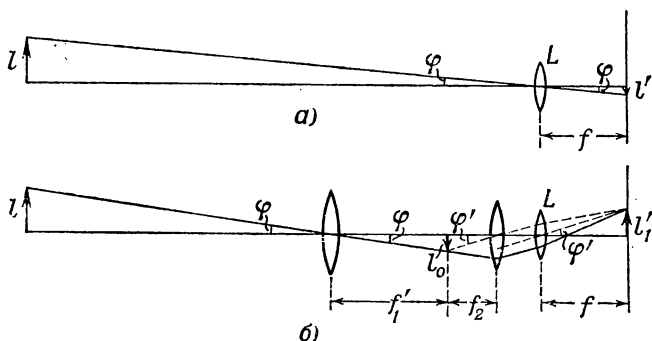


Рис. 259. Рассматривание удаленного предмета невооруженным глазом (а) и с помощью зрительной трубы (б).

$$\text{Увеличение трубы } N = \varphi' / \varphi = f_1' / f_2.$$

(Вместо оптической системы глаза изображена линза  $L$ , дающая изображение на экране в ее фокальной плоскости; этот экран играет роль сетчатой оболочки.) Поместив перед

глазом зрительную трубу, мы увеличиваем угол, под которым виден данный предмет (рис. 259, б). Величина изображения на сетчатке глаза (или на экране в фокальной плоскости линзы  $L$ ) в первом случае равна

$$l' = f \operatorname{tg} \varphi \approx f\varphi,$$

во втором случае

$$l'_1 = f \operatorname{tg} \varphi' \approx f\varphi',$$

так как углы  $\varphi$  и  $\varphi'$  малы. (В дальнейшем мы всюду вместо  $\operatorname{tg} \varphi$  и  $\operatorname{tg} \varphi'$  будем писать  $\varphi$  и  $\varphi'$ .) Увеличение  $N$ , даваемое трубой, равно

$$N = l'_1/l' = \varphi'/\varphi.$$

С помощью рис. 259, б находим:

$$l_0 = \varphi f'_1 = \varphi' f_2;$$

следовательно,

$$N = \varphi'/\varphi = f'_1/f_2, \quad (3)$$

т. е. увеличение зрительной трубы равно отношению фокусных расстояний объектива и окуляра.

Таким образом, зрительная труба увеличивает размеры изображения удаленного предмета на сетчатке глаза, действуя так, как если бы предмет «приблизился» к глазу. Благодаря этому глаз лучше различает детали предмета. Конечно, и в случае трубы разрешающая способность ограничена волновой природой света (см. § 116).

Разнообразные виды зрительных труб применяются в качестве биноклей, используются в геодезических и в военных оптических приборах и т. д.

**§ 119. Телескопы.** Исключительное значение имеют зрительные трубы (телескопы) в астрономии. Уже Галилей, первый применивший зрительную трубу для наблюдения небесных тел, сделал ряд важных открытий, хотя его телескоп обладал увеличением всего в 30 раз и с нашей точки зрения давал весьма плохое качество изображения. Современные телескопы имеют огромные размеры и представляют собой весьма сложные сооружения.

Наряду с телескопами, построенными по типу зрительной трубы — *рефракторами*, весьма важное значение в астрономии имеют *зеркальные* (отражательные) *телескопы*, или *рефлекторы*.

На рис. 260 приведена схема устройства зеркального телескопа. На сферическое зеркало  $M$  падает свет от какого-нибудь отдаленного светила. Так как свет от небесных источников идет практически параллельным пучком, то изображение светила получается в фокальной плоскости зеркала. Это будет действительное, обратное и уменьшенное изображение небесного тела. Для того чтобы было удобно рассматривать это изображение, вблизи фокуса установлено небольшое плоское зеркало  $C$ , которое поворачивает световые лучи в сторону. Изображение, даваемое сферическим зеркалом, рассматривают в окуляр, как в лупу. Труба телескопа служит для защиты зеркала от постороннего света.

Посмотрим прежде всего, что дает телескоп при наблюдении в него сравнительно близких небесных тел, например планет. Угол зрения, под которым видны планеты невооруженным глазом, очень мал. Например, планету Марс, имеющую диаметр 6800 км и находящуюся от Земли в наиболее благоприятном случае на расстоянии  $5,5 \cdot 10^7$  км, мы видим

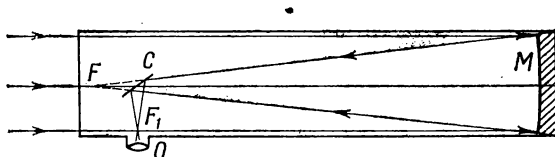


Рис. 260. Зеркальный телескоп (рефлектор).

Параллельный пучок лучей, отразившись от сферического зеркала  $M$  и небольшого плоского зеркала  $C$ , собирается в  $F_1$ . Изображение в  $F_1$  рассматривается в окуляр  $O$ , как в лупу. Глаз, расположенный за  $O$ , не показан на рисунке.

под углом всего  $25''$ . При столь малом угле зрения она представляется нам светящейся точкой. При наблюдении в телескоп угол зрения, под которым мы видим эту планету, значительно увеличивается, и она представляется нам уже диском, на котором можно различить некоторые детали. Например, при 75-кратном увеличении телескопа Марс будет виден под углом  $31'$ ; это тот угол, под которым мы видим Солнце невооруженным глазом.

Звезды находятся от нас так далеко, что при наблюдении их даже в самые большие телескопы не удастся различить на них детали; звезды продолжают казаться точками,

несмотря на то, что некоторые из них во много раз превышают по своим размерам Солнце. Польза от применения телескопа в этом случае заключается в том, что огромное по сравнению со зрачком глаза поперечное сечение зеркала перехватывает гораздо больше света от каждой звезды, чем это может сделать невооруженный глаз. Поэтому в телескоп можно вести наблюдения над такими слабыми звездами, которые не могут быть даже замечены невооруженным глазом. (Этот вопрос будет разъяснен подробнее в следующем параграфе.)

Далее, хотя телескоп и дает изображения звезд в виде точек, но он «раздвигает» эти точки, а это позволяет вести разнообразные наблюдения и над такими звездами, которые кажутся слитными человеческому глазу. Другими словами, разрешающая способность телескопа во много раз превышает разрешающую способность глаза. Об этом также будет еще речь ниже, в главе о дифракции.

Возможности наблюдения, которые дает каждый телескоп, определяются диаметром его отверстия. Поэтому с давних времен научно-техническая мысль направлена на отыскание способов изготовления больших зеркал и объективов. Сейчас уже изготавливают пятиметровые зеркала. Отливка и особенно полировка стекла, а также серебрение такого зеркала представляют серьезную технологическую задачу.

С постройкой каждого нового телескопа расширяется радиус наблюдаемой нами части вселенной и возрастают возможности изучения небесных тел. Например, телескоп диаметром 10 см дает возможность обнаружить на Луне трещины шириной около 40 м и «каналы» на Марсе шириной 5 км; телескоп диаметром 5 м позволяет обнаружить «каналы» на Луне шириной менее 1 м и «каналы» на Марсе шириной около 100 м. (Практически разрешающая способность телескопов несколько меньше вследствие искажений, вносимых воздушными потоками и несовершенством оптики телескопа.) Поэтому все трудности усовершенствования и постройки телескопов настойчиво преодолеваются астрономами и инженерами.

При анализе работы телескопа необходимо поставить вопрос не только о размерах даваемых им изображений и о его светосиле, но надо также рассмотреть вопрос и о качестве изображения. Телескопы должны давать

высокое качество изображения, т. е. оптическая система телескопа не должна обладать сферической и хроматической аберрацией и другими недостатками (см. § 104, 105, 106). Для этого все преломляющие и отражающие поверхности телескопа должны иметь строго определенную форму, согласованную одна с другой, быть тщательно отшлифованы, отполированы и т. п. При крупных размерах оптических деталей телескопа «исправление» его системы представляет большие трудности. Для устранения аберраций в оптическую систему телескопа вводятся дополнительные линзы и зеркала, что значительно усложняет конструкцию и лишь частично улучшает изображение.

Другой путь улучшения телескопов состоит в том, что поверхности зеркала придают не сферическую, а *параболическую* форму. При применении параболического зеркала значительно уменьшается влияние сферической аберрации, но изготовлять параболические зеркала гораздо труднее, чем сферические.

Зеркальный телескоп, рефлектор (рис. 261), обладает по сравнению с рефрактором тем преимуществом, что он не имеет хроматической аберрации. Изготовить зеркало также легче, чем объектив: требования к *однородности стекла*, идущего для изготовления зеркала, предъявляются менее строгие, так как свет через него не проходит — оно является всего лишь основанием, на которое наносится отражающий слой. По этим причинам самый большой из существующих сейчас телескопов является зеркальным, его диаметр равен 5 м. Диаметр самого большого в настоящее время рефрактора равен 1 м (при длине трубы в 21 м). Зеркальный телескоп при том же диаметре 1 м должен иметь длину всего 6 м. Благодаря этому конструкция зеркального телескопа более проста. Однако требования к точности изготовления *поверхности зеркала* предъявляются более высокие, чем при изготовлении поверхности объектива. Вместе с тем зеркала более чувствительны к прогибам, чем линзы. Такие прогибы появляются из-за действия собственного веса зеркала или вследствие изменения температуры и приводят к значительному понижению качества изображения. Таким образом, и рефлекторы и рефракторы имеют свои достоинства и недостатки.

Очень удачная и остроумная конструкция телескопа была предложена в 1941 г. советским ученым Д. Д. Максutowым. В телескопе Максutowа объектив пред-

ставляет собой сочетание положительного мениска (см. § 90) и зеркала. Положительный мениск может быть очень хорошо исправлен в отношении

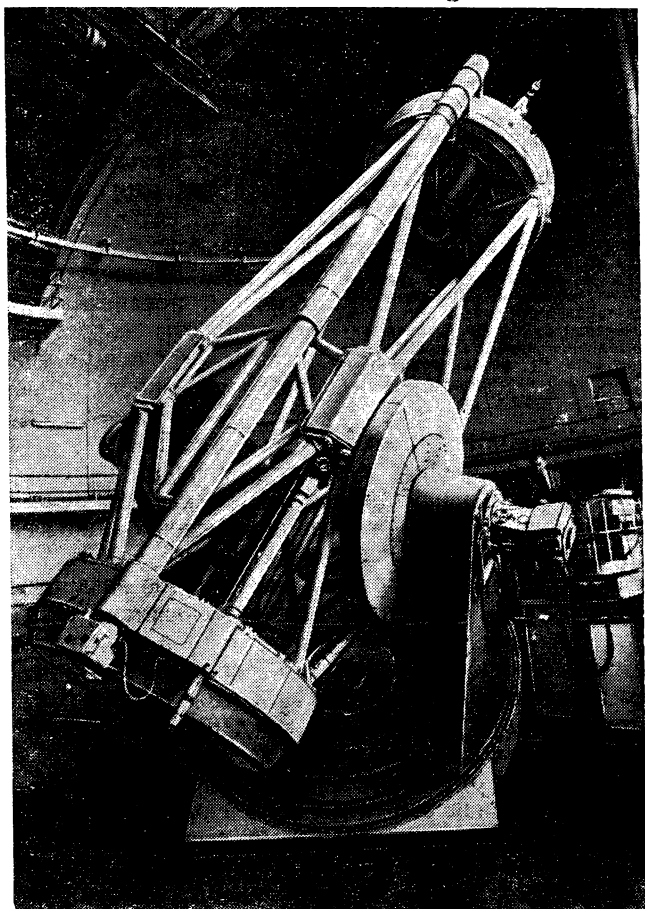


Рис. 261. 2,6-м рефлектор Крымской астрофизической обсерватории АН СССР.

хроматической аберрации, но обладает при этом сферической аберрацией. Последняя компенсируется благодаря тому, что в систему входит сферическое зеркало, дающее равную

по величине и противоположную по знаку сферическую aberrацию. Так как зеркало не обладает хроматической aberrацией, то получается система, не имеющая практически ни сферической, ни хроматической aberrации.

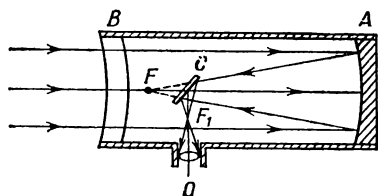


Рис. 262. Телескоп Максутова.

Параллельный пучок лучей, пройдя через мениск  $B$  и отразившись в вогнутом зеркале  $A$ , дает в фокусе  $F$  изображение, не искаженное ни хроматической, ни сферической aberrациями. Для удобства наблюдения пучок лучей поворачивается небольшим плоским зеркалом  $C$ . Изображение в  $F_1$  рассматривается с помощью окуляра  $O$ .

На рис. 262 изображена простейшая схема телескопа Максутова.

**§ 120. Яркость изображения для протяженных и точечных источников.** Для правильного понимания действия оптических приборов, предназначенных для работы совместно с глазом, необходимо учитывать особенности строения глаза. Мы уже указывали

в § 113, что сетчатая оболочка глаза состоит из отдельных светочувствительных элементов, каждый из которых реагирует на попадающий на него свет независимо от других элементов. При увеличении освещенной поверхности сетчатки лишь большее число ее элементов участвует в восприятии света, но световое раздражение каждого из элементов не усиливается. Поэтому световое ощущение определяется освещенностью сетчатки, т. е. световым потоком, падающим на единицу ее поверхности. В этом смысле глаз подобен фотоаппарату, где почернение в данном месте пластинки зависит от освещенности изображения в этом месте и не зависит от размеров всего изображения.

Объекты с одинаковой яркостью, расположенные на разном расстоянии от глаза, будут восприниматься глазом как одинаково яркие. Например, рассматривая ряд фонарей вдоль длинной улицы, мы увидим их одинаково яркими, хотя они удалены от нас на разное расстояние. Для пояснения напомним, что хотя с увеличением расстояния до источника уменьшается световой поток, попадающий в глаз, однако во столько же раз уменьшается и площадь изображения этого источника на сетчатке. Поэтому освещенность изображения на сетчатке, равная отношению вышеупомянутых величин, остается неизменной. Но

именно освещенность сетчатки определяет световое ощущение, которое, как мы видим, остается неизменным при удалении источника. (Конечно, при этом предполагается, что атмосфера вполне прозрачна и удаление источника не сопровождается возрастающим поглощением света.)

Световой поток, вступающий в глаз, может в известных пределах (в 10—15 раз) регулироваться благодаря способности зрачка расширяться и сужаться. В условиях яркого освещения зрачок уменьшается до 2—3 мм, и освещенность на сетчатке падает; наоборот, в условиях слабого освещения зрачок увеличивается до своей максимальной величины (7—8 мм), и освещенность изображения возрастает.

В тех случаях, когда для наблюдения используется тот или иной оптический прибор (лупа, микроскоп, зрительная труба), глаз непосредственно рассматривает не сам предмет, а его изображение в приборе. Яркость изображения протяженного предмета, как мы знаем (см. § 109), равна яркости самого предмета, если можно пренебречь потерей света в приборе. При больших потерях за счет поглощения и отражения света преломляющими поверхностями яркость изображения соответственно снижается. Следовательно, при рассматривании протяженных объектов с помощью прибора мы во всяком случае не получаем выигрыша в яркости по сравнению с тем случаем, когда предмет рассматривается невооруженным глазом.

Существенно другие результаты получаются, если наблюдается точечный источник света, например звезда. С точки зрения вопроса о яркости, точечным источником является всякий источник, который настолько мал, что глаз видит его под углом зрения, не большим 1 мин, в условиях нормального освещения. При рассматривании точечного источника все его изображение попадает на один светочувствительный элемент сетчатки. На этот единственный элемент падает весь световой поток, попадающий в глаз. Поэтому в случае точечного источника световое ощущение определяется суммарной величиной светового потока, попадающего в глаз, а не освещенностью сетчатки, как это имеет место при протяженном источнике. В соответствии с этим яркость изображения точечного источника будет определяться суммарной величиной поступающего в глаз светового потока.

В тех случаях, когда источник рассматривается невооруженным глазом, световой поток пропорционален площади



зрачка глаза (рис. 263, а). Если же источник рассматривается с помощью, например, зрительной трубы, то световой поток, попадающий в объектив трубы и далее в глаз наблюдателя (рис. 263, б), пропорционален площади объектива. Благодаря этому яркость изображения возрастает пропорционально отношению квадратов диаметров объектива прибора и зрачка глаза<sup>1)</sup>. Например, при наблюдениях с помощью телескопа, имеющего диаметр объектива 60 см, полагая диаметр зрачка глаза равным 6 мм, получаем увеличение видимой яркости звезд в 10 000 раз.

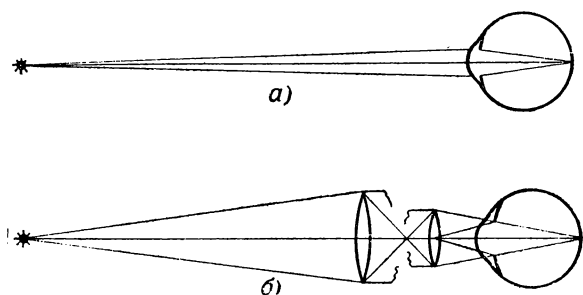


Рис. 263. Световой поток, попадающий в глаз, при использовании телескопа значительно увеличивается.

Замечательно, что яркость фона неба, как объекта протяженного, при наблюдении в телескоп не увеличивается, т. е. контрастность изображения значительно возрастает. Благодаря этому при рассматривании в телескоп звезды видны даже днем.

Таким образом, в противоположность случаю наблюдения протяженных источников оптические приборы очень сильно повышают возможность видения слабых точечных источников света. Именно этими причинами объясняется то, что мощные телескопы, имеющие несколько метров в поперечнике, позволяют видеть звезды в десятки тысяч раз более слабые, чем видит невооруженный глаз.

**§ 121. «Ночезрительная труба» Ломоносова<sup>2)</sup>.** Хотя яркость изображения протяженного источника при использовании зри-

<sup>1)</sup> При этом предполагается, что подбор объектива и окуляра телескопа произведен правильно, так что весь световой поток, падающий на объектив, проникает в зрачок глаза наблюдателя.

<sup>2)</sup> М. В. Ломоносов (1711—1765) — великий русский ученый, основоположник русской науки и физического приборостроения.

тельной трубы и не повышается, возможность распознавания деталей слабо освещенных предметов при этом возрастает. Этот факт был установлен впервые Ломоносовым, который сконструировал «ночезрительную трубу», предназначенную для рассматривания предметов в условиях слабого освещения — ночью или в сумерках. В этих условиях свойства воспринимающего глаза значительно изменяются по сравнению с дневными условиями, в частности, как мы уже указывали (§ 113), значительно возрастает тот минимальный угол зрения, под которым глаз может еще различить две точки объекта как отдельные. Зрительная труба, увеличивая угол зрения, под которым видны предметы глазом, повышает способность различать предметы в условиях ночного и сумеречного освещения.

Оптическая система «ночезрительной трубы» делается из возможно малого числа деталей для уменьшения потерь света на отражение и поглощение. С этой же целью поверхности оптических деталей «просветляются» (см. § 111). Труба должна быть рассчитана на работу ее при максимальном диаметре зрачка глаза — около 8 мм. Кроме того, труба для ночных наблюдений должна иметь возможно большую светосилу и большое увеличение.

**§ 122. Зрение двумя глазами и восприятие глубины пространства. Стереоскоп.** Зрительное восприятие внешнего пространства является сложным актом, в котором существенным обстоятельством является то, что в нормальных условиях мы пользуемся двумя глазами. Один и тот же предмет дает изображения на сетчатых оболочках обоих глаз, причем оба изображения немного различаются между собой, так как предмет несколько различно расположен относительно обоих глаз: один глаз немного лучше видит правую сторону его, а другой — левую. Эти различия ничтожны в случае плоского предмета (картина) и становятся вполне ощутимыми для объемных предметов. Световые раздражения, получаемые каждым глазом, соединяются в нашем сознании в один зрительный образ, в котором отображаются особенности, связанные с пространственным характером рассматриваемого предмета.

Желая рассмотреть какой-либо предмет, мы поворачиваем оба глаза так, что зрительные оси их пересекаются на этом предмете (рис. 264). Благодаря большой подвижности глаз мы быстро фиксируем одну точку предмета за другой; при этом мы можем оценивать расстояние до рассматриваемых предметов, а также сравнивать эти расстояния между собой. Такая оценка дает нам представление о глубине пространства (перспективе), об объемном распределении деталей рассматриваемого предмета, делает возможным, как говорят, *стереоскопическое зрение*.

При зрении одним глазом мы также производим оценку относительного расположения предметов, используя для этого косвенные признаки: сравнение размеров объекта с размерами предметов, величина которых нам известна из опыта, изменения в цвете и расположении света и теней, наложение контуров объектов друг на друга и т. п.

Существенную помощь оказывает наблюдение относительного смещения объектов при перемещении глаза наблюдателя. Наряду с этим для оценки расстояний мы используем

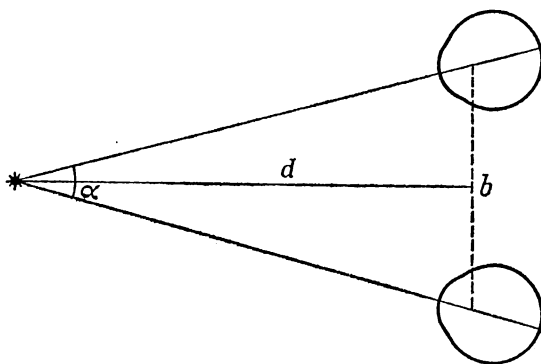


Рис. 264. Рассматривание предмета обоими глазами дает возможность оценить расстояние до предмета. Угол  $\alpha$  на рисунке изображен значительно большим, чем это имеет место в действительности при рассматривании протяженных предметов.

ощущение усилия мышц, необходимого для аккомодации глаза на данный предмет. При зрении двумя глазами к этому прибавляется еще ощущение мышечного усилия, необходимого для сведения зрительных осей глаз на фиксируемую точку. Последние оба процесса происходят одновременно и бессознательно и тесно связаны между собой.

Глубина пространства при зрении двумя глазами воспринимается несравненно лучше, чем при зрении одним глазом. Чтобы убедиться в этом, достаточно, закрыв один глаз, попробовать продеть нитку в ушко иглки. Способность ощущать глубину пространства и оценивать смещение предметов друг относительно друга по глубине у разных людей неодинакова и зависит, в частности, от тренировки.

Угол  $\alpha$  расхождения лучей, идущих от далекого предмета в оба глаза, пропорционален расстоянию  $b$  между

глазами (называемому *базой*) и обратно пропорционален расстоянию  $d$  до предмета (рис. 264):

$$\alpha = \frac{b}{d}. \quad (4)$$

При больших расстояниях до предмета угол  $\alpha$  очень мал, и зрительные оси обоих глаз идут почти параллельно, вследствие чего ощущение глубины пространства теряется. Этот угол может быть значительно увеличен с помощью оптических приборов за счет увеличения базы между объективами прибора. Благодаря этому эффекту ощущение глубины возрастает во много раз.

В военных оптических приборах, предназначенных для наблюдений (бинокли, стереотрубы), расстояние между центрами объективов всегда значительно больше, чем расстояние между глазами, и удаленные предметы кажутся значительно более рельефными, чем при наблюдении без прибора. Наоборот, театральные бинокли предназначены для рассматривания сцены, реальная глубина которой мала и где ощущение глубины создается искусственно, с помощью декораций. Поэтому в театральных биноклях расстояние между объективами делают меньше, чем расстояние между глазами, благодаря чему незначительная глубина сцены делается менее заметна. Конечно, такое расположение объективов возможно только в призмённых биноклях, где благодаря наличию призм расстояние между объективами может быть сделано иным, чем расстояние между окулярами (глазами). На рис. 258 изображен призмённый полевой бинокль с увеличенной базой.

Ту же роль, какую играют два глаза, могут выполнить два фотоаппарата, оптические оси которых параллельны и смещены одна относительно другой на расстояние  $b$  и которые обычно соединены в один фотоаппарат с двумя объективами. Вместо двух фотоаппаратов можно, конечно, взять один аппарат и сделать последовательно два снимка какого-либо предмета с двух мест. Если полученные этим путем снимки расположить так, чтобы правый глаз видел только снимок, сделанный правым аппаратом, а левый глаз — левым аппаратом, и направить соответствующим образом оси глаз, то изображения обоих снимков соединятся и наблюдатель увидит рельефное пространство. Действительно, в этих условиях изображения каждого снимка на сетчатке по своим геометрическим свойствам и

расположению окажутся вполне подобны изображениям истинного предмета при его непосредственном рассматривании двумя глазами.

Для облегчения рассматривания снимков, полученных вышеописанным путем, употребляется прибор, называемый *стереоскопом*. Схема стереоскопа представлена на рис. 265.

Стереоскоп в настоящее время широко применяется для изучения снимков местности. Производя фотографирование

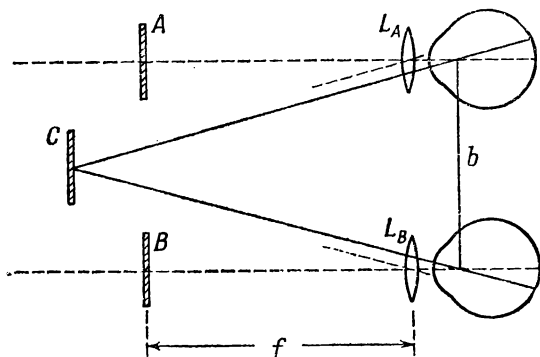


Рис. 265. Схема стереоскопа.

Стереоскопические снимки *A* и *B* рассматриваются с помощью линз  $L_A$  и  $L_B$ , помещенных каждая перед одним глазом. Снимки располагаются в фокальных плоскостях линз и, следовательно, их изображения лежат в бесконечности. Оба глаза аккомодированы на бесконечность. Изображения обоих снимков воспринимаются как один рельефный предмет, лежащий в *C*.

местности с двух точек, получают два снимка, рассматривая которые в стереоскоп можно ясно видеть рельеф местности.

Большая острота стереоскопического зрения дает возможность применять стереоскоп для обнаружения подделок документов, денег и т. п. Рассматривая в стереоскоп настоящий билет Государственного банка и его подделку, мы увидим стереоскопически не плоское одиночное изображение, а какой-то рельеф, так как все не совсем тождественные детали сравниваемых рисунков дадут впечатление рельефных деталей, выступающих над общим плоским фоном.

**У п р а ж н е н и я.** 47. Объектив проекционного фонаря имеет фокусное расстояние  $f = 20$  см. На каком расстоянии надо поставить диапозитив с размерами  $9 \times 12$  см от объектива, чтобы его изображение точно уместилось на экране с размерами  $3 \times 4$  м?

48. Для воздушной разведки с самолета на высоте 3000 м необходимо получить снимки с местности в масштабе 1 : 5000. Каково должно быть фокусное расстояние объектива?

49. Найти потери на отражение в перископе подводной лодки с 40 отражающими поверхностями, считая, что на каждой поверхности теряется 5% света. Найти потери в том же перископе с просветленной оптикой, считая, что после просветления на каждой поверхности теряется 1% падающего света.

50. В качестве лупы использована очковая линза с оптической силой +8 диоптрий. Найти увеличение этой лупы.

51. Найти максимальный диаметр плоско-выпуклой линзы со сферической поверхностью из стекла с показателем преломления  $n=1,63$ , которая при применении ее как лупы давала бы увеличение в 200 раз.

Примечание. Рассматриваемая линза не будет тонкой. Однако для упрощения расчета это обстоятельство не учитывать.

52. Найти формулу увеличения лупы для того случая, когда наблюдатель устанавливает лупу на расстояние наилучшего видения.

53. Как можно получить на экране изображение, даваемое микроскопом?

54. Микроскоп при 7-кратном окуляре имел увеличение, равное 140. Какое увеличение будет иметь микроскоп, если заменить в нем окуляр линзой с фокусным расстоянием 10 мм?

55. Показать, что оптическая система, изображенная на рис. 258 (призмный бинокль), действительно дает прямое изображение.

56. Найти увеличение зеркального телескопа, зеркало которого имеет радиус кривизны 2 м, а фокусное расстояние окуляра равно 20 мм.

57. Найти увеличение телескопа, который имеет объектив с фокусным расстоянием 1600 мм и 10-кратный окуляр.

58. Даны две положительные линзы с фокусными расстояниями  $f_1=3$  см и  $f_2=15$  см. Как нужно расположить эти линзы, чтобы получить зрительную трубу? Какая из линз будет играть роль объектива? Какое увеличение будет иметь эта труба?

59. Какие линзы нужно взять, чтобы построить трубу Галилея с 12-кратным увеличением и длиной 22 см?

60. Проекционный фонарь имеет объектив с фокусным расстоянием 25 см и диаметром 20 мм. Диапозитив с размерами  $6 \times 9$  см находится на расстоянии 26 см от объектива. Найти размеры экрана и его расстояние от объектива. Рассчитать конденсор (т. е. найти его диаметр и фокусное расстояние), если источником света служит дуга с диаметром кратера 9 мм. Найти расстояние от источника до конденсора и от конденсора до проекционного объектива.

61. Объектив фотоаппарата имеет фокусное расстояние  $f=50$  мм. С какой выдержкой нужно снять автомобиль, находящийся на расстоянии 2 км от аппарата и движущийся со скоростью 72 км/час, чтобы его изображение на снимке сместилось за время съемки не более чем на 0,005 мм?

## ЧАСТЬ ТРЕТЬЯ

### ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА

---

#### ГЛАВА XII

#### ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

**§ 123. Геометрическая и физическая оптика.** Изложенное во второй части книги показывает, что можно получить вполне удовлетворительное решение обширного круга вопросов практической оптики, не пользуясь волновыми представлениями о свете. Для этой цели было введено понятие светового луча как линии, указывающей направление распространения световой энергии. Далее, были установлены геометрические правила относительно изменения направления этих лучей при отражении и преломлении света. Пользуясь этими правилами, мы на протяжении глав IX, X и XI разобрали многочисленные и важные задачи практической оптики. Все вопросы, которые могут быть удовлетворительно решены этим геометрическим путем, составляя содержание геометрической, или лучевой оптики.

Однако даже при рассмотрении этих проблем возникают важные вопросы, касающиеся разрешающей силы оптических приборов, на которые метод геометрической оптики не может дать нужного ответа. Кроме того, существует обширный класс оптических проблем, относящихся главным образом к вопросам взаимодействия света и вещества, для понимания которых надо составить более глубокое представление о природе света. Все эти вопросы составляют содержание так называемой *физической оптики*, с основами которой мы и познакомимся в этой части.

**§ 124. Опытное осуществление интерференции света.** Описанные в § 66 явления цветов тонких пленок представляют собой один из наиболее распространенных и легко наблюдаемых случаев интерференции света. Од-

нако условия возникновения интерференционной картины в этом случае значительно отличаются от условий, при которых наблюдается интерференция водяных волн (см. § 44).

В случае водяных волн мы имели два источника волн (два штифта), в случае же интерференции в тонких пленках налицо был только один источник света. Возникает вопрос, откуда в этом случае берутся две взаимодействующие волны, а также, можно ли осуществить интерференцию света, заставляя взаимодействовать световые волны, посылаемые двумя различными источниками, например двумя лампочками накаливания или двумя участками раскаленного тела. Ответ на этот последний вопрос дает повседневной опыт. Мы хорошо знаем, что при освещении одного и того же участка светом различных источников никогда не наблюдается интерференционных явлений. Если в комнате горят две лампочки, то во всей освещенной области свет одного источника усиливает освещение, даваемое другим, добавление второго источника не ведет к образованию максимумов и минимумов освещенности.

Причина этого лежит в том, что для получения устойчивой интерференционной картины необходимо, как указывалось в § 44, обеспечить *когерентность*, или *согласование*, двух систем волн. Источники должны испускать когерентные волны, т. е. волны, обладающие одним периодом и неизменной разностью фаз на протяжении времени, достаточного для наблюдения. Все наши способы наблюдения (глаз, фотопластинка и т. д.) требуют сравнительно длительных промежутков времени, измеряемых тысячными и более долями секунды. В независимых же источниках свет испускают различные атомы, условия излучения которых быстро и беспорядочно меняются. В настоящее время мы имеем ряд данных, которые позволяют считать, что такие изменения происходят в лучшем случае примерно через  $10^{-8}$  сек, а обычно гораздо быстрее. Таким образом, интерференционная картина, получаемая от независимых источников, сохраняется неизменной очень короткое время, а затем сменяется другой, с иным расположением максимумов и минимумов. Так как время, необходимое для наблюдения, измеряется, как сказано, тысячными и более долями секунды, то за это время интерференционные картины успеют смениться миллионы раз. Мы наблюдаем результат наложения этих миллионов картин. Понятно,



что такое наложение р а з м ы в а е т (усредняет) всю картину, не оставляя никаких следов интерференционных максимумов и минимумов. Таким образом, становится понятным, почему при наблюдении действия двух независимых некогерентных источников света мы не обнаруживаем интерференции.

Для наблюдения интерференции приходится прибегать к искусственному приему. Этот прием состоит в том, что заставляют интерферировать части одной и той же волны, идущие от единственного источника и достигающие точки наблюдения по разным путям, благодаря чему между ними возникает некоторая разность хода. Когерентность обеспечивается тем, что обе интерферирующие волны одновременно исходят от одного источника.

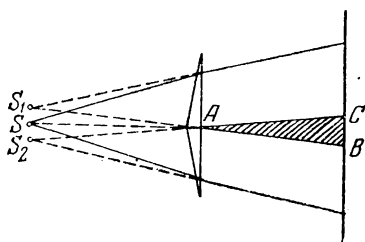


Рис. 266. Схема наблюдения интерференции света с помощью бипризмы Френеля.

В опытах с тонкими пленками волна, идущая от источника, расщепляется на две путем отражения от передней и задней поверхностей пленки.

Той же цели можно достигнуть и другими приспособлениями, например при помощи так называемой *бипризмы*<sup>1)</sup> (рис. 266), где для раздвоения волны использовано преломление. Здесь дело происходит так, как если бы два когерентных источника были расположены в точках  $S_1$  и  $S_2$ . В действительности же имеется единственный реальный источник  $S$ . Волна, идущая от источника  $S$ , раздваивается путем преломления в двух половинах бипризмы и доходит до точек экрана по двум различным путям, т. е. с определенной разностью хода.

Разность хода между обоими интерферирующими лучами ограничена по следующим соображениям. Атом в каждый акт излучения испускает систему волн (волновой цуг), которая распространяется во времени и пространстве, сохраняя синусоидальность (см. § 5), пока хаотичность движения самого атома и столкновения с другими атомами не вызовут затухания колебания. Длина цуга, или, как ее на-

<sup>1)</sup> Би — два; бипризма — двойная призма.

зывают, длина когерентности такого цуга, в самых благоприятных условиях излучения достигает около 30 см, а временная длительность его не больше  $10^{-8}$ — $10^{-9}$  сек. Необходимое условие интерференции заключается в том, чтобы разность хода (разность оптических путей) обоих лучей была не больше длины когерентности порождающего их волнового цуга. Рис. 267 иллюстрирует это условие.

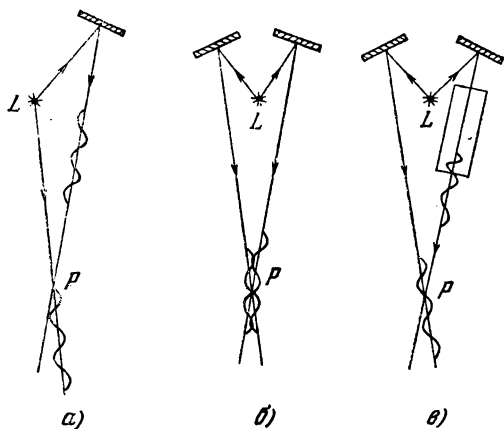


Рис. 267. К интерференции двух волновых цугов.

В случаях а) и в) разность хода обоих лучей больше длины когерентности — интерференции нет; в случае б) разность хода равна нулю и интерференция есть. Следует подчеркнуть, что, говоря о разности хода, мы имеем в виду разность оптических путей, т. е. произведение показателей преломления на геометрические длины путей. Так, в случае в) на пути одного из лучей помещена пластинка стекла, для которого  $n > 1$ , тогда как второй луч проходит в воздухе, где  $n = 1$ .

По тем же соображениям источник света не должен быть протяженным. Идеальным источником света служит квантовый генератор (лазер), который по своей физической природе, как источник вынужденного излучения, является когерентным (см. § 202). Длина когерентности лазерного цуга простирается на тысячи километров, а длительность цуга достигает сотых долей секунды. Благодаря квантовому генератору удалось создать новую область оптики — когерентную оптику, имеющую огромные теоретические и технические достижения и необозримые перспективы.

Если источник света в опыте с бипризмой (опыт Френеля) испускает белый свет, то мы увидим цветную интерференционную картину, как это имеет место и при наблюдении интерференции в тонких пленках. Если же источник посылает одноцветный, т. е. монохроматический, свет (светофильтр или лучше натриевое пламя), то интерференционная картина состоит из чередующихся светлых и темных полос. Положение этих полос зависит от цвета, так что места, соответствующие минимуму в одном цвете, оказываются местами максимума для другого цвета. Это означает, что расстояние от  $S_1$  и  $S_2$  до рассматриваемого места экрана выражается четным числом полуволн одного цвета и нечетным числом полуволн другого цвета. Иными словами, длины световых волн различного цвета различны. Таким образом, *свет различного цвета физически характеризуется различием в длинах волн.*

Так как положение интерференционных полос зависит от длины волны, то с помощью опыта Френеля можно определить длину световой волны, произведя соответствующие измерения. Подобные измерения показали, например, что пламя, окрашенное парами натрия (желтый цвет), испускает свет двух длин волн —  $5890 \text{ \AA}$  и  $5896 \text{ \AA}$ . Измерения показывают, что *длина волны уменьшается при переходе от красного света к фиолетовому в порядке расположения этих цветов в радуге.*

Известно, что оценка цвета, даваемая глазом, довольно неопределенна, так что под названием красного или желтого цвета, например, мы понимаем довольно разнообразные оттенки. Поэтому указание длины волн для каждого такого цвета имеет ориентировочный характер. В этом смысле мы можем сказать, что красный цвет соответствует длине волны около  $7000 \text{ \AA}$ , оранжевый — около  $6300 \text{ \AA}$ , желтый — около  $5900 \text{ \AA}$ , зеленый — около  $5200 \text{ \AA}$ , голубой — около  $4800 \text{ \AA}$ , синий — около  $4400 \text{ \AA}$ , фиолетовый — около  $4200 \text{ \AA}$ , темно-фиолетовый — около  $4000 \text{ \AA}$ . Повторяем, это распределение длин волн по цветам довольно условно и несколько различно для разных наблюдателей. Наоборот, длина волны является точной количественной характеристикой цвета, которой и пользуются во всех научных измерениях.

**§ 125. Объяснение цветов тонких пленок.** Опираясь на сказанное в предыдущем параграфе, мы можем составить

себе отчетливое представление о происхождении цветов тонких пленок. При освещении прозрачной пленки часть световой волны отражается от передней поверхности, часть от задней, благодаря чему встречаются волны с некоторой разностью хода. Нетрудно видеть (рис. 268), что эта разность хода зависит от т о л щ и н ы пленки, определяющей длину пути волны внутри пленки. В тех местах пленки, где эта разность хода достигает четного числа полуволин, обе части волны взаимно усиливают друг друга (максимум), там же, где разность хода выражается нечетным числом полуволин, имеет место взаимное ослабление (минимум). Так как пленка в разных местах может иметь разную толщину, то области максимумов и минимумов дают на ее поверхности рисунок темных и светлых мест, если опыт производится в однородном цвете, или рисунок разноцветных полос, если применяется белый свет. Для наблюдения этого интерференционного рисунка надо рассмотреть поверхность пленки, т. е. аккомодировать глаз

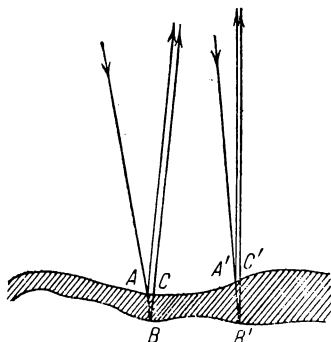


Рис. 268. Разность хода ( $ABC$ ,  $A'B'C'$ ) двух частей световой волны, отражающейся от передней и задней поверхностей тонкой пленки, зависит от толщины пленки в месте отражения.

на ее поверхность. Рисунок интерференционных полос в подобных опытах показывает, каким образом распределены области одинаковой толщины в пленке, и позволяет в известной мере судить о виде пленки. Так, рис. 269 показывает, что пленка имеет вид вертикального клина. Такую пленку можно изготовить, окунув проволочное кольцо в мыльный раствор и расположив кольцо вертикально. Под действием силы тяжести раствор стекает книзу, и пленка принимает форму клина, пологого вверху и постепенно расширяющегося книзу (рис. 269, б). Рассматривая такой клин, освещенный светом Солнца или проекционного фонаря, мы увидим ряд горизонтальных цветных полос, параллельных ребру клина. Полосы повторяются в известной последовательности цветов. В однородном свете (красный светофильтр) получим чередование светлых (красных) и темных полос той же формы

(см. рис. IV на вклейке). В пленках со случайным распределением толщины (например, в пленке нефти на поверхности воды) расположение полос максимумов и минимумов

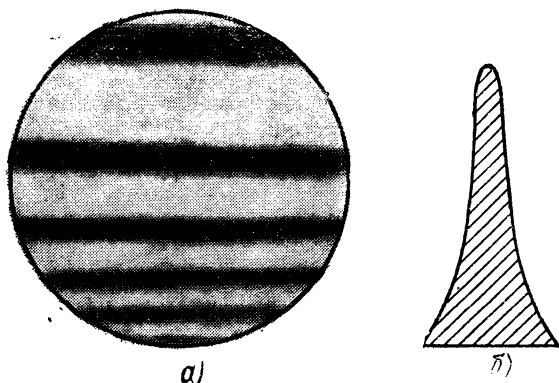


Рис. 269. Вид интерференционных полос (а) в клинообразной пленке с сечением, показанным на рис. б. Ширина полос уменьшается книзу по мере увеличения толщины пленки. На рис. б) сечение пленки изображено по толщине сильно преувеличенным. Толщина ее даже внизу не превосходит нескольких микронов.

имеет прихотливый характер. Понятна также и роль угла, под которым наблюдается пленка (рис. 270). В зависимости от направления наблюдения, т. е. от угла падения света на пленку, путь света внутри пленки будет большим или меньшим, а следовательно, разность хода между частями волны, отраженными от передней и задней поверхностей пленки, будет различной.

Постепенно меняя угол наблюдения, мы переходим от минимума к максимуму, затем к следующему минимуму и т. д. Расстояние между соседними максимумами или минимумами одного цвета определяет ширину цветной полосы. Чем толще пленка, тем меньше должно быть изменение угла, чтобы разность хода возросла на лишнюю волну, т. е. чтобы от одного минимума перейти к следующему. Таким образом, чем толще пленка, тем уже цветные полосы.

Это рассуждение объясняет, почему интерференция легко наблюдается лишь при очень тонких пленках. Для наблюдения же интерференции в толстых пленках необходимо прибегнуть к освещению очень однородным светом. Действительно, если свет неоднороден, то картина состоит из ряда цветных полос, примыкающих друг к другу. В случае толстых пленок эти полосы очень узки, так что максимум какой-либо полосы может прийти на минимум соседней, близкой к ней по цвету. Таким образом, максимумы

и минимумы близких (неразличимых) по цвету полос перекрываются, и интерференционная картина оказывается смазанной.

Так, в случае белого света интерференционная картина смазывается уже при толщине пленки в несколько тысячных долей миллиметра. При свете натриевой горелки, испускающей очень однородный по длине волны свет, наличие полос можно проследить до сравнительно большой толщины пленки (примерно до 0,5 мм). При еще большей однородности света интерференцию можно наблюдать в еще более толстых пленках.

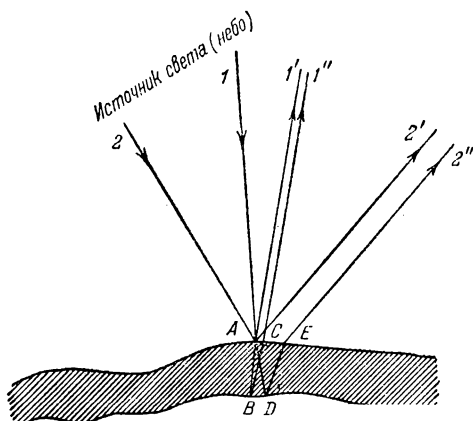


Рис. 270. Наблюдение интерференции в пленке под различными углами.

Падающий луч 1, отраженные интерферирующие лучи 1' и 1'', разность хода ABC; падающий луч 2, отраженные интерферирующие лучи 2' и 2'', разность хода ADE.

**§ 126. Кольца Ньютона.** Прихотливый вид интерференционных картин в тонких пленках объясняется, как сказано, случайными неравномерностями в толщине пленки. В пленке, имеющей вид клина, области одинаковой толщины вытянуты вдоль ребра клина и в соответствии с этим так же расположены темные и светлые (цветные) полосы интерференции.

Очень важным видоизменением опыта с клинообразной пленкой является опыт, произведенный еще в 1675 г. Ньютон <sup>1)</sup> наблюдал цвета тонкой прослойки воздуха, заключенной между плоским стеклом и выпуклой поверхностью объектива астрономического рефрактора. Радиус кривизны выпуклой

<sup>1)</sup> Исаак Н ь ю т о н (1643—1727) — знаменитый английский физик и математик.

поверхности объектива в опыте Ньютона был около 10 м, поэтому толщина прослойки воздуха между плотно сжатыми стеклами очень медленно и правильно возрастала от места соприкосновения стекол (где она равна нулю) к наружным частям объектива.

Если смотреть на такую систему, то темное место соприкосновения обоих стекол оказывается окруженным светлой кольцевой полосой, которая постепенно переходит в темную,

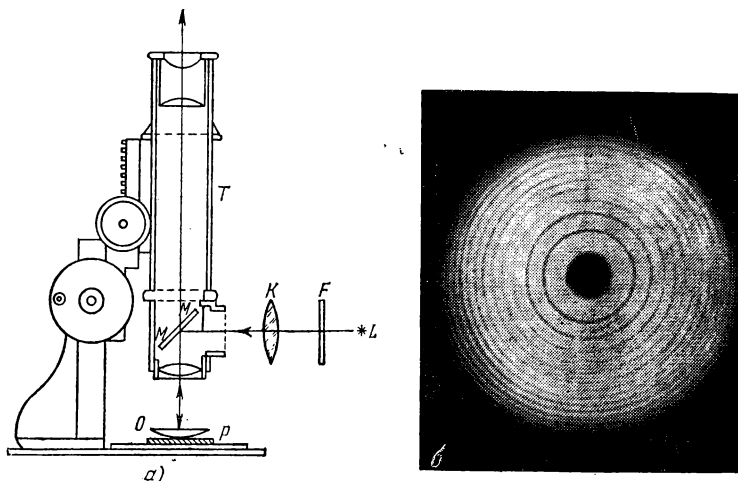


Рис. 271. а) Схема расположения приборов для наблюдения колец Ньютона с помощью микроскопа с небольшим увеличением. б) Вид интерференционных колец.

*L* — источник света (лампочка с фильтром *F*, или натриевая горелка); *K* — вспомогательный конденсор; *ММ* — стеклянная пластинка, отражающая свет; *О* — длиннофокусная линза и *P* — плоская пластинка, образующая воздушную прослойку; *T* — микроскоп для наблюдения колец и промера их диаметра.

вновь сменяется светлой и т. д. По мере увеличения диаметра кольца изменение толщины воздушной прослойки возрастает, и ширина кольцевых полос, т. е. расстояние между двумя соседними минимумами, становится меньше. Такова картина, наблюдаемая в однородном свете (т. е. при применении светофильтра или, лучше, натриевого пламени); в белом свете наблюдается система цветных колец, постепенно переходящих друг в друга. По мере удаления от центрального темного пятна цветные полосы становятся все уже и белесоватее благодаря перекрытию цветов, пока, наконец, не исчезают всякие следы интерференционной картины.

На основании изложенного выше нетрудно понять, почему интерференционная картина имеет в данном случае вид системы концентрических колец. Места равной толщины в воздушной прослойке, которые соответствуют местам с одинаковой разностью хода световых волн, имеют форму окружностей. По этим окружностям и располагаются места равной интенсивности в интерференционной картине.

Удобное расположение приборов, позволяющее наблюдать и промерять кольца Ньютона, изображено на рис. 271.

На столике микроскопа с небольшим увеличением расположено плоское стекло, сложенное с линзой малой кривизны. Наблюдение ведется через микроскоп по направлению, перпендикулярному к плоскости стекла. Для того чтобы освещающий свет также падал перпендикулярно к плоскости стекла, заставляют свет источника  $L$  отражаться от стеклянной пластинки  $MM$ , поставленной под углом  $45^\circ$  к оси микроскопа. Таким образом, интерференционная картина рассматривается сквозь эту стеклянную пластинку.

Практически пластинка не мешает наблюдению колец, ибо сквозь нее проходит вполне достаточно света. Для усиления освещения можно применять конденсор  $K$ . Источником света служит горелка, пламя которой окрашено парами натрия (монохроматический свет), или лампочка накаливания, которую можно прикрывать цветными светофильтрами.

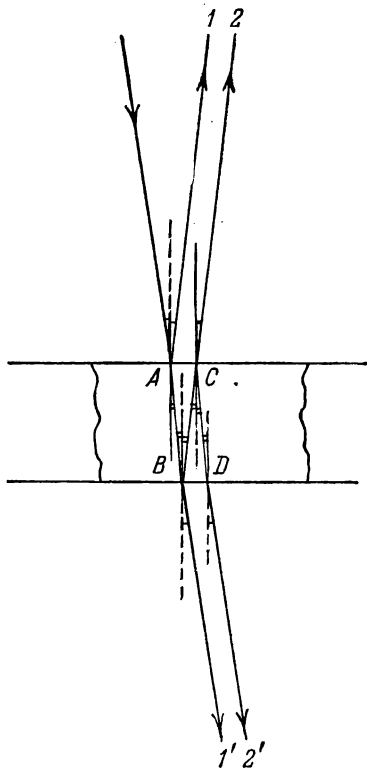


Рис. 272. Ход отраженных и проходящих лучей при двукратном отражении в пленке.



§ 127. Определение длины световой волны с помощью колец Ньютона. Для того чтобы использовать интерференционные явления, в частности, кольца Ньютона для измерения длины волны, надо несколько подробнее рассмотреть условия образования максимумов и минимумов света.

При падении света на пленку или тонкую пластинку часть света проходит сквозь нее, а часть отражается. Предположим, что одноцветный (монохроматический) свет длины волны  $\lambda$  падает на пластинку перпендикулярно к ее поверхности. На рис. 272 изображен ход лучей в пластинке, причем для ясности лучи изображены не вполне перпендикулярными к ней. В отраженном свете имеем луч 1, отраженный от верхней поверхности пластинки, луч 2, отраженный от нижней поверхности. В проходящем — луч 1', прямо прошедший через пластинку, луч 2', отразившийся по одному разу от нижней и от верхней поверхностей<sup>1)</sup>.

Рассмотрим сначала проходящие лучи. Лучи 1' и 2' обладают разностью хода, так как первый прошел через нашу пленку один раз, а второй — три раза. Образовавшаяся разность хода есть  $AB + BC + CD - AB = BC + CD = 2h$ , где  $h$  — толщина пластинки (на чертеже для ясности лучи изображены не вполне перпендикулярными к пластинке). Если эта разность хода равна целому числу волн, т. е. четному числу полуволн, то лучи усиливают друг друга; если же разность хода равна нечетному числу полуволн, то лучи взаимно ослабляются. Итак, максимумы и минимумы получаются в тех местах пластинки, толщина которых  $h$  удовлетворяет условию

$$2h = n \frac{\lambda}{2},$$

причем минимумы соответствуют нечетному значению  $n = 1, 3, 5, \dots$ , максимумы соответствуют четному значению  $n = 2, 4, \dots$ . Таковы выводы для проходящего света.

В отраженном свете разность хода между лучами 1 и 2 есть  $AB + BC = 2h$ , т. е. такая же, как и для проходящего света. Можно было бы думать, что и в отраженном свете максимумы и минимумы будут на тех же местах пластинки, что и в проходящем свете. Однако это означало бы, что места пластинки, которые меньше всего отражают света, меньше всего и пропускают его. В частности, если бы вся пластинка имела одну и ту же толщину и притом такую, что  $2h$  равно нечетному числу полуволн, то такая пластинка давала бы и минимальное отражение и минимальное пропускание. Но так как мы предполагаем, что пластинка не поглощает света, то одновременное уменьшение и отраженного, и пропущенного света невозможно. Само собой разумеется, что в непоглощающей пластинке свет отраженный должен дополнять свет прошедший, так что темные места в проходящем свете соответствуют светлым в отраженном, и наоборот. И действительно, опыт подтверждает это заключение.

В чем же ошибочность нашего расчета интерференции отраженных лучей? Дело в том, что мы не учли различия в условиях

<sup>1)</sup> Как в проходящем, так и в отраженном свете имеются еще и лучи, испытавшие многократное отражение. Но они настолько слабее первых двух, что их можно не принимать в расчет.

отражения. Некоторые из отражений имеют место на границах воздух — стекло, а другие на границах стекло — воздух (если речь идет о тонкой стеклянной пластинке в воздухе)<sup>1)</sup>. Это различие приводит к возникновению дополнительной разности фаз, которая соответствует дополнительной разности хода, равной  $\lambda/2$ . Поэтому полная разность хода для лучей, отраженных от верхней и нижней поверхностей пластинки толщиной  $h$ , равняется  $2h + \lambda/2$ . Места минимумов соответствуют условию

$$2h + \frac{\lambda}{2} = m \frac{\lambda}{2},$$

где  $m$  — нечетное число; места максимумов — четным значениям  $m$ . Следовательно, максимумы и минимумы получаются в тех местах пластинки, толщины которых  $h$  удовлетворяют условию

$$2h = (m-1) \frac{\lambda}{2} = n \frac{\lambda}{2},$$

причем  $(m-1)$  обозначено через  $n$ . Минимумы соответствуют четным значениям  $n=0, 2, 4, \dots$ , максимумы соответствуют нечетным значениям  $n=1, 3, 5, \dots$

Сопоставим результаты, полученные для определения положения максимумов и минимумов в проходящем и отраженном свете. Положения максимумов и минимумов соответствуют толщине

пленки, определяемой из условия:  $2h = n \frac{\lambda}{2}$ , причем:

	В проходящем свете	В отраженном свете
При $n$ четном . . . . .	максимум	минимум
При $n$ нечетном . . . . .	минимум	максимум

Таким образом, области максимумов в проходящем свете соответствуют областям минимумов в отраженном и наоборот — в согласии с опытом и с высказанными выше соображениями.

Применительно к кольцам Ньютона, которые обычно наблюдаются в отраженном свете (§ 126), получаем, что места максимумов соответствуют нечетным значениям  $n=1, 3, 5, \dots$ , а места минимумов — четным  $n=0, 2, 4, \dots$ . Центральный (нулевой  $n=0$ ) минимум имеет вид темного кружка, следующее первое темное кольцо соответствует  $n=2$ , второе  $n=4$  и т. д. Вообще номер ( $N$ ) темного кольца связан с числом  $n$  соотношением  $N=n/2$ . Для светлых колец найдем, что номер его  $N$  выражается через  $n$  формулой  $N=(n+1)/2$ .

<sup>1)</sup> Для получения колец Ньютона мы пользуемся воздушной прослойкой, заключенной между двумя стеклами. В этом случае отражение от верхней поверхности прослойки происходит на границе стекло — воздух, а отражение от нижней поверхности имеет место на границе воздух — стекло.

Вместо определения толщины  $h$  того места воздушной прослойки, которое соответствует кольцу номера  $N$ , удобнее измерять диаметр или радиус соответствующего кольца. Как следует из рис. 273, толщина прослойки  $h$  связана с радиусом кольца  $r$  и радиусом линзы  $R$  соотношением

$$(2R - h)h = r^2.$$

Для опытов с кольцами Ньютона пользуются линзами с очень большим  $R$  (несколько метров). Поэтому можно пренебречь величиной  $h$  по сравнению с  $2R$  и упростить последнее соотношение, записав

$$2Rh = r^2, \text{ или } 2h = r^2/R.$$

Итак, для определения длины волны  $\lambda$  с помощью колец Ньютона имеем:

$$2h = \frac{r^2}{R} = n \frac{\lambda}{2}.$$

Если измеряются радиусы темных колец, то номер кольца  $N = n/2$ . В таком случае длина волны выразится формулой

$$\lambda = \frac{r_N^2}{N \cdot R},$$

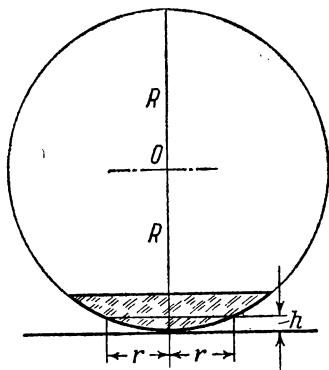
Рис. 273. К расчету радиусов колец Ньютона.

где  $r_N$  есть радиус  $N$ -го темного кольца.

Ведя измерения радиусов светлых колец, мы должны иметь в виду, что  $N = (n+1)/2$ . В соответствии с этим получаем соотношение

$$\lambda = \frac{2r_N^2}{(2N-1)R},$$

где  $r_N$  есть радиус  $N$ -го светлого кольца.



## ГЛАВА XIII

### ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

**§ 128. Пучки лучей и форма волновой поверхности.** Для очень большого круга вопросов, где успешно применялись построения геометрической оптики, мы характеризовали распространение света при помощи лучей. Образование параллельного пучка лучей означало, что световая энергия распространяется лишь по направлению этого пучка, не рассеиваясь в стороны, так что освещенность поверхности, на которую падает свет, остается неизменной на любом расстоянии от источника. Расходящийся пучок лучей означал распределение света по возрастающей поверхности, так что освещенность уменьшалась обратно пропорционально квадрату расстояния от точки, из которой расходятся лучи (вершина пучка). Наоборот, сходящийся пучок лучей означал возрастание освещенности по мере приближения к точке схождения лучей. Роль оптических систем сводилась к преобразованию этих световых пучков друг в друга.

С волновой точки зрения распространение света есть распространение волн, а роль лучей играют линии, перпендикулярные к поверхностям волн. Характер распространения света задается формой фронта волны (*волновой поверхностью*). Так, параллельный пучок лучей соответствует *плоской волне*, фронт которой имеет форму плоскости, перемещающейся параллельно самой себе. Сходящиеся в точке или расходящиеся из точки пучки соответствуют *сферическим волновым поверхностям*, центр которых лежит в точке схождения или расхождения лучей. Изменение кривизны фронта волны означает изменение угла схождения лучей.

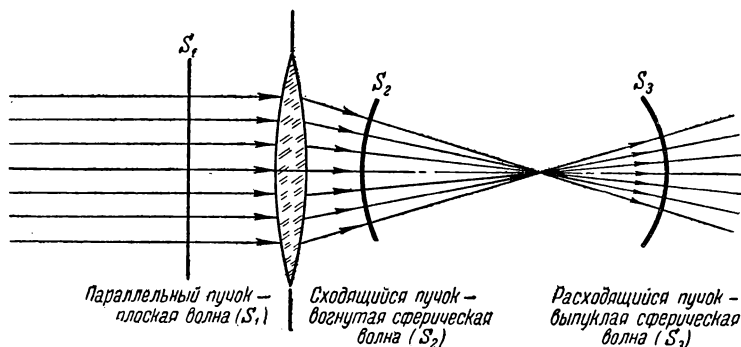


Рис. 274. Изменение формы фронта волны при прохождении через линзу.

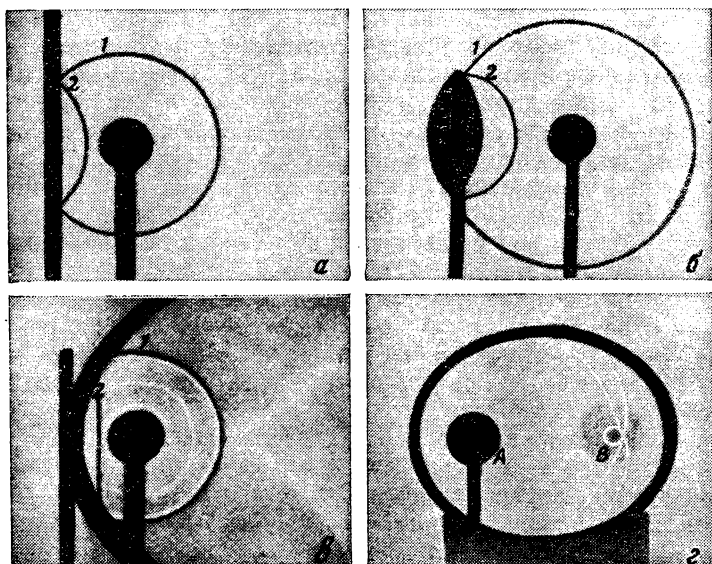


Рис. 275. Изменение формы фронта волны при отражении (фотографии звуковой волны в воздухе).

а) Отражение сферической волны от плоского зеркала; 1 — падающая волна; 2 — отраженная волна. Кривизна фронта волны остается неизменной. б) Отражение сферической волны от выпуклого зеркала; 1 — падающая волна; 2 — отраженная волна. Кривизна фронта волны увеличивается. в) Отражение сферической волны от параболического зеркала (источник в фокусе зеркала); 1 — падающая волна; 2 — отраженная. После отражения сферическая волна обращается в плоскую. г) Отражение сферической волны от эллиптического зеркала; источник в одном фокусе зеркала А, после отражения волна сходится во втором фокусе В.

Таким образом, прохождение волны через систему линз или зеркал сводится к изменению формы ее фронта (рис. 274).

Влияние отражения от разных поверхностей на форму фронта волны хорошо иллюстрируется на ряде снимков, приведенных на рис. 275 и изображающих отражение звукового импульса в воздухе. Аналогичные картины могут быть без труда получены и при наблюдении преломленных волн.

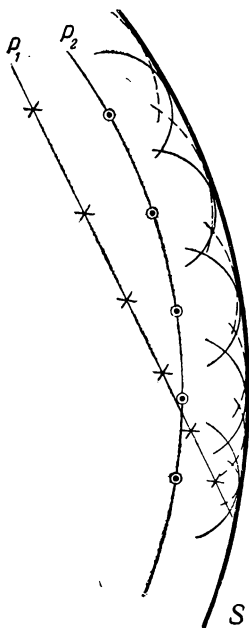
**§ 129. Принцип Гюйгенса.** Рисунки, представленные в предыдущем параграфе, дают лишь общее качественное понятие о волновом характере распространения света и о действии отражения и преломления на световую волну.

Но еще Гюйгенс сумел использовать представление о распространении волн в среде для количественного расчета законов преломления и отражения. С этой целью им был сформулирован общий принцип, которому подчиняется распространение волн. Этот *принцип Гюйгенса* представляет собой правило, позволяющее, исходя из положения волнового фронта в какой-нибудь момент времени, найти положение волнового фронта для ближайшего момента времени.

Согласно принципу Гюйгенса каждую точку среды, которой достигла волна, можно рассматривать как источник вторичных сферических волн, распространяющихся по всем направлениям со скоростью, свойственной среде. Огибающая поверхностей, т. е. поверхность, касающаяся всех сферических вторичных волн в том положении, которого они достигнут к моменту времени  $t$ , и представляет собой волновой фронт в этот момент.

Поверхность, на которой расположены точки среды, выбранные в качестве источников вторичных волн, является для построения Гюйгенса вспомогательной поверхностью. Она не должна обязательно совпадать с положением какого-либо волнового фронта, но может быть поверхностью, до которой первичные волны доходят в различные моменты времени.

Для отыскания же фронта волны к моменту  $t$  надо построить положение вторичных волн к этому моменту и провести огибающую поверхность. Таким образом, из точек, достигнутых первичной волной в более ранний момент, вторичные волны успеют разойтись на большие расстояния, а из точек, позже принятых за центр вторичных волн, — на меньшие.



Принцип Гюйгенса дает возможность найти интересующую нас огибающую, выбирая вспомогательную поверхность различными способами, но окончательный результат, конечно, будет один и тот же (рис. 276). Таким образом, при применении принципа Гюйгенса можно выбирать центры вторичных волн наиболее удобным для решения данной задачи способом. Благодаря этому принцип Гюйгенса с большой пользой применяется при разборе различных вопросов о распространении волн. Один из примеров такого применения мы найдем в следующем параграфе.

Рис. 276. К принципу Гюйгенса.

$P_1$  — одна из вспомогательных поверхностей; соответствующие элементарные волны изображены пунктирными дугами из центров, отмеченных  $\times$ .  $P_2$  — другая вспомогательная поверхность; соответствующие элементарные волны изображены сплошными дугами из центров, отмеченных  $\circ$ .  $S$  — поверхность волны в некоторый момент, построенная как огибающая элементарных волн, исходящих из  $\times$  или из  $\circ$ .

**§ 130. Законы отражения и преломления света на основе принципа Гюйгенса.** Пусть на границу раздела двух сред  $ab$  (рис. 277) падает параллельный пучок лучей, образуя угол  $i$  с перпендикуляром к поверхности раздела. Согласно закону преломления пучок преломленных лучей будет распространяться по направлению, задаваемому углом  $r$ . Закон преломления, выведенный из опыта, гласит:

$$\sin i / \sin r = n,$$

где  $n$  — показатель преломления, есть величина, не зависящая от угла падения света  $i$  и характеризующая свойства обеих сред.

Согласно волновым представлениям описанная задача сводится к следующему. На поверхность раздела падает плоская волна, поверхность которой составляет угол  $i$  с поверхностью раздела. Скорость распространения волны в первой среде есть  $v_1$ , во второй  $v_2$ .

Для нахождения закона преломления и величины показателя преломления воспользуемся принципом Гюйгенса. Задача решается без труда, если мы выберем в качестве центров вторичных волн точки, лежащие на границе раздела.

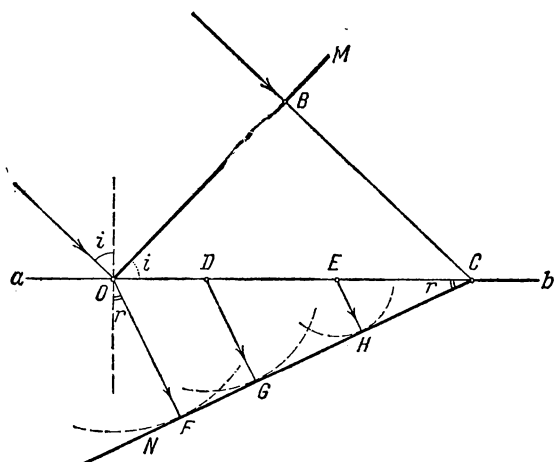


Рис. 277. К нахождению закона преломления волн.  
 $OB$  — поверхность падающей волны;  $ab$  — поверхность раздела двух сред;  $NC$  — поверхность преломленной волны.

В некоторый момент времени падающая плоская волна достигает в точке  $O$  границы раздела, т. е. поверхность падающей волны имеет положение  $OM$ . Найдем положение огибающей к моменту  $\tau$ , когда точка  $B$  поверхности падающей волны успеет достигнуть границы раздела в точке  $C$ . Так как скорость волны в первой среде есть  $v_1$ , то расстояние  $BC$  равно  $v_1\tau$ . Вторичная волна из точки  $O$  успеет за это время распространиться во второй среде на расстояние  $OF = v_2\tau$ . Точка  $D$  будет достигнута первичной волной несколько позже, и вторичная волна от нее успеет к моменту  $\tau$  проникнуть во вторую среду на меньшую глубину, например на  $DG$ ; от точки  $E$  глубина проникновения будет еще меньше —  $EH$ ; от точки  $C$  к моменту  $\tau$  распространение волны еще не



начнется, ибо к этому моменту точка  $C$  только будет достигнута первичной волной. Построив огибающую, которая оказывается плоскостью, касающейся всех вторичных сферических волн, найдем  $CN$  — положение фронта преломленной волны; этот фронт распространяется во второй среде со скоростью  $v_2$  по направлению  $OF(\perp CN)$ , задаваемому углом  $r$ .

Из  $\triangle OBC$  и  $\triangle COF$  найдем соотношение между углами  $i$  и  $r$ , т. е. закон преломления. Действительно,  $BC = v_1\tau = OC \sin i$ ,  $OF = v_2\tau = OC \sin r$ , откуда

$$\sin i / \sin r = v_1 / v_2.$$

Если обозначить отношение  $v_1/v_2$  через  $n$ , то получим закон преломления в обычной его форме  $\sin i / \sin r = n$ . Величина  $n$  не зависит от углов  $i$  и  $r$  и носит название *показателя преломления*, или *коэффициента преломления*.

Мы не только нашли путем рассуждений Гюйгенса правильный закон преломления, но даже объяснили физический смысл коэффициента преломления  $n$ : коэффициент преломления равен отношению скорости световой волны в первой среде к скорости ее во второй.

Если первая среда воздух (или пустота, что для многих вопросов практически одинаково), а вторая — вода, то из опыта известно, что  $n = 1,33$ . Таким образом, наши рассуждения приводят к выводу, что скорость света в воздухе (пустоте) в 1,33 раза больше, чем в воде. Мы увидим (§ 153), что прямые измерения скорости света в воде и в воздухе подтверждают этот вывод.

Аналогичным способом можно рассмотреть явления отражения волны. Мы найдем закон отражения: угол падения равен углу отражения.

**§ 131. Принцип Гюйгенса в толковании Френеля**<sup>1)</sup>. Изложенное в предыдущем параграфе наглядно показывает плодотворность принципа Гюйгенса для решения многих важных задач оптики. В формулировке Гюйгенса принцип этот имел характер геометрического правила, согласно которому результат действия вторичных волн может быть найден построением поверхности, огибающей эти волны. Френель, заимствовав из принципа Гюйгенса представление о вторичных волнах, применил к ним законы интерференции. Согласно Френелю правило построения огибающей должно быть заменено

<sup>1)</sup> Огюстен Френель (1788—1827) — французский физик.

но расчетом взаимной интерференции вторичных волн; такой расчет приводит к тем же результатам, что и первоначальное правило Гюйгенса.

Способ Френеля не только вкладывает более глубокое физическое содержание в принцип Гюйгенса, но и делает возможным решение ряда новых задач, которые не могли быть исследованы по первоначальному методу Гюйгенса.

Пусть, например, волна распространяется в однородном пространстве по определенному направлению. Любая точка, до которой дойдет волна, становится источником вторичных волн, которые разбегаются во все стороны. Может показаться, что благодаря этому первоначальное направление распространения изменится, и световая волна рассеется в сторону. Однако если учесть согласно Френелю взаимную интерференцию этих вторичных волн, то окажется, что в боковых направлениях вторичные волны взаимно уничтожают друг друга и лишь в первоначальном направлении они взаимно усиливаются. Поэтому свет распространяется лишь в первоначальном направлении. Мы приходим, следовательно, к объяснению прямолинейного распространения света в однородной среде.

Если, однако, среда неоднородна, например, содержит посторонние включения (муть) или состоит из различных сред (например, в воздухе расположены зеркала, пластинки, линзы и т. д.), то результат будет иной. Свет при прохождении через такую сложную среду не распространяется прямолинейно, а рассеивается в стороны или испытывает отражения, преломления и т. д. Мы видели, например, в § 130, как с помощью принципа Гюйгенса можно получить количественные законы преломления и отражения.

Таким образом, все основные законы геометрической оптики — закон прямолинейного распространения, закон преломления, закон отражения — оказалось возможным истолковать с волновой точки зрения с помощью принципа Гюйгенса — Френеля.

Еще более важным является то обстоятельство, что с помощью этого принципа можно рассмотреть, как протекают оптические явления при условиях, когда законы геометрической оптики перестают быть справедливыми.

**§ 132. Простейшие дифракционные явления.** Простейший случай нарушения законов геометрической оптики был описан в § 80, где было показано,

что в случае прохождения света через очень малое отверстие не соблюдается правило прямолинейного распространения: свет на краях отверстия заметно отклоняется в стороны, огибая края. Такого рода отклонения можно при внимательном наблюдении обнаружить при отбрасывании на экран тени от любого препятствия, даже если оно не очень мало.

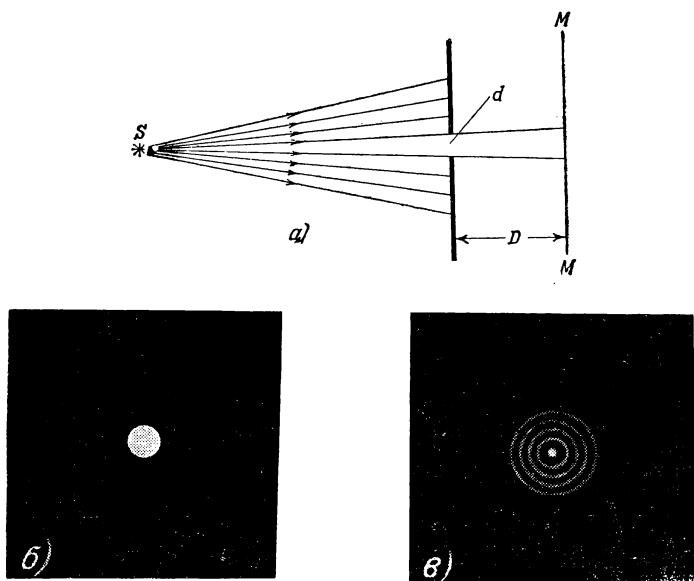


Рис. 278. Дифракция от круглого отверстия.

а) Схема расположения опыта; б) вид тени, когда диаметр отверстия  $d$  сравним по величине с расстоянием до экрана  $D$ ; б') вид тени, когда диаметр отверстия  $d$  в тысячи раз меньше расстояния до экрана  $D$ .

Но так как угол отклонения света от направления прямолинейного распространения обычно невелик, то наблюдение облегчится, если экран расположить далеко от препятствия.

Так, свет, идущий от небольшого яркого источника через круглое отверстие  $d$  (рис. 278, а) должен по правилам геометрической оптики дать на экране  $MM$  резко ограниченный светлый кружок на темном фоне (рис. 278, б). Такая картина и наблюдается практически при обычных условиях опыта. Но если расстояние от отверстия до экрана в несколько тысяч раз превосходит размеры отверстия, то удастся наблюдать

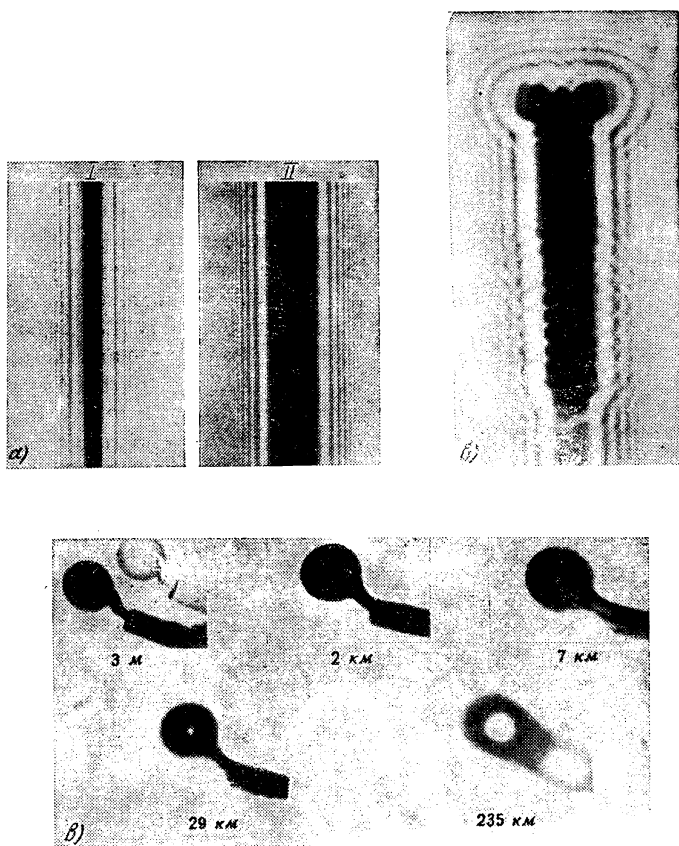


Рис. 279. а) Дифракция от узкой полоски; фотография изображает тень от проволоочки (I) и от карандаша (II), отбрасываемую на удаленный экран. б) Дифракция от шурупа; тень от шурупа отброшена на удаленный экран. в) Дифракция света от руки, держащей тарелку (на первом рисунке представлена фотография и руки и тени); фотографии соответствуют различным расстояниям от предмета до экрана. По мере увеличения расстояния тень все хуже и хуже передает очертания предмета благодаря нарушению прямолинейности распространения света.

Опыты выполнены с уменьшенной моделью «руки с тарелкой», вырезанной из жести. Расстояния до экрана, представленные под рисунками, пересчитаны для опыта с тарелкой натуральной величины.

важные детали явления: образуется более сложная картина, которая состоит из совокупности светлых и темных концентрических колец, постепенно переходящих друг в друга (рис. 278, в).

Таким образом, для наблюдения описанного случая дифракции надо применить или очень малое отверстие (сотые доли миллиметра, если мы хотим сделать опыт на лабораторном столе) или прибегнуть к расположению экрана на большом расстоянии от отверстия (сотни метров, если мы хотим работать с отверстиями в несколько миллиметров).

Точно так же при освещении маленьким источником достаточно больших непрозрачных предметов, расположенных сравнительно недалеко от экрана, получаем практически вполне резкие тени. Но если расстояние до экрана значительно превосходит размеры предмета, то тень приобретает сложный характер.

На рис. 279, а изображена «тень» от прямолинейного предмета (проволочки или карандаша), отброшенная на отдаленный экран. Внутри тени наблюдаются области, куда заходит свет, а края тени окаймлены рядом светлых и темных полос. На рис. 279, б изображена «тень» от шурупа, полученная в таких же условиях. Сложный характер картины показывает, что свет значительно уклоняется от прямых линий, загибаясь около краев и давая ряд светлых и темных областей, лишь отдаленно напоминающих резкую тень, подобную предмету. На рис. 279, в изображена «тень» руки, держащей тарелку. Чем дальше расположен экран, тем меньше сходство между очертаниями тени и предмета<sup>1)</sup>.

Все эти явления уклонения света от закона прямолинейного распространения, т. е. *загибание* света, получили название *дифракции*<sup>2)</sup> света.

**§ 133. Объяснение дифракции по методу Френеля.** Отступления от законов прямолинейного распространения, примеры которых приведены в предыдущем параграфе, получают простое объяснение с точки зрения волновой теории и являются естественным следствием этой теории. Действительно, наблюдаемое в каждом случае распределение света есть результат интерференции вторичных волн.

---

<sup>1)</sup> Приведенные фотографии осуществлены проф. В. К. Аркадьевым и заимствованы из его статьи.

<sup>2)</sup> Д и ф р а к ц и я — огибание, загибание (латин.).

Рассмотрим, например, прохождение света через круглое отверстие  $DD$  в экране (рис. 280). Для того чтобы рассчитать распределение света в точке  $O$ , применим следующий вспомогательный прием. Проведем из точки  $O$  конические поверхности  $OKL$ ,  $OMN$ ,  $OPQ$  и т. д. до пересечения с поверхностью сферической волны  $DCD$ . Длины образующих выберем так, что  $OL = OC + \lambda/2$ ,  $ON = OL + \lambda/2$  и  $OQ = ON + \lambda/2$  и т. д. Другими словами, расстояние от точек  $C$ ,  $L$ ,  $N$ ,  $Q$ , ... до точки  $O$  возрастает на длину полу волны ( $\lambda/2$ ) света, падающего на отверстие. Поверхность волны  $DCD$  разобьется на *кольцевые зоны*. Площади этих зон практически одинаковы, ибо  $OC$  значительно больше  $\lambda/2$ . Но действие их в точке  $O$  различно. Действительно, разность хода до точки  $O$  между какой-либо точкой первой зоны и соответствующей точкой второй зоны равняется  $\lambda/2$ . Поэтому световые волны от первой и второй зон, дойдя до  $O$ , будут взаимно ослабляться, так что в точке  $O$  действие первой зоны практически уничтожается действием второй зоны. Совершенно подобные же рассуждения покажут, что в точке  $O$  действие третьей зоны противоположно действию второй, действие четвертой — противоположно действию третьей и т. д. и вообще действия соседних зон практически уничтожают друг друга. Если отверстие  $DD$  таково, что в нем умещаются всего две зоны, то в точке  $O$  почти не будет света, ибо две соседние зоны взаимно ослабляют друг друга. Большая часть света будет распределена в окрестности точки  $O$ , так что мы увидим темное пятно, окруженное светлым

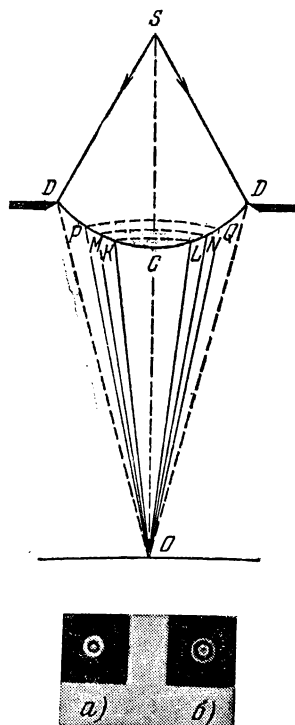


Рис. 280. К объяснению явления дифракции на круглом отверстии.

Внизу — схематическое изображение наблюдаемой картины: а) при нечетном числе зон, б) при четном числе зон.

кольцом. При размере отверстия в три зоны в точке  $O$  должен быть свет, ибо третья зона ослабит действие второй, и точка будет освещена почти неослабленным действием полной первой зоны. Светлая центральная точка будет охвачена темным кольцом, за которым вновь наблюдается просветление. Вообще при четном числе зон в центре будет темное пятно, окруженное чередующимися светлыми и темными кольцами; при нечетном числе зон — в центре светлое пятно, а ближайшее кольцо темное и т. д. Размеры этих колец тем меньше, чем больше диаметр отверстия, так что при большом диаметре темные и светлые кольца около центра чередуются настолько часто, что мы перестаем различать их и практически не замечаем явлений дифракции.

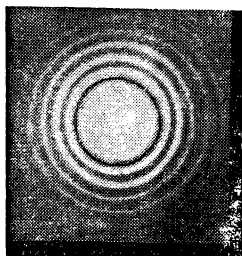


Рис. 281. Изображение светящегося диска (например, планеты), полученное с помощью телескопа (дифракционная картина).

Аналогичным образом могут быть поняты и другие, более сложные дифракционные картины. Так как расчет зон Френеля зависит от длины волны света, то, следовательно, и вид дифракционной картины будет зависеть от длины волны. Опыт вполне подтверждает это заключение. В частности, в белом свете кольца будут цветными.

**§ 134. Разрешающая сила оптических инструментов.** Изложенное выше показывает, что отверстие, ограни-

чивающую световую волну, обуславливает дифракцию света и приводит к сложной картине распределения освещенных и темных мест. Однако всякий оптический инструмент, в том числе и наш глаз, снабжен линзами или зеркалами, т. е. всегда ограничивает световую волну. Таким образом, следует ожидать, что при получении изображения с помощью оптической системы мы всегда будем иметь дифракционную картину.

Действительно, подробный расчет и опыт показывают, что изображение светящейся точки при помощи объектива представляет собой не просто яркую точку на темном фоне, а довольно сложную систему темных и светлых колец, переходящих друг в друга и постепенно сливающихся с окружающим темным фоном (рис. 281). Чем больше диаметр

объектива, дающего изображение, тем м е л ь ч е эта дифракционная картина, т. е. тем теснее располагаются дифракционные кольца. Обычно мы не замечаем этого осложнения и считаем, что изображение светящейся точки есть просто светлая точка. Однако это осложнение всегда имеет место и при более тщательных наблюдениях может быть обнаружено. От него нельзя избавиться никаким устройством объектива, ибо оно обусловлено самой волновой природой света.

Интересно отметить, что степень дифракционного искажения уменьшается по мере увеличения диаметра объектива (рис. 282), наоборот, искажения, обусловленные погрешностями объектива, например сферической аберрацией, тем больше, чем больше его диаметр (см. § 104).

Для фотообъективов обычно погрешности объектива играют большую роль, чем искажения, вносимые дифракцией. Поэтому уменьшение диаметра объектива (диафрагмирование), которое уменьшает роль этих погрешностей, обычно улучшает резкость изображения. Но при достаточно малых отверстиях искажение вследствие дифракции начнет перевешивать. Погрешности очень хороших астрономических объективов настолько малы, что основное искажение вносит дифракция, несмотря на то, что эти объективы имеют обычно значительный диаметр (10 см и больше).

Наличие дифракции ставит предел возможности при помощи оптического инструмента распознавать детали

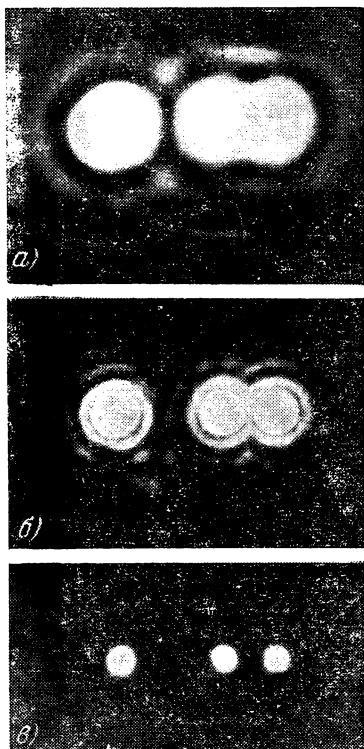


Рис. 282. Уменьшение дифракционных искажений по мере увеличения диаметра объектива (сверху вниз).



предмета. Пусть, например, мы рассматриваем в телескоп две звезды, расположенные на малом угловом расстоянии друг от друга (рис. 283). В случае совершенного телескопа мы должны были бы согласно законам геометрической оптики получить два четких, близко расположенных точечных изображения. Дифракция же приводит к тому, что вместо двух отдельных точек мы получаем картину в виде двух систем светлых и темных колец.

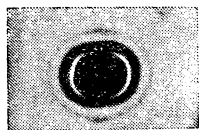
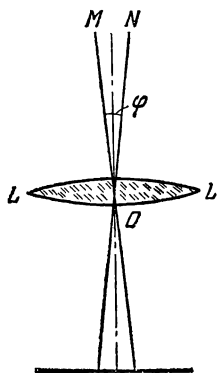


Рис. 283. К понятию разрешающей силы телескопа.

Две звезды под углом  $\varphi$  дают в фокусе телескопа две более или менее перекрывающиеся дифракционные картины.  $LL$  — объектив телескопа;  $OM$  и  $ON$  — направления на две близкие звезды; внизу — схематическое негативное изображение наблюдаемой картины.

Если центры этих систем близко расположены (близкие по направлению звезды) и кольца не очень мелкие (небольшой объектив трубы), то изображения накладываются, давая картину, мало отличающуюся от системы колец, окружающих изображение одиночной звезды. По этой картине установить раздельное положение двух звезд становится невозможно: прибор не способен разделить две столь близкие звезды. Итак, способность оптического прибора к различению деталей ограничена волновой природой света.

Эту способность принято называть «разрешающей силой». Объективы большего диаметра обладают большей разрешающей силой. Так, телескоп с диаметром объектива в 12,5 см может разрешить две звезды, находящиеся на угловом расстоянии в 1 сек, а полуметровый объектив телескопа Симеизской обсерватории позволяет различать две звезды, отстоящие на  $\frac{1}{4}$  секунды. Таким образом в большой телескоп можно иногда рассмотреть отдельные близкие звезды (звездные

кучи), которые для малого телескопа сливаются в общее светящееся пятно и неотличимы от туманностей. Этим объясняется стремление строить телескопы с большими объективами. Другая причина указана в § 119.

Это ограничение в способности распознавания деталей относится и к человеческому глазу, диаметр зрачка которого

около 2—4 мм. Поэтому глаз разрешает светящиеся точки, если угловое расстояние между ними около одной минуты <sup>1)</sup>). Аналогичные соображения кладут предел и разрешающей силе микроскопа (см. § 116), где также размер объектива ограничивает пучки, участвующие в построении изображения.

Разрешающую силу оптического прибора нельзя смешивать с его увеличением (см. § 102). Если увеличенное изображение, полученное при помощи какого-нибудь оптического прибора, рассматривать при помощи другого оптического прибора, то увеличение можно сделать сколь угодно большим. Однако это не повысит разрешающую силу системы инструментов. Действительно, изображение, полученное при помощи первого инструмента, будет содержать только такие детали, которые могут появиться при его разрешающей силе. Дальнейшее увеличение этого изображения, на котором отсутствуют более мелкие детали, конечно, не может их восстановить, а может лишь смазать некоторые детали первого изображения; следовательно, разрешающая сила всей совокупности инструментов не может быть больше разрешающей силы худшего из них.

**§ 135. Дифракционные решетки.** Положением максимумов и минимумов, составляющих дифракционную картину, зависит, как мы видели, от длины световой волны  $\lambda$ . Поэтому при наблюдениях в сложном свете, например в белом, где представлены различные длины волн, дифракционные максимумы для различных цветов окажутся на разных местах, т. е. при явлении дифракции происходит разложение сложного света.

Практически наиболее интересный случай дифракции, где такое разложение играет важную роль, осуществляется с помощью так называемых *дифракционных решеток*.

Простейшая дифракционная решетка представляет собой пластинку, на которой чередуются узкие прозрачные и непрозрачные полоски, параллельные между собой. Такую решетку можно, например, получить, нацарапав на стекле алмазом ряд штрихов и оставив неповрежденными узкие полоски стекла. Очень хорошие решетки получаются также,

---

<sup>1)</sup> На разрешающую способность глаза, задаваемую диаметром зрачка, влияет еще сложная структура сетчатой оболочки глаза. Эта структура ограничивает разрешающую способность глаза угловым расстоянием также около  $1^\circ$  (при хорошей освещенности).

если нанести царапины на поверхность металлического зеркала. В этих решетках чередуются полосы, правильно отражающие свет, и царапины, разбрасывающие свет во все стороны. Такие решетки называются *отражательными*. Сумму ширины прозрачной (отражающей) и непрозрачной (рассеивающей) полосы принято называть *периодом решетки*  $d$ . В лучших современных решетках наносят до 1200 штрихов на 1 мм, так что период решетки может быть около 0,8 мк.

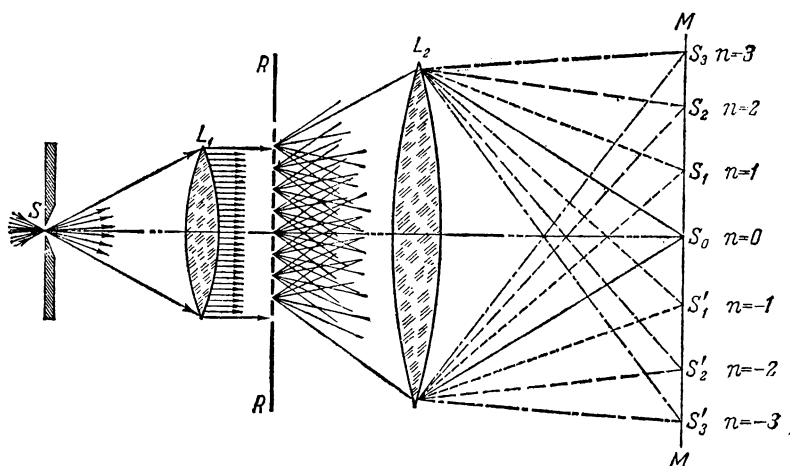


Рис. 284а. Действие дифракционной решетки.

$S$  — ярко освещенная щель, параллельная штрихам решетки;  $L_1$  — линза, в фокальной плоскости которой расположена щель;  $RR$  — дифракционная решетка;  $L_2$  — линза, дающая совместно с  $L_1$  изображение  $S$  на экране  $MM$ ;  $S_0$  — изображение  $S$  с помощью неотклоненных лучей (максимум нулевого порядка);  $S_1, S'_1$  — изображения  $S$  с помощью отклоненных решеткой лучей (максимумы первого порядка);  $S_2, S'_2$  — изображения  $S$  с помощью отклоненных решеткой лучей (максимумы второго порядка) и т. д.

Бросим на решетку перпендикулярно к ее поверхности пучок параллельных лучей. Для этого можно ярко осветить узкую щель  $S$ , расположенную в фокальной плоскости собирающей линзы  $L_1$  (рис. 284а). Свет, проходя через узкие прозрачные полосы решетки  $RR$ , испытывает дифракцию, отклоняясь в стороны от своего первоначального направления. При помощи второй линзы  $L_2$  получим на экране  $MM$  изображение щели  $S$ . Так как вследствие дифракции лучи от решетки падают на линзу  $L_2$  по разным на прав-

лениям, то изображения щели  $S$  должны расположиться в разных местах экрана. Однако благодаря взаимной интерференции отклоненных пучков некоторые из этих изображений будут отсутствовать (минимумы), а другие будут особенно сильны (максимумы  $S_0, S_1, S'_1, S_2, S'_2, \dots$ ).

Результат такой интерференции можно рассчитать, пользуясь рис. 284б, где изображены несколько рядом расположенных прозрачных участков решетки. Предположим, что на решетку падает монохроматический свет длины волны  $\lambda$ . Пусть фронт падающей волны совпадает с  $RR$  (плоскостью

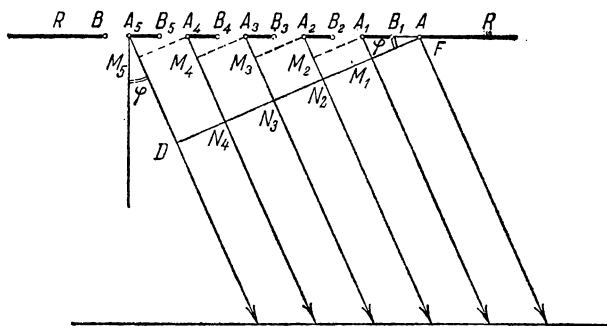


Рис. 284 б. К теории дифракционной решетки.

решетки), т. е. свет падает перпендикулярно к решетке; фронт отклонившейся волны есть плоскость  $DF$ , перпендикулярная к направлению дифрагировавших лучей. Разности хода лучей, идущих от соответствующих точек отверстий, например от правых краев (точки  $A, A_1, A_2, A_3, \dots$ ), от левых краев (точки  $B_1, B_2, B_3, B_4, \dots$ ) или от середин отверстий и т. д. имеют, конечно, одно и то же значение. Эти разности равны

$$A_1M_1 = AA_1 \sin \varphi = d \sin \varphi,$$

$$A_2M_2 = A_2N_2 - A_1M_1 = 2d \sin \varphi - d \sin \varphi = d \sin \varphi,$$

$$A_3M_3 = A_3N_3 - A_2N_2 = 3d \sin \varphi - 2d \sin \varphi = d \sin \varphi \text{ и т. д.,}$$

где  $d = AA_1 = A_1A_2 = A_2A_3$  есть период решетки. Для того чтобы все пучки усиливали друг друга, необходимо, чтобы  $d \sin \varphi$  равнялось целому числу

волн, т. е.

$$d \sin \varphi = n\lambda, \quad (1)$$

где  $n$  — целое число. Таким образом, условие (1) есть условие взаимного усиления всех пучков, прошедших через отверстие решетки. Это условие позволяет определить те значения угла  $\varphi$ , т. е. те направления, по которым будут наблюдаться максимумы света длины волны  $\lambda$ . Эти углы найдем из формулы

$$\sin \varphi = n\lambda/d, \quad (2)$$

давая  $n$  различные целые значения: 0,  $\pm 1$ ,  $\pm 2$ ,  $\pm 3$  и т. д.

**§ 136. Дифракционная решетка как спектральный прибор.** Из формулы (2) следует что для данной длины волны  $\lambda$  может наблюдаться несколько максимумов. Направление, соответствующее  $n=0$ , есть  $\varphi=0$ ; это — направление первоначального пучка. Соответствующий максимум носит название *максимума нулевого порядка*; на рис. 284,а ему соответствует точка  $S_0$ . При  $n=1$  имеем:  $\sin \varphi_1 = \lambda/d$ , при  $n=-1$ ,  $\sin \varphi'_1 = -\lambda/d$ , т. е. имеются два максимума первого порядка, расположенных симметрично по обеим сторонам нулевого максимума (точки  $S_1$  и  $S'_1$  на рис. 284,а). При  $n=\pm 2$  найдем  $\sin \varphi_2 = 2\lambda/d$  и  $\sin \varphi'_2 = -2\lambda/d$ , т. е. два симметричных максимума второго порядка (точки  $S_2$  и  $S'_2$  на рис. 284,а), и т. д.

Отсюда непосредственно следует, что для волн разной длины  $\lambda$  положения максимумов нулевого порядка, соответствующие  $\varphi=0$ , совпадают, а положение максимумов первого, второго и т. д. порядков различны: чем больше  $\lambda$ , тем больше соответствующие  $\varphi$ . Таким образом, более длинные волны дают изображения щели, дальше расположенные от нулевого максимума. Если на щель  $S$  (рис. 284,а) падает сложный свет (например белый), то в плоскости экрана  $MM$  мы получим ряд цветных изображений щели, расположенных в порядке возрастающих длин волн. На месте нулевого максимума, где сходятся все длины волн, будем иметь изображение щели в белом свете, а по обе стороны его развернутся цветные полосы от фиолетового к красному концу (спектры первого порядка); несколько дальше расположатся вторые цветные полосы (спектры второго порядка) и т. д.

Так как длина волны красного цвета около  $7000 \text{ \AA}$ , а фиолетового около  $4000 \text{ \AA}$ , то красный конец спектра второго порядка накладывается на спектр третьего порядка. Еще сильнее перекрываются спектры высших порядков. Рис. V (см. вклейку) дает схематическое изображение спектра, полученное с помощью дифракционной решетки. Легко видеть, что этот рисунок, представляющий результаты опыта, подтверждает все полученные выше выводы.

Если период решетки  $d$  мал, то соответствующие значения  $\varphi$  велики; точно так же при малом  $d$  велика и разность двух значений  $\varphi$  для волн различной длины. Таким образом, уменьшение периода решетки увеличивает угловое расстояние между максимумами различных длин волн. Если свет, падающий на щель, представляет смесь различных длин волн  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$  и т. д., то при помощи дифракционной решетки можно более или менее полно разделить эти длины волн. Чем больше общий размер решетки, т. е. чем больше полосок она содержит, тем выше к а ч е с т в о р е ш е т к и: увеличение числа полосок увеличивает количество пропускаемого решеткой света (м а к с и м у м ы с т а н о в я т с я я р ч е) и улучшает различение близких волн (м а к с и м у м ы с т а н о в я т с я р е з ч е).

Зная период дифракционной решетки, ее можно использовать для определения длины световой волны, измерив величину угла  $\varphi$ , определяющего положение максимума данного порядка. В таком случае из соотношения  $d \sin \varphi = n\lambda$  найдем:

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi}{n}. \quad (3)$$

Измерение длины световой волны при помощи дифракционных решеток принадлежит к числу наиболее точных.

**§ 137. Изготовление дифракционных решеток.** Хорошая дифракционная решетка должна обладать малым периодом и большим числом полосок. В современных хороших решетках число это превышает 100 000 (ширина решетки до 100 мм, число полосок до 1200 на 1 мм). Полоски должны быть строго параллельны между собой и ширина полосок каждого сорта (прозрачных и непрозрачных) строго одинакова (равенство ширины прозрачной и непрозрачной полосок не обязательно).

Хорошие решетки получают, проводя тонким резцом параллельные штрихи на поверхности металлического зеркала (отражательной решетки), причем штрихи, разбрасывающие свет во все стороны, играют роль темных полосок, а нетронутые места зеркала — роль светлых. Для изготовления прозрачной решетки можно прочертить штрихи

на поверхности стеклянной пластинки <sup>1)</sup>. Для изготовления решетки требуется первоклассная делительная машина.

§ 138. Дифракция при косом падении на решетку. На рис. 284,а изображена дифракция параллельного пучка лучей (плоская волна), когда падающий пучок перпендикулярен к плоскости решетки (угол падения равен нулю). Дифракция, конечно, будет наблюдаться и при косом падении света, когда угол падения равен  $\alpha$ .

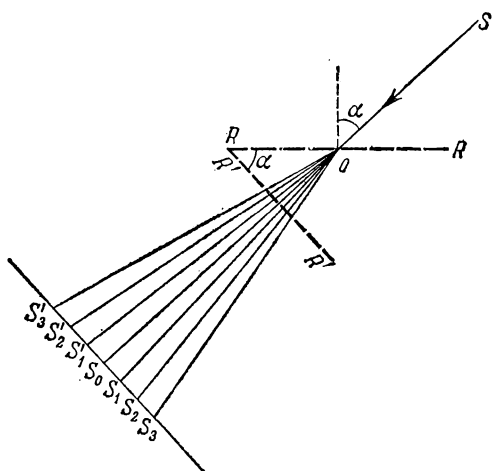


Рис. 285. Схематическое изображение дифракции при косом падении светового пучка на решетку.

SO — направление первичного пучка;  $\alpha$  — угол падения;  $RR$  — дифракционная решетка;  $R'R'$  — проекция  $RR$  на направление, перпендикулярное к первичному пучку;  $OS_0$  — направление на нулевой максимум;  $OS_1$  и  $OS'_1$  — направления на максимумы первого порядка;  $OS_2$  и  $OS'_2$  — направления на максимумы второго порядка и т. д.

В этом случае дифракция происходит так, как если бы наша решетка была заменена другой, представляющей ее проекцию на направление, перпендикулярное к падающим лучам (рис. 285). Нулевой максимум будет, следовательно, лежать на продолжении первичного пучка, а периодом будет служить величина  $d' = d \cos \alpha$ . В тех случаях, когда  $\alpha$

<sup>1)</sup> Так как при прочерчивании стекла резец тупится и поэтому трудно обеспечить равенство штрихов, то хорошие решетки на стекле изготавливаются редко. Прозрачные решетки изготавливают в виде отпечатков из специальных пластичных материалов с металлической (зеркальной) решетки. Такие решетки (так называемые *реплики*) относительно недороги.

близко к  $90^\circ$  (скользящее падение), период, определяющий дифракционную картину, может быть гораздо меньше, чем период действительной решетки. Благодаря этому можно наблюдать дифракцию света на очень грубой решетке.

Взяв, например, хорошую линейку с миллиметровыми делениями и расположив ее весьма наклонно к лучам, идущим от волоска удаленной лампы накаливания (волосок должен располагаться параллельно штрихам решетки, играя роль освещенной щели), можно легко наблюдать дифракционные спектры разных порядков. Меняя поворотом линейки угол падения, можно видеть, как растягиваются спектры и увеличивается расстояние между порядками (т. е. уменьшается период) по мере приближения угла падения к  $90^\circ$ .

Пользуясь косым падением, можно наблюдать с помощью обычной дифракционной решетки дифракцию рентгеновских лучей, длина волны которых в десятки тысяч раз меньше, чем световых. Так, поставив решетку с периодом в 1 микрон под углом  $\alpha = 89^\circ 59' 40''$ , мы получим картину, соответствующую решетке с периодом  $\sim 1 \text{ \AA}$ , и можем изучать дифракцию рентгеновских лучей, длина волны которых составляет долю ангстрема. Этот метод наблюдения дал возможность весьма точного определения длины волны рентгеновских лучей.



## ГЛАВА XIV

### ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА И ПОПЕРЕЧНОСТЬ СВЕТОВЫХ ВОЛН

§ 139. Прохождение света через турмалин. Явления интерференции и дифракции, послужившие для обоснования волновой природы света, не дают еще полного представления о характере световых волн. Новые черты открывает нам опыт над прохождением света через кристаллы, в частности через турмалин.

Возьмем две одинаковые прямоугольные пластинки турмалина, вырезанные так, что одна из сторон прямоугольника совпадет с определенным направлением внутри кристалла, носящим название *оптической оси*. Наложим одну пластинку на другую так, чтобы оси их совпадали по направлению, и пропустим через сложенную пару пластинок узкий пучок света от фонаря или Солнца. Так как турмалин представляет собой кристалл буро-зеленого цвета, то след прошедшего пучка на экране представится в виде темно-зеленого пятнышка. Начнем поворачивать одну из пластинок вокруг пучка, оставляя вторую неподвижной (рис. 286). Мы обнаружим, что след пучка становится слабее, и когда пластинка повернется на  $90^\circ$ , он совсем исчезнет. При дальнейшем вращении пластинки проходящий пучок вновь начнет усиливаться и дойдет до прежней интенсивности, когда пластинка повернется на  $180^\circ$ , т. е. когда оптические оси пластинок вновь расположатся параллельно. При дальнейшем вращении турмалина пучок вновь слабеет, проходит через минимум (исчезает), когда оси пластинок оказываются перпендикулярными, и доходит до прежней интенсивности, когда пластинка возвращается в первоначальное положение.

Таким образом, при повороте пластинки на  $360^\circ$  интенсивность пучка, прошедшего через обе пластинки, два раза достигает максимума (когда оси пластинок параллельны). Явления протекают совершенно одинаково, какую бы из двух пластинок мы ни поворачивали и безразлично в какую сторону, а также, будут ли пластинки соприкасаться или находиться на некотором расстоянии друг от друга (см. рис. 286).

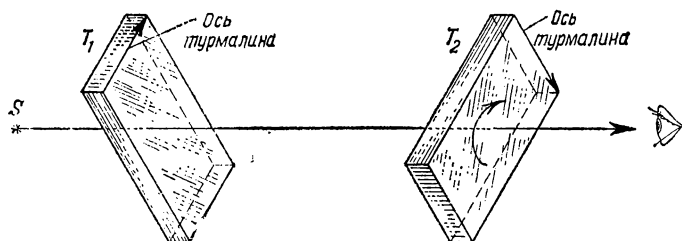


Рис. 286. Схема опыта прохождения света через две пластинки турмалина.

$S$  — источник света;  $T_1$  — первая пластинка турмалина;  $T_2$  — вторая пластинка турмалина.

Но если устранить одну из пластинок и вращать вторую, или вращать обе пластинки вместе, так, чтобы оси их все время составляли неизменный угол, то мы не обнаружим никакого изменения в интенсивности проходящего пучка. Таким образом, изменение интенсивности происходит только тогда, когда свет, прошедший одну из пластинок, встречает другую, ось которой меняет свое направление по отношению к оси первой.

**§ 140. Гипотезы, объясняющие наблюдаемые явления.**  
**Понятие о поляризованном свете.** Итак, свет, прошедший через турмалин, приобретает особые свойства. Световой пучок перестает быть симметричным относительно луча: плоскость, проходящая через луч и ось турмалина, отличается от плоскости, также проходящей через луч, но перпендикулярной к оси турмалина. Поэтому способность такого света проходить через второй турмалин зависит от ориентировки этого последнего относительно луча. Такой несимметрии не было в пучке, идущем непосредственно от фонаря (или Солнца), ибо по отношению к этому пучку ориентировка турмалина была безразлична.

Можно объяснить все наблюдающиеся явления, если сделать следующие допущения:

1. Турмалин способен пропускать световые колебания только в том случае, когда они направлены определенным образом относительно его оси (например, параллельно оси).

2. Световые колебания в пучке направлены перпендикулярно к линии распространения света (световые волны поперечны).

3. В свете фонаря (Солнца) представлены поперечные колебания любого направления и притом в одинаковой доле, так что ни одно направление не является преимущественным.

Мы будем в дальнейшем называть свет, в котором в одинаковой доле представлены все направления поперечных колебаний, *естественным светом*.

Предположение 3 объясняет, почему естественный свет одинаково хорошо проходит через турмалин при любой его ориентировке, хотя турмалин согласно предположению 1 способен пропускать световые колебания только определенного направления. Действительно, как бы ни был ориентирован турмалин, в естественном свете всегда окажется одна и та же доля колебаний, направление которых совпадает с направлением, пропускаемым турмалином. Прохождение естественного света через турмалин приводит к тому, что из всех возможных направлений поперечных колебаний отбираются только те, которые могут пропускаться турмалином. Поэтому свет, прошедший через турмалин, будет представлять собой совокупность поперечных колебаний одного направления, определяемого ориентацией оси турмалина. Такой свет мы будем называть *поляризованным* и направление колебаний в нем — *плоскостью колебания поляризованного света*.

Теперь становится понятным опыт с прохождением света через две последовательно поставленные пластинки турмалина. Первая пластинка поляризует проходящий через нее пучок света, оставляя в нем колебания только одного направления. Эти колебания могут пройти через второй турмалин полностью только в том случае, когда направление их совпадает с направлением колебаний, пропускаемых вторым турмалином, т. е. когда его ось параллельна оси первого. Если же направление колебаний в поляризованном свете перпендикулярно к направлению колебаний, пропускаемых вторым турмали-

ном, то свет будет полностью задержан. Это имеет место, когда турмалины, как говорят, скрещены, т. е. их оси составляют угол  $90^\circ$ . Наконец, если направление колебаний в поляризованном свете составляет острый угол с направлением, пропускаемым турмалином, то колебания будут пропущены лишь частично.

**§ 141. Механическая модель явлений поляризации.** Объяснение, предложенное в предыдущем параграфе, можно иллюстрировать с помощью механических опытов. Веревка, колеблющаяся в одной плоскости, например в вертикальной, может служить моделью поляризованной световой волны. Моделью естественной световой волны служит веревка,

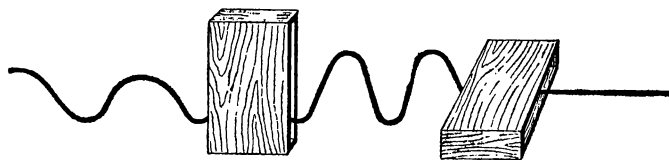


Рис. 287. Механическая модель явления прохождения световой волны через две пластинки турмалина.

плоскость колебаний которой быстро меняется, принимая за короткий срок разнообразные ориентации. Две доски, разделенные узким зазором (щель), играют роль модели турмалина: колебания веревки, направленные вдоль зазора, легко проходят через щель, колебания, перпендикулярные к зазору, — задерживаются. Опыты, изображенные на рис. 287, вполне соответствуют описанным выше оптическим опытам. Они показывают, что «естественные» колебания веревки пропускаются в одинаковой степени при любой ориентации щели. Две последовательно поставленные щели пропускают колебания большей или меньшей амплитуды в зависимости от взаимной ориентации щелей. При перпендикулярности щелей колебание веревки сквозь них не проходит. Опыты показывают также, что щель поляризует «естественные» колебания веревки.

**§ 142. Поляроиды.** Кристалл турмалина далеко не единственный кристалл, который поляризует проходящий через него свет. Очень многие кристаллы обладают подобными свойствами. Но большинство из них, например исландский шпат,

пропускает одновременно два луча, поляризованных в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Это нередко затрудняет наблюдение поляризованного света и требует специальных приспособлений для отделения одного из этих лучей от другого. Некоторые кристаллы, в том числе и турмалин, поглощают один из двух поляризованных лучей настолько сильно, что через пластинку толщиной около миллиметра практически проходит только один луч, поляризованный в определенном направлении. Такие кристаллы называют *дихроичными*.

Существуют кристаллы, еще сильнее задерживающие один из поляризованных лучей, чем это происходит в турмалине, так что кристаллическая пленка толщиной в десятую долю миллиметра и даже тоньше практически полностью отделяет один из поляризованных лучей. Нанося эти пленки на целлулоид, получают поляризующую пластинку размером в несколько квадратных дециметров. Такие пластинки носят название *поляроидов* и представляют собой удобные и дешевые поляризующие приспособления большой поверхности. Все опыты, описанные в § 139, легко могут быть сделаны с двумя кусочками поляроида.

**§ 143. Поперечность световых волн и электромагнитная теория света.** Гипотезы § 140 настолько полно и хорошо позволили объяснить все детали опытов с турмалином, что можно считать эти гипотезы вполне обоснованными. Важнейшей из них является допущение *поперечности световых волн*. С помощью представления о поперечных световых волнах удастся также превосходно объяснить и многочисленные другие явления, связанные с поляризацией света. Таким образом, обширная и разнообразная группа явлений поляризации света служит надежным обоснованием идеи, согласно которой *световая волна есть волна поперечная*, т. е. направления колебаний в ней перпендикулярны к направлению распространения волны.

Признание световых волн поперечными имело очень большое значение в учении о свете. Френель, Юнг<sup>1)</sup> и другие исследователи, обосновавшие волновую природу света, полагали, что световые волны имеют характер упругих волн, распространяющихся в особой среде, заполняющей все про-

---

<sup>1)</sup> Томас Юнг (1773—1829) — английский физик и врач.

странство и названной световым эфиром. Впоследствии, однако, выяснилось, что гипотеза упругого эфира и представление о свете как об упругих волнах не могут удовлетворительно объяснить ряд вновь открытых явлений. Так, были установлены факты, обнаруживавшие тесную связь между электромагнитными и оптическими явлениями. Из этих фактов на первом месте стояли опыты, показавшие возможность воздействовать при помощи магнитного или электрического поля на характер поляризации света. Далее было открыто влияние электрического и магнитного полей на частоту света, испускаемого атомами, и возможность при помощи света вызывать некоторые электрические процессы (например, фотоэффект; см. ниже, § 178) и т. д. Связь между оптическими и электромагнитными явлениями нашла свое выражение в электромагнитной теории света, выдвинутой Масквеллом в 1876г. (см. § 58).

Электромагнитная теория света устранила все трудности, связанные с гипотезой упругого твердого эфира. Для понимания процесса распространения электромагнитных волн нет надобности предполагать мировое пространство заполненным каким-либо веществом. Электромагнитные волны (в том числе и свет) могут распространяться и в пустом пространстве (ср. § 33). Электромагнитная волна представляет собой (см. § 54 и 59) распространение переменного электромагнитного поля, причем напряженности электрического и магнитного полей перпендикулярны друг к другу и к линии распространения волны: электромагнитные волны поперечны. Таким образом, поперечность световых волн, доказанная опытами по поляризации света, естественно объясняется электромагнитной теорией света. В световой волне, как и во всякой электромагнитной волне, имеются одновременно два взаимно перпендикулярных направления колебаний: направления колебаний электрической и магнитной напряженностей. Все, что мы говорили о направлении световых колебаний, относится к направлению колебаний электрической напряженности. В частности, специальные опыты позволили установить, что в волне, прошедшей через турмалин, колебание электрической напряженности направлено вдоль оптической оси турмалина.

## ГЛАВА XV

### ШКАЛА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

**§ 144. Способы исследования электромагнитных волн различной длины.** Электромагнитные волны, применяемые в радиотехнике, имеют длину от нескольких километров до нескольких сантиметров. Электромагнитные же волны, представляющие собой свет, характеризуются длиной волны в несколько десятых микрона. Это простое сопоставление показывает, что количественное различие в длине волны приводит к глубокому качественному различию во многих свойствах и особенностях электромагнитных волн. Возникает важная задача ближе ознакомиться со свойствами электромагнитных волн разной длины. Для разделения волн различной длины обычно применяют какой-либо способ разложения сложного излучения в спектр. В случае видимого света для этой цели можно воспользоваться дифракционной решеткой (см. § 136) или призмой (см. § 86).

Рассматривая полученный на экране спектр, мы убеждаемся в возможности по цвету различать глазом волны различной длины. Однако, как уже неоднократно указывалось, глаз воспринимает только те электромагнитные волны, длина которых лежит в пределах (приблизительно) от 4000 до 7000 Å. Границы эти, конечно, довольно неопределенны, и отдельные наблюдатели способны «видеть» волны и несколько более короткие (примерно до 3700 Å) и несколько более длинные (около 8000 Å). Необходимо поэтому найти более общий способ обнаружения электромагнитных волн, чем наблюдение при помощи глаза.

Так как электромагнитная волна любой длины приносит с собой энергию, то таким более общим способом может

явиться измерение энергии волны. Наиболее удобный для этой цели прием заключается в превращении электромагнитной энергии волны в тепловую, измерение которой не представляет затруднений: нагревание тел обнаруживается очень хорошо при помощи чувствительных термометров, например термоэлементов (см. т. II, § 83). Частичное превращение энергии электромагнитных волн в тепловую происходит всякий раз, когда эти волны падают на какое-либо

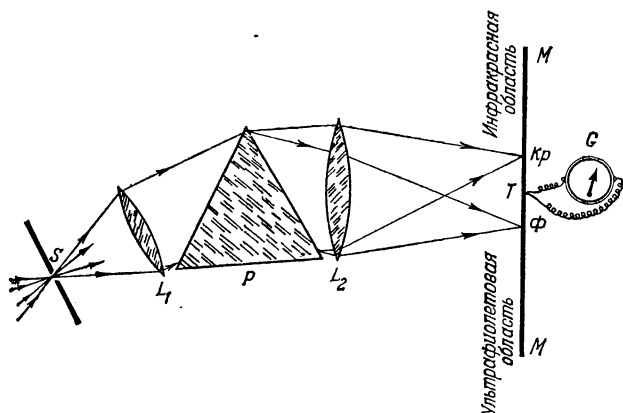


Рис. 288. Схема опыта по исследованию распределения энергии в спектре.

$S, L_1, P, L_2$  — части спектрального аппарата, дающего спектр источника в плоскости  $MM$ ;  $\Phi$  — фиолетовый конец спектра;  $Kp$  — красный конец спектра;  $T$  — термоэлемент, могущий перемещаться вдоль спектра;  $G$  — гальванометр.

вещество и более или менее сильно поглощаются им. Опыт обнаружил, что некоторые черные вещества, например сажа, практически п о л н о с т ь ю поглощают энергию, приносимую световыми волнами р а з л и ч н о й длины. Именно поэтому они и представляются ч е р н ы м и, т. е. не отражающими свет.

Покрыв налетом сажи чувствительную часть термоэлемента, можно, передвигая его по спектру, изучать электромагнитные волны в широком интервале длин волн. На рис. 288 изображено расположение, пригодное для указанной цели. Измерив нагревание термоэлемента, можно вычислить энергию, приходящуюся на соответствующую область спектра, т. е. судить о распределении энергии по спектру. Такие энергетические измерения дают результаты, отличные от



заклучений, которые делает глаз. Действительно, для глаза желтая или зеленая часть спектра света дугового фонаря кажется гораздо ярче, чем красная, тогда как термоэлемент обнаруживает в красной части большее нагревание. Причина лежит в особенностях глаза, чувствительность которого к разным цветам различна (см. § 68) и который поэтому не дает правильных показаний относительно распределения энергии по спектру. Наоборот, термоэлемент — вполне «беспристрастный» прибор, ибо для всех длин волн он дает возможность судить о тепловой энергии, в которую переходит свет при поглощении.

**§ 145. Инфракрасные и ультрафиолетовые лучи.** Производя такие наблюдения, мы обнаружим, что показания термоэлемента не обращаются в нуль, когда он передвигается в ту область, где глаз ничего не видит, т. е. когда он помещен за красным или фиолетовым концом спектра (см. рис. 288). Показания термоэлемента меняются при переходе в эти невидимые области спектра постепенно. При этом для многих источников (например, дугового фонаря) показания термоэлемента при продвижении в область, расположенную за красным концом спектра, вначале даже увеличиваются, несмотря на то, что глаз в этом месте не обнаруживает никакого света. При перемещении в еще более длинноволновую часть спектра показания термоэлемента начинают убывать. Волны, имеющие большую длину, чем красные, принято называть *инфракрасными*. Они были открыты Гершелем<sup>1)</sup> в 1800 г. при исследовании распределения энергии в спектре с помощью очень чувствительного термометра. Волны, длины которых меньше фиолетовых, называют *ультрафиолетовыми*<sup>2)</sup>. Так как энергия, приходящаяся на фиолетовую и ультрафиолетовую часть спектра обычных источников, невелика, то исследование этой области спектра при помощи термоэлемента довольно затруднительно, хотя для точных определений энергии всегда пользуются этим приемом.

Качественно обнаружить ультрафиолетовые волны гораздо проще по их специальному действию на фотографическую пластинку или бумагу. Бросив спектр от фонаря на полосу

---

<sup>1)</sup> Вильям Гершель (1738—1822) — астроном и физик, родился в Германии, работал и умер в Англии.

<sup>2)</sup> И н ф р а — внутри; у л ь т р а — за.

фотографической бумаги<sup>1)</sup>, мы обнаружим, что бумага быстро чернеет в тех местах, где располагаются синие и особенно фиолетовые волны, оставаясь белой под действием зеленой, желтой и красной частей спектра. Еще более сильное почернение обнаруживается за фиолетовой областью. Подобными опытами и были впервые Волластоном<sup>2)</sup> (в 1801 г.) обнаружены ультрафиолетовые волны<sup>3)</sup>. Удобный метод обнаружения ультрафиолетовых волн доставляют явления флюоресценции и фосфоресценции (см. § 184).

**§ 146. Открытие рентгеновских лучей.** Рентгеновские лучи принадлежат к виду лучистой энергии, открытой сравнительно недавно (1895 г.). Способ их получения с особой наглядностью обнаруживает их электромагнитную природу.

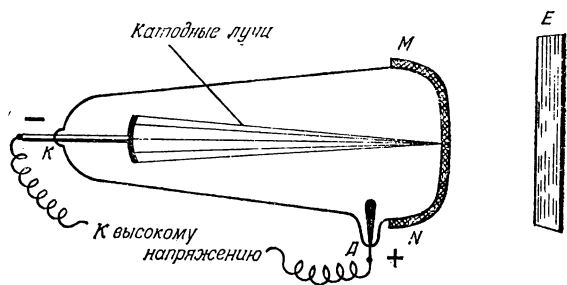


Рис. 289. К открытию лучей Рентгена.  
Трубка для опытов с катодными лучами прикрыта черным картонным чехлом *МN*; на фосфоресцирующем экране *Е* наблюдается свечение.

Рентген<sup>4)</sup> обнаружил этот вид излучения случайно, при исследовании катодных лучей (см. т. II, § 102). Наблюдение Рентгена состояло в следующем. Трубка для получения катодных лучей имела вид, подобный изображенному на рис. 289. При пропускании разряда через такую трубку Рентген наблюдал явление, которое он описывает следующим образом: «Кусок бумаги, покрытый платиносинеродистым

<sup>1)</sup> Для опыта надо взять, конечно, так называемую *дневную бумагу*, чернеющую на свету без всякой обработки (проявления).

<sup>2)</sup> Вильям Волластон (1766—1828) — английский физик.

<sup>3)</sup> В этих опытах применялась, конечно, не фотографическая бумага, тогда еще неизвестная, а раствор хлористого серебра, также чернеющий под действием света.

<sup>4)</sup> Вильгельм Рентген (1845—1923) — немецкий физик.

барием<sup>1)</sup>, при приближении к трубке, закрытой достаточно плотно прилегающим к ней чехлом из черного картона, при каждом разряде через трубку вспыхивает ярким светом: начинает фосфоресцировать. По поводу этого явления проще всего предположить, что черный картон, непрозрачный ни для видимых и ультрафиолетовых лучей Солнца, ни для лучей электрической дуги, пронизывается ка-

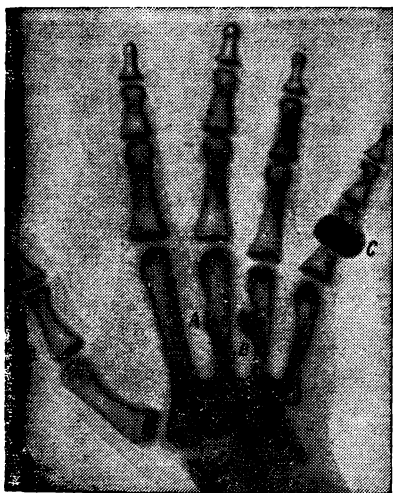


Рис. 290. Рентгенограмма руки: А, В — осколки пули; С — кольцо на мизинце.

ким-то агентом, вызывающим интенсивную фосфоренцию...» Рентген в ряде опытов установил, что этот «агент», который он назвал <sup>2)</sup> «х-лучами», проходит и через другие тела, непрозрачные для обычного света: бумагу, дерево, эбонит, человеческое тело, слои металла. Рентген выяснил также, что материалы малой плотности, построенные из легких атомов, более прозрачны, чем материалы большей плотности. Так, пластинка свинца задерживает «х-лучи» гораздо сильнее, чем пластинка алюминия той же толщины; кости тела — сильнее, чем мускулы. Поэтому, расположив

между источником «х-лучей» и экраном руку, мы увидим слабую тень руки, на которой резко выделяются более темные тени костей (рис. 290).

**§ 147. Различные действия рентгеновских лучей.** После первых опытов, в которых была обнаружена способность

<sup>1)</sup> Слой платиносинеродистого бария способен светиться, если его предварительно облучить видимым или ультрафиолетовым светом. Это свечение носит название фосфоресценции.

<sup>2)</sup> Название «х-лучи» (икс-лучи), т. е. неизвестные лучи, Рентген употреблял до самой смерти. Другие же ученые присвоили этим лучам имя Рентгена.

рентгеновских лучей вызывать фосфоресценцию, были найдены и другие их свойства. Рентгеновские лучи способны

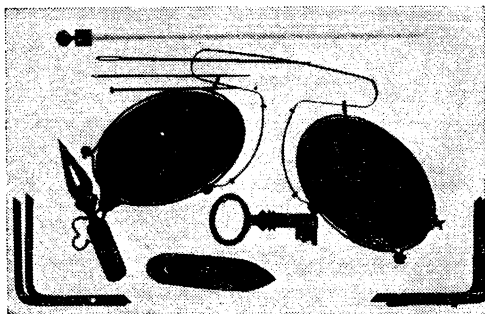


Рис. 291. Рентгенограмма кошелька с несколькими металлическими предметами.

Стекла пенсы сделаны из стекла, содержащего свинец, и поэтому непрозрачны для рентгеновских лучей.

вызывать химические процессы. Так, при действии на фотографическую пластинку или бумагу они вызывают почернение; на этом основано фотографирование при помощи рентгеновских лучей. Получаемые фотографии есть теньвые фотографии, детали которых соответствуют различию в способности рентгеновских лучей проходить через тела различной плотности (рис. 291, 292).

Эти особенности рентгеновских лучей имеют огромное практическое значение для применения их в медицине и технике. При помощи рентгеновских лучей можно на фосфоресцирующем экране или на фотографической пластинке обнаруживать дефекты или изменения внутри предмета (дефекты

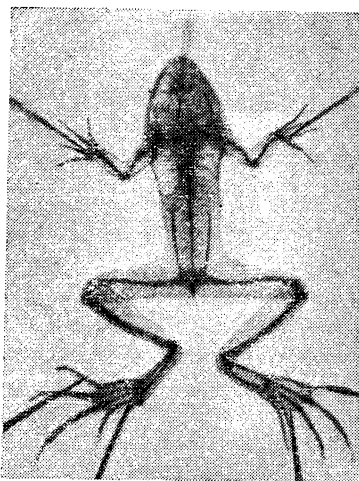


Рис. 292. Рентгенограмма лягушки.

Хорошо видны кости скелета; лапки приколоты к подставке металлическими булавками.

внутри частей машины, изменения в организме и т. д.). Пользуясь способностью рентгеновских лучей вызывать химические изменения, их применяют для лечения органов, пораженных некоторыми болезнями (например, раком), причем особенно важна возможность подвергать воздействию рентгеновских лучей внутренности живого организма.

Интересно отметить, что некоторые стекла, вполне прозрачные для видимых лучей, но содержащие свинцовые соединения, сильно задерживают рентгеновские лучи (см. рис. 291), тогда как обычное стекло (с солями натрия) хорошо прозрачно как для видимых, так и для рентгеновских лучей.

**§ 148. Устройство рентгеновской трубки.** Открыв «х-лучи», Рентген тщательными опытами выяснил условия их образования. Он установил, что эти лучи возникают в том месте трубки, где летящие электроны, составляющие катодный

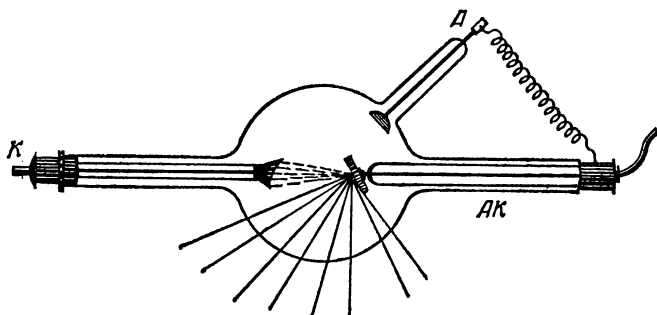


Рис. 293. Схематический чертеж трубки Рентгена.

пучок, задерживаются, ударяясь о стенку трубки. Исходя из этого обстоятельства, Рентген сконструировал и построил специальную трубку, удобную для получения рентгеновских лучей. В своих существенных чертах конструкция трубки Рентгена сохранилась и до нашего времени (рис. 293).

Положительные ионы, имеющиеся в трубке, разогнанные электрическим напряжением, приложенным между анодом А и катодом К, выбивают из катода электроны; эти последние, также ускоряясь полем, образуют интенсивный пучок катодных лучей. Используя способность катодных лучей вылетать по направлению, перпендикулярному к поверхности катода (см. т. II, § 103), Рентген придал катоду в о г н у т у ю форму, для того чтобы сконцентрировать поток

электронов на небольшом участке. В этом месте располагалась специальная преграда (антикатод  $AK$ ), ударяясь о которую электроны задерживались и давали начало рентгеновским лучам. Таким образом, местом возникновения рентгеновских лучей служила поверхность антикатада, который изготовлялся из тугоплавкого материала, ибо интенсивная бомбардировка антикатада электронами может сильно повысить его температуру (см. т. II, § 103). Обычно антикатод охлаждали водой.

На рис. 294 изображена современная рентгеновская трубка. Катодом служит толстая накаливаемая вольфрамовая нить, испускающая интенсивный поток электронов (см. т. II, § 100), которые ускоряются приложенным электрическим напряжением. Катод снабжен колпачком из тантала, фокусирующим электроны. Мишенью служит пластинка из вольфрама, платины или другого тяжелого металла, впрессованная в анод (зеркало анода), который для отвода тепла изготовляется из красной меди. Напряжение между катодом и анодом достигает нескольких десятков тысяч вольт.

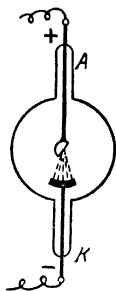


Рис. 294.  
Современная  
рентгенов-  
ская трубка.

Для того чтобы электроны могли беспрепятственно достигать мишени, рентгеновскую трубку откачивают до высокого вакуума. Анод обычно охлаждают водой.

Действуя на газы, рентгеновские лучи способны вызвать их ионизацию (см. т. II, § 92). Так, поместив около рентгеновской трубки заряженный электроскоп, мы обнаружим, что он быстро разряжается, если трубка приведена в действие (рис. 295). Причина потери заряда электроскопом состоит в том, что окружающий воздух ионизируется действием рентгеновских лучей и становится проводником. Ионизирующее действие рентгеновских лучей также используется для их обнаружения и регистрации.

**§ 149. Происхождение и природа рентгеновских лучей.** Способ получения рентгеновских лучей ясно указывает, что образование их связано с остановкой (или торможением) быстро летящего электрона. Летящий электрон окружен электрическим и магнитным полями, ибо движущийся электрон представляет собой ток. Остановка (торможение) электрона означает изменение магнитного поля вокруг него, а изменение магнитного или электрического поля вызывает (см. § 54) излучение электромагнитных волн. Эти электромагнитные волны и наблюдаются в виде рентгеновских лучей.

Такое представление о рентгеновских лучах имел уже Рентген (хотя более настойчиво его отстаивали другие исследователи). Для установления волновой природы рентгеновских лучей необходимо было

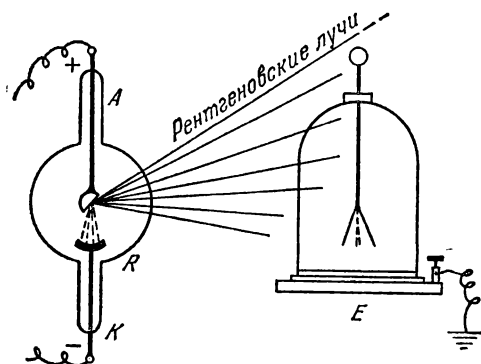


Рис. 295. Ионизирующее действие рентгеновских лучей.

$R$  — рентгеновская трубка;  $E$  — электроскоп. Электроскоп разряжается при освещении окружающего воздуха рентгеновскими лучами. Опыт удастся как с положительно, так и отрицательно заряженным электроскопом. Под действием рентгеновских лучей в воздухе создаются ионы обоих знаков.

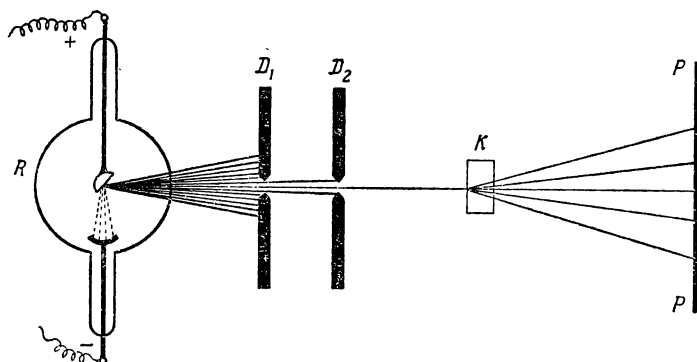


Рис. 296. Схема расположения в первых опытах по наблюдению дифракции рентгеновских лучей.

$R$  — рентгеновская трубка;  $D_1$ ,  $D_2$  — свинцовые диафрагмы, выделяющие узкий пучок рентгеновских лучей;  $K$  — кристалл, в котором происходит дифракция;  $PP$  — фотопластинка.

произвести опыты по их интерференции или дифракции. Однако осуществление таких опытов оказалось очень трудной задачей, и решение вопроса было получено лишь в 1912 г., когда М. Лауэ <sup>1)</sup> в качестве дифракционной решетки для опыта использовал естественный кристалл,

<sup>1)</sup> Макс Лауэ (1879—1960) — немецкий физик.

в котором атомы расположены в правильном порядке на небольших (в несколько ангстремов) расстояниях друг от друга (см. т. I, § 266).

Опыт, выполненный Лауэ, был осуществлен следующим образом. Узкий пучок рентгеновских лучей, выделенный при помощи свинцовых диафрагм  $D_1$ ,  $D_2$  (рис. 296), падал на кристалл  $K$ . На фотографической пластинке  $PP$  получалось изображение следа пучка. В отсутствии кристалла изображение на пластинке представляло собой темное пятно — след пучка, пропущенного диафрагмами. Когда же на пути пучка помещался кристалл, то на пластинке получалась сложная картина (рис. 297), представляющая собой результат дифракции рентгеновских лучей на кристаллической решетке. Полученная Лауэ картина не только дала прямое доказательство волновой природы рентгеновских лучей, но и позволила сделать важные заключения о строении кристаллов, которым определяется вид наблюдаемой дифракционной картины. В настоящее время применение рентгеновских лучей для изучения структуры кристаллов и других тел приобрело огромное практическое и научное значение.

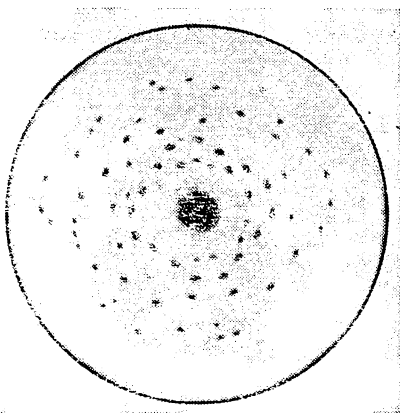


Рис. 297. Фотография, изображающая картину дифракции рентгеновских лучей в кристалле цинковой обманки.

Дальнейшие усовершенствования позволили при помощи тщательных опытов определять и длины волн рентгеновских лучей <sup>1)</sup>. Излучение обычной рентгеновской трубки оказалось подобно белому свету содержащим разнообразные длины волн со средним значением от доли ангстрема до нескольких ангстремов в зависимости от устройства трубки. Впоследствии при специальных опытах были получены рентгеновские волны с длиной в несколько сот ангстремов, т. е. более длинные, чем кратчайшие из известных ультрафиолетовых волн. Удалось также получить и наблюдать очень короткие волны (длиной в сотые и тысячные доли ангстрема).

Произведя определение длин волн рентгеновских лучей, можно было установить, что волны тем меньше поглощаются, чем они короче. Рентген назвал слабо поглощающиеся лучи *жесткими*. Таким образом, увеличение жесткости <sup>2)</sup> соответствует уменьшению длины волны.

<sup>1)</sup> Использование дифракции рентгеновских лучей на обычных дифракционных решетках (см. § 138) для точного определения длины волны было предложено значительно позже.

<sup>2)</sup> Способность излучения проникать через вещество называется жесткостью этого излучения.



**§ 150. Шкала электромагнитных волн.** Мы называли ультрафиолетовыми волнами электромагнитные волны, длина которых меньше  $4000 \text{ \AA}$ , а инфракрасными — волны с длиной, превышающей  $8000 \text{ \AA}$ . Совершенно ясно, что границы эти довольно произвольны, и нет никакого резкого изменения в свойствах при переходе от крайних фиолетовых волн к ультрафиолетовым или от крайних красных к инфракрасным. Поэтому указания, где начинаются ультрафиолетовые или инфракрасные волны, имеют лишь условный характер. Так же условно и указание, где кончаются ультрафиолетовые и инфракрасные области спектра.

При исследованиях этих областей серьезным затруднением является то обстоятельство, что большинство материалов, прозрачных для видимого света, сильно поглощает более короткие и более длинные волны. Улучшение техники эксперимента все же дало возможность получить и исследовать инфракрасные волны до несколько сот микронов. С другой стороны, оказалось возможным электрическими способами получить радиоволны, длина которых также выражается сотнями микронов. Таким образом, мы имеем непрерывный переход от видимого света через инфракрасные волны к радиоволнам.

Наши сведения о коротковолновой области спектра также пополнялись, так сказать, с двух концов. С одной стороны, улучшение техники работы с ультрафиолетовыми волнами позволило спуститься приблизительно до  $50 \text{ \AA}$ . С другой стороны, с течением времени были найдены способы получать и исследовать рентгеновские волны (см. § 149) длиной в несколько сот ангстремов. Таким образом, и в области коротких электромагнитных волн мы имеем непрерывный переход от видимого света через ультрафиолетовые волны к рентгеновским сколь угодно малой длины. Весьма короткие рентгеновские волны наблюдаются в излучении радиоактивных веществ (так называемые  $\gamma$ -лучи, см. § 207), а также при ударах очень быстрых электронов, разгоняемых современными ускорителями (см. § 213).

Вся шкала электромагнитных волн уже была приведена и описана в § 58 (см. рис. 126).

## ГЛАВА XVI

### СКОРОСТЬ СВЕТА

**§ 151. Первые попытки определения скорости света.** В § 65 были рассмотрены разнообразные проявления света, показывающие, что свет несет с собой энергию, и были указаны методы ее регистрации. Естественно встает вопрос, с какой скоростью распространяется световая энергия.

Попытки ответить на этот вопрос предпринимались уже давно. Так, еще Галилей<sup>1)</sup> (1607 г.) пытался определить скорость распространения света с помощью следующего простого опыта. Представим себе двух наблюдателей  $A$  и  $B$  (рис. 298), расположенных на расстоянии  $l$  друг от друга и снабженных одинаковыми хорошо выверенными часами. Если наблюдатель  $A$  в некоторый момент пошлет световой сигнал (например, быстро откроет заслонку фонаря), а наблюдатель  $B$  отметит по своим часам тот момент, когда он увидит этот сигнал, то можно будет определить время  $\tau$ , за которое свет прошел данный путь  $l$ , и, следовательно, определить скорость света  $c = \frac{l}{\tau}$ .

Опыт можно значительно усовершенствовать и упростить, если вместо второго наблюдателя поместить в  $B$  зеркало. Наблюдатель, открывающий фонарь, отметит также и момент, когда световой сигнал, отразившийся от зеркала, вернется к нему, т. е. пройдет путь  $2l$ . Таким образом удалось бы определить скорость света, располагая лишь одними часами. Однако опыт Галилея как в первом, так и во

---

<sup>1)</sup> Галилео Галилей (1564—1642) — итальянский физик и астроном.

втором вариантах не дал определенных результатов. Естественно, что регистрация момента выхода и прихода сигнала делается с некоторыми ошибками. Скорость же света оказалась настолько большой, что время прохождения светом сравнительно небольших расстояний, на которые можно было отдалить пункты  $A$  и  $B$ , было значительно меньше указанных ошибок. Поэтому принципиально правильный опыт не дал удовлетворительного результата.

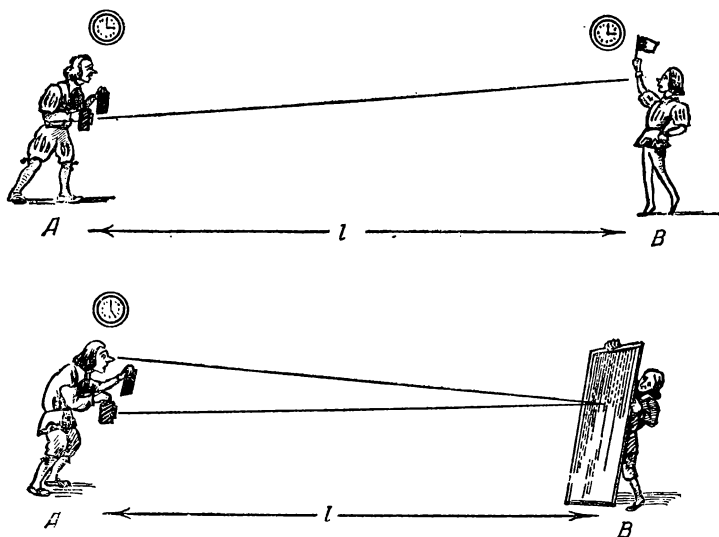


Рис. 298. Неудачные попытки определить скорость света.

Для улучшения дела надо было или весьма значительно увеличить расстояние  $l$ , или очень сильно повысить точность измерения небольших промежутков времени. Оба эти усовершенствования и были внесены впоследствии и привели к благоприятным результатам.

**§ 152. Определение скорости света Рёмером.** В методе Рёмера <sup>1)</sup> (1675 г.) были использованы огромные расстояния, с которыми приходится иметь дело астроному. Световым сигналом, посылавшимся из пункта  $A$ , служили затмения спутника Юпитера (например, моменты выхода этого спут-

<sup>1)</sup> Олаф Рёмер (1644—1710) — датский астроном.

ника из тени Юпитера); наблюдатель на Земле регистрировал момент затмения.

Обращение ближайшего к Юпитеру спутника происходит за  $1\frac{3}{4}$  дня, т. е. затмения его следуют весьма часто одно за другим. Рёмер установил, что наблюдаются затмения не вполне регулярно. Если, например, начиная с положения Земли  $З_1$  (рис. 299), предвычислить моменты ожидаемых затмений и произвести наблюдения при положении Земли примерно через  $\frac{1}{2}$  года<sup>1)</sup>, то момент затмения оказывается запоздавшим против вычисленного почти на 16 мин. Однако те же вычисления дают правильный

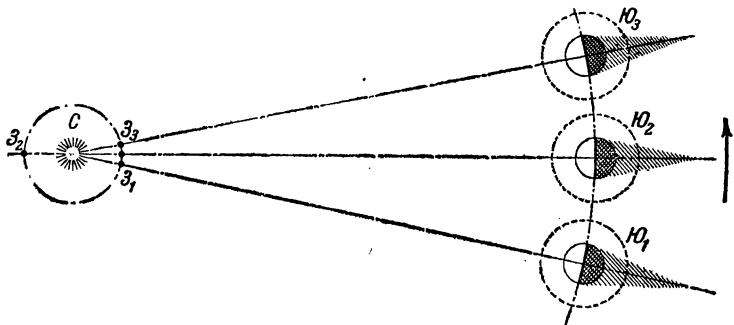


Рис. 299. К определению скорости света по Рёмеру.

$Ю_1З_1$  — Земля  $З_1$  находится между Юпитером  $Ю_1$  и Солнцем  $C$ ;  $Ю_2З_2$  — Земля  $З_2$  и Юпитер  $Ю_2$  находятся по разные стороны Солнца;  $Ю_3З_3$  — следующее взаимное расположение Земли  $З_3$  и Юпитера  $Ю_3$ .

результат, если вновь провести наблюдения к моменту положения Земли  $З_3$ , т. е. еще примерно через  $\frac{1}{2}$  года.

Рёмер дал простое объяснение этим явлениям: надо учитывать время, необходимое для того, чтобы свет прошел добавочное расстояние, равное поперечнику земной орбиты. Это добавочное расстояние по современным измерениям равно  $299 \cdot 10^6$  км, добавочное время — 966,4 сек, откуда скорость света  $c$  приблизительно равна 300 000 км/сек. Сам Рёмер нашел для скорости света  $c=215\,000$  км/сек.

**§ 153. Определение скорости света по методу вращающегося зеркала.** Фуко<sup>2)</sup> (1862 г.) применил очень точный прием

<sup>1)</sup> Период обращения Юпитера значительно (почти в 12 раз) больше периода обращения Земли. Поэтому положения  $Ю_1$ ,  $Ю_2$ ,  $Ю_3$  разделены промежутками около полугода.

<sup>2)</sup> Леон Фуко (1819—1868) — французский физик.

определения времени прохождения света между двумя пунктами ( $A$  и  $B$ ), благодаря чему удалось надежно измерить скорость света, не прибегая к чрезмерно большим расстояниям между  $A$  и  $B$ .

Световой сигнал, вышедший по направлению  $SA$  (рис. 300), отражался вращающимся зеркалом  $A$  к другому неподвижному зеркалу  $B$ . Это последнее делалось сферическим с очень большим радиусом кривизны  $R$ , так что центр его

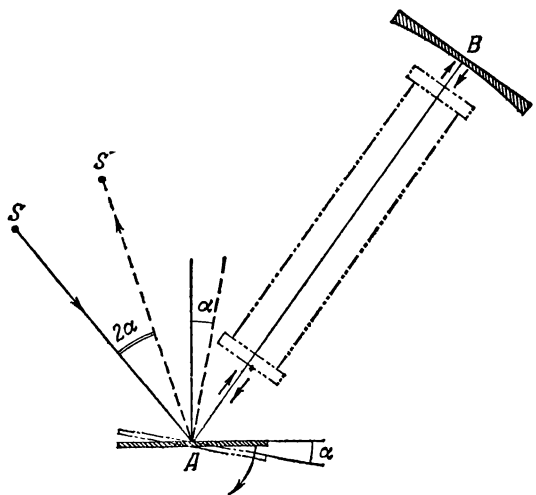


Рис. 300. К определению скорости света по методу вращающегося зеркала.

$SA$  — направление падающего света;  $A$  — вращающееся зеркало, ось вращения которого проходит через центр вогнутого зеркала перпендикулярно к плоскости падения луча  $SA$ ;  $B$  — вогнутое сферическое зеркало;  $S'A$  — направление отраженного света. Расстояние  $AB=R$ ; между  $A$  и  $B$  можно было расположить трубу, заполненную водой.

совпадал с зеркалом  $A$ . Благодаря такому устройству свет при любом положении зеркала  $A$  распространялся вдоль радиуса зеркала  $B$ , падал перпендикулярно на его поверхность и после отражения шел вновь по радиусу зеркала  $B$ , т. е. возвращался к зеркалу  $A$ . Однако за время  $t$ , в течение которого свет проходил путь от  $A$  до  $B$  и обратно (т. е. путь, равный  $2R$ ), зеркало  $A$  успевало повернуться на небольшой угол  $\alpha$ , и свет отражался по направлению  $AS'$ , составляющему угол  $2\alpha$  с  $SA$ . Измерив угол  $2\alpha$  и зная угловую скорость

вращения зеркала, можно определить время  $\tau$ , а следовательно, и скорость света  $c = \frac{2R}{\tau}$ .

В одном из опытов Фуко расстояние  $AB$  равнялось 4 м, зеркало совершало  $N=800$  об/сек, угол поворота зеркала  $\alpha=27,3''$ ; следовательно, для этих данных

$$\tau = \frac{\alpha}{2\pi N} = 2,7 \cdot 10^{-8} \text{ сек} \quad \text{и} \quad c = \frac{2R}{\tau} = 296\,000 \text{ км/сек.}$$

Среднее значение скорости света, полученное Фуко, равнялось 298 000 км/сек.

Вводя на пути света  $AB$  трубу с водой, Фуко мог непосредственно измерить скорость распространения света в воде и получил значение, в  $\frac{4}{3}$  раза меньшее, чем в воздухе, в соответствии с представлениями Гюйгенса (см. § 130).

Введя ряд остроумных усовершенствований в метод вращающегося зеркала, Майкельсон<sup>1)</sup> значительно повысил точность определения скорости света. По его определениям (1927 г.)  $c=299\,796$  км/сек. За последние годы методы лабораторного определения скорости света были еще более усовершенствованы. Современное значение  $c=299\,792,9$  км/сек. Лабораторные методы определения скорости света являются более точными, чем методы астрономические.

Для всех практических расчетов мы будем принимать скорость света в пустоте равной  $300\,000$  км/сек  $= 3 \cdot 10^{10}$  см/сек.

Колоссальная с точки зрения наших земных масштабов скорость света не так уж велика в масштабах астрономических. Здесь время распространения света измеряется значительными числами. Так, свет идет от Солнца до Земли около 8 мин, а от ближайшей звезды — около 4 лет. За год свет проходит путь примерно в  $10^{13}$  км. Эта величина оказывается удобной в качестве единицы измерения для огромных астрономических расстояний; она называется *световым годом*.

Наряду с этой единицей астрономы пользуются *парсек*. Парсек (т. е. параллакс-секунда) — это расстояние, с которого радиус земной орбиты (150 млн. км) виден под углом в  $1''$ . Нетрудно подсчитать, что парсек равен примерно  $3\frac{1}{4}$  светового года.

---

<sup>1)</sup> Альберт Майкельсон (1852—1931) — американский физик.

## ДИСПЕРСИЯ СВЕТА И ЦВЕТА ТЕЛ

**§ 154. Состояние вопроса об окраске тел до Ньютона.** Вопрос о причине различной окраски тел естественно занимал ум человека уже давно. Очень большое количество наблюдений, и чисто житейских, и научных, было в распоряжении исследователей, но вплоть до работ Ньютона (начавшихся около 1666 г.) в этом вопросе царила полная неопределенность. Считалось, что цвет есть свойство самого тела, хотя внимательное наблюдение обнаруживает, что в зависимости от времени дня или условий освещения нередко наблюдается очень значительное изменение в цвете тел. Существовало мнение, что различные цвета получаются как «смесь» света и темноты, т. е. смешивались два существенно различных понятия — цвет и освещенность. С незапамятных времен наблюдались превосходные (радужные) цвета радуги и даже было известно, что образование радуги связано с освещением дождевых капель. Так, Декарт наблюдал искусственную радугу на водяной пыли фонтанов и производил опыты по получению радуги со стеклянными шарами, наполненными водой. Декарт (1637 г.) мог объяснить форму и угловые размеры радуги на небесном своде, но причины цветов радуги и их последовательности ему оставались неясными.

Точно так же игра цветов в граненых алмазах и даже в стеклянных призмах была хорошо известна. На Востоке, в частности в Китае, украшения в виде стеклянных призм, дающих радужные блики, принадлежали к числу излюбленнейших. Европейцы неоднократно описывали эти китайские игрушки. И тем не менее никто не сопоставлял между собой эти многочисленные и разнообразные явления, и связь между великолепными красками радуги, играющей

на небе, и цветом тел была открыта только в замечательных исследованиях Ньютона.

**§ 155. Основное открытие Ньютона.** Ньютон обратился к исследованию цветов, наблюдаемых при преломлении света, в связи с попытками усовершенствования телескопов. Стремясь получить линзы возможно лучшего качества, Ньютон убедился, что главным недостатком изображений является наличие окрашенных краев. Как известно, это

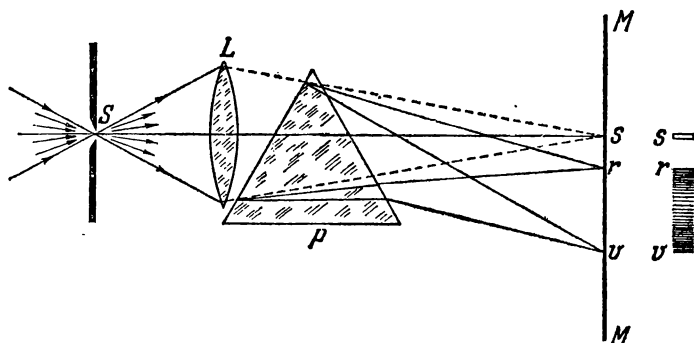


Рис. 301. Схема основного опыта Ньютона по дисперсии света. Расстояние экрана  $MM$  от призмы достаточно велико, чтобы можно было различать отдельные цветные полосы.

обстоятельство заставило его начать строить телескопы с зеркалом (рефлекторы) (§ 119). Исследуя окрашивание при преломлении, Ньютон сделал свои величайшие оптические открытия.

Сущность открытий Ньютона поясняется следующими опытами (рис. 301). Свет от фонаря освещает узкое отверстие  $S$  (щель). При помощи линзы  $L$  изображение щели получается на экране  $MM$  в виде короткого белого прямоугольника  $s$ . Поместив на пути лучей призму  $P$ , ребро которой параллельно щели, обнаружим; что изображение щели сместится и превратится в окрашенную полосу  $rv$ , переходы цветов в которой от красного к фиолетовому подобны наблюдаемым в радуге. Это радужное изображение Ньютон называл *спектром*<sup>1)</sup> (рис. 302).

<sup>1)</sup> Spektrum — видение (латин.).



Если прикрыть щель  $S$  цветным стеклом, т. е. если направлять на призму вместо белого света цветной, изображение щели сведется к цветному прямоугольнику, располагающемуся на соответствующем месте спектра, т. е. в зависимости от цвета будет отклоняться на различные углы от первоначального изображения  $s$ . Описанное наблюдение показывает, что лучи разного цвета различно преломляются призмой.

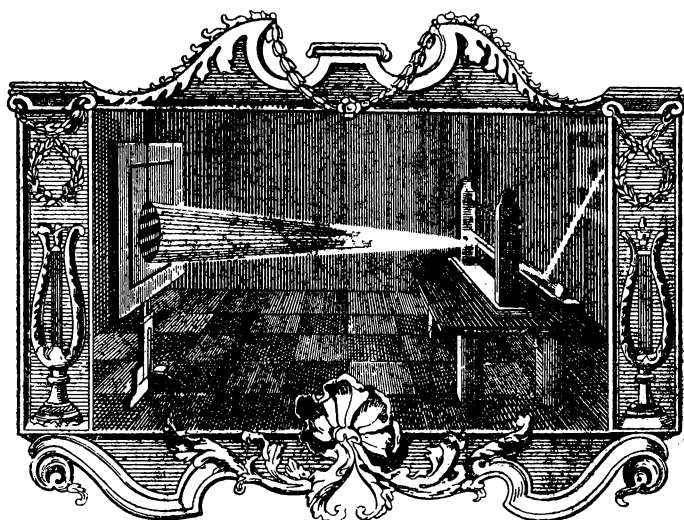


Рис. 302. Опыт Ньютона — разложение солнечного света.  
По рисунку академика Крафта, хранящемуся в кунсткамере Академии наук (XVIII век).

Это важное заключение Ньютон проверил многими опытами. Важнейший из них состоял в определении показателя преломления лучей различного цвета, в ы д е л е н н ы х из спектра. Для этой цели в экране  $MM$  (рис. 301), на котором получается спектр, прорезалось отверстие; перемещая экран, можно было выпустить через отверстие узкий пучок лучей того или иного цвета. Такой способ выделения однородных лучей более совершенен, чем выделение при помощи цветного стекла. Опыты обнаружили, что такой выделенный пучок, преломляясь во второй призме, уже не растяги-

вается в полоску. Такому пучку соответствует определенный показатель преломления, значение которого зависит от цвета выделенного пучка.

**§ 156. Истолкование наблюдений Ньютона.** Описанные опыты показывают, что для узкого цветного пучка, выделенного из спектра, показатель преломления имеет вполне определенное значение, тогда как преломление белого света можно только приблизительно охарактеризовать одним каким-то значением этого показателя. Сопоставляя подобные наблюдения, Ньютон сделал вывод, что существуют *простые цвета*, не разлагающиеся при прохождении через призму, и *сложные*, представляющие совокупность простых, имеющих разные показатели преломления. В частности, белый солнечный свет есть такая совокупность цветов, которая при помощи призмы разлагается, давая спектральное изображение щели.

Таким образом, в основных опытах Ньютона заключались два важных открытия: 1) *свет различного цвета характеризуется разными показателями преломления в данном веществе (дисперсия)*<sup>1)</sup>; 2) *белый цвет есть совокупность простых цветов*.

Мы знаем в настоящее время, что разным цветам соответствуют различные длины световых волн. Поэтому первое открытие Ньютона можно сформулировать таким образом: *показатель преломления вещества зависит от длины световой волны*. Обычно он увеличивается по мере уменьшения длины волны.

Первое открытие Ньютона сохраняется в неизменной формулировке и до настоящего времени. Что же касается второго, то его не следует понимать слишком буквально: белый или вообще сложный свет, разлагаемый призмой, есть нечто *целое*. То обстоятельство, что при прохождении через призму или другой спектральный прибор, например дифракционную решетку, белый свет разлагается, есть результат действия этих приборов на свет, а не доказывает, что белый свет представляет собой смесь простых цветов. В этом смысле сложный свет подобен сложному звуку. Шум или музыкальный аккорд есть сложный звуковой импульс, который воспринимается нами как целое. При помощи анализаторов звука, например резонаторов (см. § 24), мы можем

---

<sup>1)</sup> *Дисперсия* происходит от латинского слова *dispergo* — разбрасываю и означает буквально *разброс*. Наблюдаемое Ньютоном явление следует точнее называть *дисперсией показателя преломления*, ибо и другие оптические величины обнаруживают зависимость от длины волны (дисперсию).

выделить из него простые тоны, подобные даваемым камертонами. В зависимости от анализирующего прибора сложный звук может быть разложен тем или иным образом. Возможность разложения его на простые тоны не означает, что он есть смесь этих тонов. Аналогично и белый свет надо рассматривать как нечто целое, а не как смесь простых цветов. Впрочем, для очень большого числа практических вопросов мы можем заменить белый свет совокупностью соответствующим образом подобранных простых (монохроматических) цветов, т. е. рассматривать белый свет как смесь этих цветов.

Открытие явления разложения белого света на цвета при преломлении позволило объяснить образование радуги и других подобных метеорологических явлений. Преломление света в водяных капельках или ледяных кристалликах, плавающих в атмосфере, сопровождается благодаря дисперсии в воде или льде разложением солнечного света. Рассчитывая направление преломления лучей в случае сферических водяных капель, мы получаем картину распределения цветных дуг, точно соответствующую наблюдаемым в радуге. Аналогично, рассмотрение преломления света в кристалликах льда позволяет объяснить явления кругов вокруг Солнца и Луны в морозное время года, образование так называемых ложных солнц, столбов и т. д.

**§ 157. Дисперсия показателя преломления различных материалов.** Измерения показателя преломления в зависимости от длины волны для разных веществ показывают, что дисперсия различных материалов может быть весьма различна. В таблице 9 приведены в качестве примера значения показателя преломления в зависимости от длины волны для двух сортов стекла и двух различных жидкостей.

Т а б л и ц а 9

Зависимость показателя преломления от длины волны для разных веществ

Длина волны $\lambda$ в Å (цвет)	Показатель преломления для веществ			
	стекло, тяжелый флинт	стекло, легкий крон	серо- углерод	вода
6563 (красный) . . . . .	1,6444	1,5145	1,6219	1,3311
5893 (желтый) . . . . .	1,6499	1,5170	1,6308	1,3330
4861 (сине-зеленый) . . . . .	1,6657	1,5230	1,6799	1,3371
4047 (фиолетовый) . . . . .	1,6852	1,5318	1,6990	1,3428

На рис. 303 изображено, как выглядел бы спектр солнечного света, полученный при помощи призм одинаковой формы, сделанных из перечисленных в таблице материалов.

Различие в дисперсии для разных стекол позволяет исправлять хроматическую aberrацию, как об этом упоминалось в § 106.

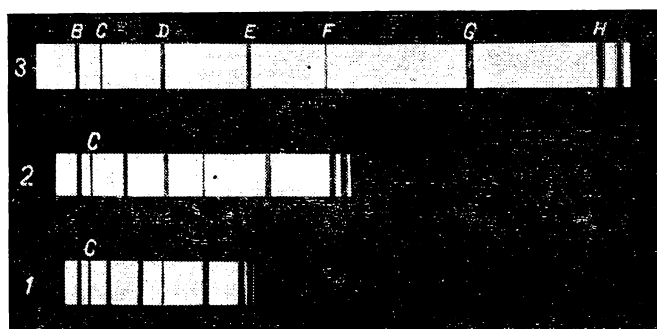
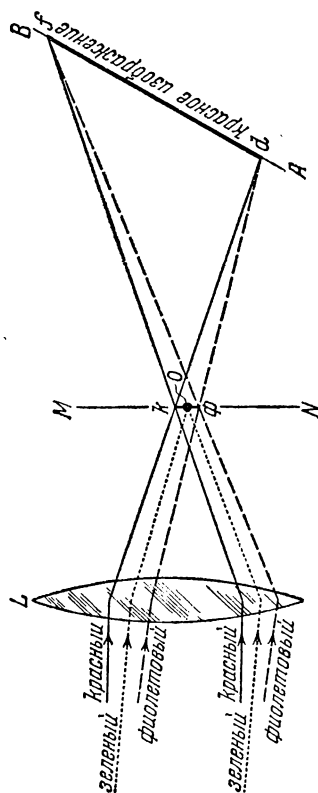
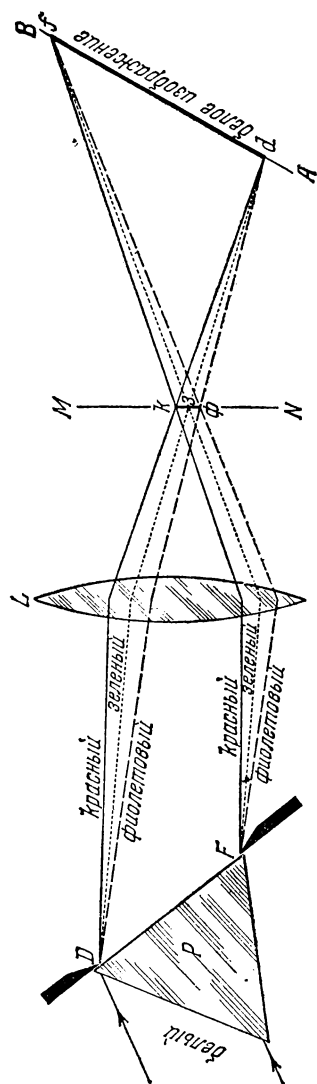


Рис. 303. Сравнительная дисперсия разных веществ.  
1 — вода; 2 — легкий крон; 3 — тяжелый флинт. О темных линиях в спектре см. в § 173.

**§ 158. Дополнительные цвета.** Как было сказано в § 155, основной опыт Ньютона состоит в разложении белого света в спектр. Естественно ожидать, что если мы смешаем все цвета полученного спектра, то вновь получится белый свет. Соответствующие опыты также были осуществлены Ньютоном. Смещение спектральных цветов можно осуществить, например, следующим образом. Направим на призму  $P$  (рис. 304) параллельный пучок белого света. На выходной грани призмы поместим диафрагму  $DF$  и за призмой расположим линзу  $L$ . В главной фокальной плоскости  $MN$  линзы, где сходятся параллельные пучки различных цветов, получим цветную полоску  $k\phi$  (спектр), ибо лучи разных цветов падают на линзу под разными углами и, следовательно, собираются в разных точках фокальной плоскости. Но эти же цветные пучки лучей, проходящие через диафрагму  $DF$  по разным направлениям, дадут благодаря линзе  $L$  изображение диафрагмы  $DF$  в виде белого кружка  $df$  в плоскости  $AB$ ; в каждой точке изображения смешаны все лучи, которые входили в состав белого пучка, упавшего на призму.



Поместим теперь в плоскость  $MN$ , где получено резкое изображение спектра, какую-нибудь непрозрачную полоску (например, карандаш) так, чтобы она задержала какой-нибудь участок спектра, например зеленый (рис. 305). Тогда изображение  $df$  окажется цветным, и притом красным. Переместим карандаш так, чтобы он задерживал другие лучи спектра, например синие; изображение станет желтым. Перемещая карандаш параллельно самому себе вдоль  $MN$ ,

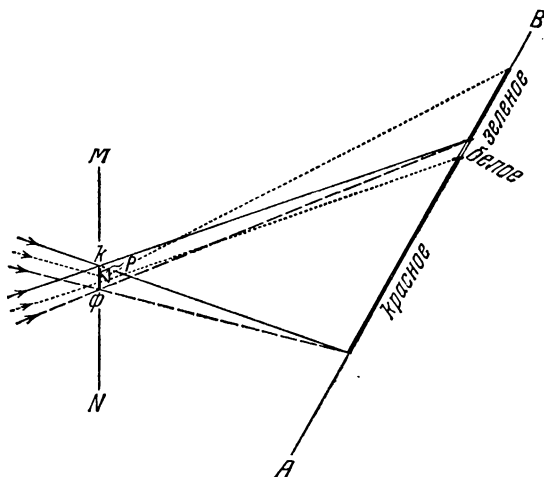


Рис. 306. Призмочка  $P$  отклоняет часть спектра (зеленую).

Рисунок имеет цветной дубликат (см. вклейку).

т. е. последовательно закрывая доступ то одним, то другим лучам, мы заставим изменяться окраску изображения  $df$ , ибо при каждом положении карандаша в образовании изображения участвуют не все цвета лучей белого света, а лишь часть их.

Еще нагляднее становится подобный опыт, если отклонить часть лучей спектра в сторону, поместив на их пути зеркальце или призмочку (рис. 306).

В таком случае на экране  $AB$  мы получим два изображения, расположенных рядом друг с другом. Одно образовано отклоненными лучами, другое — всеми остальными лучами спектра. Оба изображения окажутся цветными. Если угол отклонения подобран так, что цветные изображения отчасти перекрывают друг друга, то общая часть

изображения будет освещена всеми лучами спектра и будет белой.

Таким образом, общая картина будет подобна изображенной на рис. 307. Части *А* и *В*, покрытые простой штриховкой, окрашены в разные цвета, а часть *С* — белая. Цвета участков *А* и *В* носят название *дополнительных*, ибо они дополняют друг друга до белого цвета.

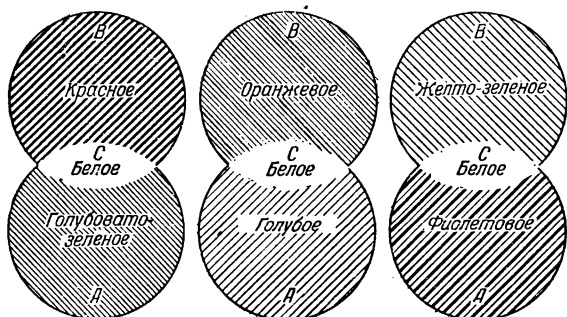


Рис. 307. Картины перекрытия изображений в дополнительных цветах, полученные по методу, схематически представленному на рис. 306.

Рисунок имеет цветной дубликат (см. вклейку).

Варьируя описанные опыты, можно подобрать весьма большое количество сочетаний дополнительных цветов. Некоторые из них приведены в табл. 10.

Таблица 10

Дополнительные цвета

Выделенная часть спектра	красная	оранжевая	желтая	желто-зеленая	зеленая	голубовато-зеленая
Цвет смеси оставшихся лучей	голубовато-зеленый	голубой	синий	фиолетовый	пурпурный	красный

Дополнительные цвета можно получить и при помощи соответственным образом подобранных цветных стекол. Если стекла выбраны удачно, то, получив с их помощью два цветных изображения, частично накладывающихся друг на друга, мы можем получить картину, подобную изображенной

на рис. 307. Два дополнительных цвета в совокупности могут и не представлять собой всего спектра. Так, например, узкий участок красного цвета довольно удачно дополняет соответствующий участок зеленого. Однако наиболее совершенными дополнительными цветами являются цвета, полученные разделением спектра белого света на две части.

**§ 159. Спектральный состав света различных источников.** Опытами Ньютона было установлено, что белый свет Солнца имеет сложный характер. Подобным же образом, т. е. анализируя состав света при помощи призмы, можно убедиться, что свет большинства других источников (лампа накаливания, дуговой фонарь и т. д.) имеет такой же характер. Сравнивая спектры этих светящихся тел, обнаружим, что соответственные участки спектров обладают различной яркостью, т. е. в различных спектрах энергия распределена различно. Еще лучше можно удостовериться в этом, если исследовать спектры при помощи термоэлемента (см. § 144).

Для обычных источников эти различия в спектре не очень значительны, однако их можно без труда обнаружить. Наш глаз даже без помощи спектрального аппарата обнаруживает различия в качестве «белого» света, даваемого этими источниками. Так, свет свечи кажется желтоватым или даже красноватым по сравнению с лампой накаливания, а эта последняя заметно желтее, чем солнечный свет.

Еще значительнее различия, если источником света вместо раскаленного тела служит трубка, наполненная газом, светящимся под действием электрического разряда. Такие трубки употребляются в настоящее время для светящихся надписей или освещения улиц. Некоторые из этих *газосветных ламп* дают ярко желтый (натриевые лампы) или красный (неоновые лампы) свет, другие светятся беловатым светом (ртутные), ясно отличным по оттенку от солнечного. Спектральные исследования света подобных источников показывают, что в их спектре имеются только *о т д е л ь н ы е* более или менее узкие цветные участки.

В настоящее время научились изготовлять газосветные лампы, свет которых имеет спектральный состав, очень близкий к солнечному. Такие лампы получили название *ламп дневного света* (см. § 182).

Если исследовать свет Солнца или дугового фонаря, *п р о ф и л ь т р о в а н н ы й* через цветное стекло, то он окажется заметно отличным от первоначального. Глаз оценит



этот свет как цветной, а спектральное разложение обнаружит, что в спектре его отсутствуют или очень слабы более или менее значительные участки спектра источника.

**§ 160. Свет и цвета тел.** Опыты, описанные в § 159, показывают, что свет, вызывающий в нашем глазу ощущение того или иного цвета, обладает более или менее сложным спектральным составом. При этом оказывается, что глаз наш представляет собой довольно несовершенный аппарат для анализа света, так что лучи разнообразного спектрального состава могут иногда производить почти одинаковое цветовое впечатление. Тем не менее, именно при помощи глаза мы получаем знание о всем многообразии цветов в окружающем мире.

Случаи, когда свет от источника направляется непосредственно в глаз наблюдателя, сравнительно редки. Гораздо чаще свет предварительно проходит через тела, преломляясь и частично поглощаясь в них, либо в более или менее полной степени отражаясь от их поверхности.

Таким образом, спектральный состав света, дошедшего до нашего глаза, может оказаться значительно измененным благодаря описанным выше процессам отражения, поглощения и т. д. В громадном большинстве случаев все подобные процессы ведут только к ослаблению тех или иных спектральных участков и могут даже полностью устранить некоторые из таких участков, но не добавляют к свету, пришедшему от источника, тех длин волн, которых в нем не было. Однако и такие процессы могут иметь место (например, в явлениях флюоресценции). Эти последние играют второстепенную роль при восприятии цветов окружающих тел.

**§ 161. Коэффициенты поглощения, отражения и пропускания.** Окраска различных предметов, освещенных одним и тем же источником света (например, Солнцем), бывает весьма разнообразна, несмотря на то, что все эти предметы освещены светом одного состава. Основную роль в таких эффектах играют явления отражения и пропускания света. Как уже было выяснено, световой поток, падающий на тело, частично отражается (рассеивается), частично пропускается и частично поглощается телом. Доля светового потока, участвующего в каждом из этих процессов, определяется с помощью соответствующих коэффициентов: отражения  $r$ , пропускания  $t$  и поглощения  $a$  (см. § 76).

Каждый из указанных коэффициентов ( $a$ ,  $r$ ,  $t$ ) может зависеть от длины волны (цвета), благодаря чему и получаются разнообразные эффекты при освещении тел. Нетрудно видеть, что какое-либо тело, у которого, например, для красных лучей  $t$  (пропускание) велико, а  $r$  (отражение) мало, а для зеленых лучей, наоборот,  $t$  мало и  $r$  значительно, будет казаться красным в проходящем свете и зеленым в отраженном. Такими свойствами обладает, например, хлорофилл — зеленое вещество, содержащееся в листьях растений и обуславливающее зеленый цвет их. Раствор (вытяжка) хлорофилла в спирту оказывается на просвет красным, а на отражении — зеленым.

Тела, у которых для всех лучей  $a$  (поглощение) велико, а  $r$  и  $t$  очень малы, будут черными непрозрачными телами (например, сажа). Для очень белого непрозрачного тела (окись магния)  $r$  близко к единице для всех длин волн, а  $a$  и  $t$  очень малы. Вполне прозрачное стекло имеет для  $r$  и  $a$  малые, а для  $t$  близкие к единице значения для всех длин волн; наоборот, у окрашенного стекла для некоторых длин волн  $t$  и  $r$  равно практически нулю и соответственно значение  $a$  близко к единице. Различие в значениях  $a$ ,  $t$  и  $r$  и их зависимость от цвета (длины волны) обуславливают чрезвычайное разнообразие в цветах и оттенках различных тел.

**§ 162. Цветные тела, освещенные белым светом.** Окрашенные тела кажутся цветными при освещении белым светом. Если слой краски достаточно толст, то цвет тела определяется ею и не зависит от свойств лежащих под краской слоев. Обычно краска представляет собой мелкие зернышки, избирательно рассеивающие свет и погруженные в прозрачную связывающую их массу, например масло. Коэффициенты  $a$ ,  $r$  и  $t$  этих зернышек и определяют собой свойства краски.

Действие краски схематически изображено на рис. 308. Самый верхний слой отражает практически одинаково все лучи, т. е. от него идет белый свет. Доля его не очень значительна, около 5%. Остальные 95% света проникают в глубь краски и, рассеиваясь ее зернами, выходят наружу. При этом происходит поглощение части света в зернах краски, причем те или иные спектральные участки поглощаются в большей или меньшей степени в зависимости от цвета краски. Часть света, проникающая еще глубже, рассеивается на следующих слоях зерен и т. д. В результате тело, освещенное

белым светом, будет иметь цвет, обусловленный значениями коэффициентов  $a$ ,  $t$  и  $r$  для зерен покрывающей его краски.

Краски, поглощающие падающий на них свет в очень тонком слое, называются *кроющими*. Краски, действие которых обусловлено участием многих слоев зерен, носят название *лессировочных*. Последние позволяют добиваться очень хороших эффектов путем смешивания нескольких сортов цветных зерен (стирание на палитре). В результате получаются разнообразные цветовые эффекты. Интересно отметить,

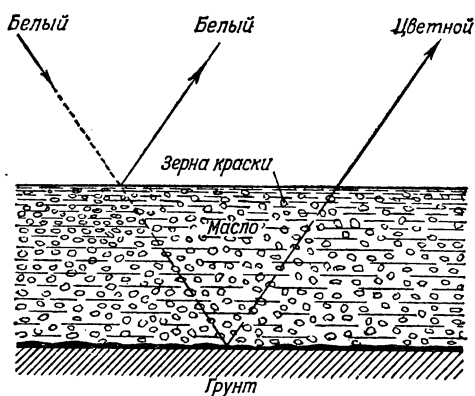


Рис. 308. Схема действия слоя краски.

что смешение лессировочных красок, соответствующих дополнительным цветам, должно привести к очень темным оттенкам. Действительно, пусть в краске смешаны красные и зеленые зерна. Свет, рассеянный красными зернами, будет поглощаться зелеными, и наоборот, так что из слоя краски свет почти не будет выходить. Таким образом, смешение красок дает совершенно иные результаты, чем смешение света соответствующих цветов. Это обстоятельство должен иметь в виду художник при смешивании красок.

**§ 163. Цветные тела, освещенные цветным светом.** Все вышесказанное относится к освещению белым светом. Если же спектральный состав падающего света значительно отличается от дневного, то эффекты освещения могут быть совершенно иными. Яркие красочные места цветной картины выглядят темными, если в падающем свете отсутствуют как раз те длины волн, для которых эти места имеют большой

коэффициент отражения. Даже переход от дневного освещения к искусственному вечернему может значительно изменить соотношение оттенков. В дневном свете относительная доля желтых, зеленых и синих лучей гораздо больше, чем в искусственном свете. Поэтому желтые и зеленые материи кажутся при вечернем освещении более тусклыми, чем днем, а синяя при дневном свете ткань нередко кажется совсем черной при лампах. С этим обстоятельством должны считаться художники и декораторы, выбирающие краски для театрального представления или для парада, происходящего днем на открытом воздухе.

Во многих производствах, где важна правильная оценка оттенков, например при сортировке пряжи, работа при вечернем освещении очень затруднена или даже совсем невозможна. Поэтому в подобных условиях рационально применение ламп дневного света, т. е. ламп, спектральный состав света которых был бы по возможности близок к спектральному составу дневного освещения (см. § 182).

**§ 164. Маскировка и демаскировка.** Даже при ярком освещении мы не в состоянии различать тела, цвет которых не отличается от цвета окружающего фона, т. е. тела, для которых коэффициент  $r$  имеет для всех длин волн практически те же значения, что и для фона. Поэтому, например, так трудно различить животных с белым мехом или людей в белых халатах на снежной равнине. Этим пользуются в военном деле для цветовой маскировки войск и военных объектов. В природе, в процессе естественного отбора, многие животные приобрели защитную окраску (мимикрия).

Из вышеизложенного понятно, что наиболее совершенной маскировкой является подбор такой окраски, у которой коэффициент отражения  $r$  для всех длин волн имеет те же значения, что и у окружающего фона. Практически этого очень трудно достичь, и поэтому нередко ограничиваются подбором близких коэффициентов отражения для лучей, которые играют особо важную роль при дневном освещении и наблюдении глазом. Это — по преимуществу желто-зеленая часть спектра, к которой особенно чувствителен глаз и которая сильнее других представлена в солнечном (дневном) свете. Однако если замаскированные с таким расчетом объекты наблюдать не глазом, а фотографировать, то маскировка может утратить свое значение. Действительно, на фотографическую пластинку особенно сильно действуют фиолетовые и ультрафиолетовые лучи. Поэтому, если для этой области спектра коэффициенты отражения у объекта

и фона заметно отличаются друг от друга, то при наблюдении глазом такой д е ф е к т маскировки останется незамеченным, но он резко даст себя знать на фотографии. Так же отчетливо скажется несовершенство маскировки, если вести наблюдение через светофильтр, практически устраняющий те длины волн, на которые маскировка по преимуществу рассчитана, например через синий фильтр. Несмотря на значительное понижение яркости всей картины при рассматривании через такой фильтр, на ней могут выступать детали, которые были скрыты при наблюдении в белом свете. Соединение фильтра с фотографией может дать особенно сильный эффект. Поэтому при подборе маскирующих цветов надо быть внимательным к определению  $r$  для довольно широкой области спектра, в том числе для инфракрасной и ультрафиолетовой.

Светофильтрами пользуются иногда, чтобы улучшить правильную передачу освещенности при фотографировании. Ввиду того, что максимумы чувствительности глаза и фотопластинки лежат в разных областях (для глаза — желто-зеленая, для фотопластинки — сине-фиолетовая), зрительное и фотографическое впечатления могут быть довольно различными. Фигура девушки, одетой в желтую блузку и фиолетовую юбку, кажется глазу светлой в верхней своей части и темной в нижней. На фотографической же карточке она может казаться одетой в темную блузку и светлую юбку. Если же перед фотографическим объективом поставить желтый светофильтр, он изменит соотношение интенсивностей юбки и блузки в сторону, приближающуюся к зрительному впечатлению. Применяя сверх того фотопластинки с повышенной по сравнению с обычными чувствительностью к длинным волнам (ортохроматические), мы можем добиться довольно правильной передачи освещенности фигуры.

**§ 165. Насыщенность цветов.** Кроме обозначения цвета — красный, желтый, синий и т. д., — мы нередко различаем цвет по н а с ы щ е н н о с т и, т. е. по чистоте оттенка, отсутствию белесоватости. Примером глубоких, или насыщенных, цветов являются спектральные цвета. В них представлена узкая область длин волн без примеси других цветов. Цвета же тканей и красок, покрывающих предметы, обычно бывают менее насыщенными и в большей или меньшей степени белесоватыми. Причина лежит в том, что коэффициент отражения большинства красящих веществ не рав-

няется нулю ни для одной длины волны. Таким образом, при освещении окрашенной ткани белым светом мы наблюдаем в рассеянном свете по преимуществу одну область цвета (например, красную), но к ней примешивается заметное количество и других длин волн, дающих в совокупности белый свет. Но если такой рассеянный тканью свет с преобладанием одного цвета (например, красного) направить не прямо в глаз, а заставить вторично отразиться от той же ткани, то доля преобладающего цвета значительно усилится по сравнению с остальными и белесоватость уменьшится. Многократное повторение такого процесса (рис. 309) может привести к получению достаточно насыщенного цвета.

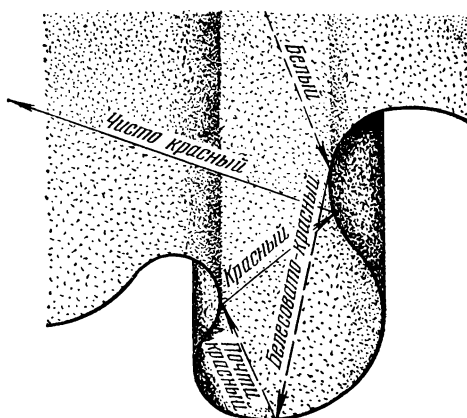


Рис. 309. Получение насыщенного цвета при отражении от красной драпировки.

Если интенсивность падающего света какой-либо длины волны обозначить через  $I$ , а коэффициент отражения для той же длины волны — через  $r$ , то после однократного отражения получим интенсивность  $Ir$ , после двукратного  $Ir^2$ , после трехкратного  $Ir^3$  и т. д. Отсюда видно, что если  $r$  для какого-то узкого спектрального участка равняется, например, 0,7, а для остальных равняется 0,1, то после однократного отражения примесь белого цвета составляет  $1/7$ , т. е. около 15%, после двукратного отражения  $1/49$ , т. е. около 2%, и после трехкратного  $1/343$ , т. е. меньше 0,3%. Такой свет можно считать вполне насыщенным.

Описанным явлением объясняется насыщенность цветов бархатных тканей, ниспадающих складками драпировок или реющих знамен. Во всех этих случаях имеются многочисленные углубления (бархат) или складки окрашенной

материи. Падая на них, белый свет претерпевает многократное отражение, прежде чем достигнет глаза наблюдателя. При этом, конечно, ткань представляется более темной, чем, например, гладкая натянутая полоса цветного сатина; но **насыщенность** цвета увеличивается чрезвычайно сильно, и ткань выигрывает в красоте.

В § 162 мы упоминали, что поверхностный слой любой краски всегда рассеивает белый свет в количестве нескольких процентов. Это обстоятельство портит насыщенность цветов картины. Поэтому картины, писанные масляными красками, обычно покрывают слоем лака. Заливая все неровности краски, лак создает гладкую зеркальную поверхность картины. Белый свет от этой поверхности не рассеивается во все стороны, а **отражается** по определенному направлению. Конечно, если смотреть на картину с неудачно выбранного пункта, то такой свет будет очень мешать («отсвечивание»). Но если рассматривать картину с других мест, то благодаря лаковому покрытию белый свет от поверхности в этих направлениях не распространяется, и цвета картины выигрывают в насыщенности.

**§ 166. Цвет неба и зорь.** Изменение спектрального состава света, отраженного или рассеянного поверхностью тел, связано с наличием **избирательного** поглощения и отражения, выражающегося в зависимости коэффициентов  $\alpha$  и  $\rho$  от длины волны.

В природе играет большую роль еще одно явление, ведущее к изменению спектрального состава солнечного света. Свет, доходящий до наблюдателя от участков безоблачного небесного свода, далеких от Солнца, характеризуется довольно насыщенным голубым или даже синим оттенком. Несомненно, что свет неба есть солнечный свет, **рассеиваемый** в толще воздушной атмосферы и поэтому доходящий до наблюдателя со всех сторон, даже по направлениям, далеким от направления на Солнце. Рис. 310 поясняет происхождение рассеянного света неба.

Теоретическое исследование и опыты показали, что такое рассеяние происходит благодаря молекулярному строению воздуха; даже вполне свободный от пыли воздух рассеивает солнечный свет. Спектр рассеянного воздухом света заметно отличается от спектра прямого солнечного света: в солнечном свете максимум энергии приходится на желто-зеленую часть спектра, а в свете неба максимум передвинут к голу-

бой части. Причина лежит в том, что короткие световые волны рассеиваются значительно сильнее длинных. По расчетам Рэля<sup>1)</sup>, подтвержденным опытными измерениями, интенсивность рассеянного света обратно пропорциональна четвертой степени

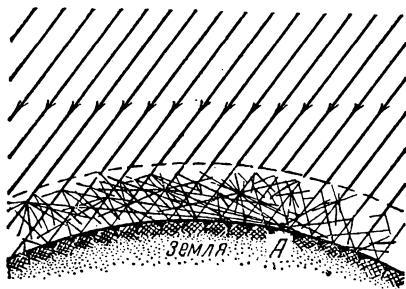


Рис. 310. Происхождение цвета неба (свет Солнца, рассеянный атмосферой).

До поверхности Земли (например, точки А) доходит как прямой свет Солнца, так и свет, рассеянный в толще атмосферы. Цвет этого рассеянного света и называется цветом неба.

длины волны, если рассеивающие частицы малы по сравнению с длиной волны света, следовательно, фиолетовые лучи рассеиваются почти в 16 раз сильнее красных. Поэтому желтоватый свет Солнца при рассеянии превращается в голубой цвет неба. Так обстоит дело при рассеянии в чистом воздухе (в горах, над океаном). Наличие в воздухе сравнительно крупных частичек пыли (в городах) добавляет к рассеянному голубому свету свет, отраженный частичками пыли, т.е. почти неизменный свет Солнца. Благодаря этой примеси цвет неба становится в этих условиях более белесоватым.

Преимущественное рассеяние коротких волн приводит к тому, что доходящий до Земли прямой свет Солнца оказывается более желтым, чем при наблюдении с большой высоты. На пути через толщу воздуха свет Солнца частично рассеивается в стороны, причем сильнее рассеиваются короткие волны, так что достигший Земли свет становится относительно богаче лучами длинноволнового конца спектра. Это явление особенно резко сказывается при восходе и

<sup>1)</sup> Джон Стретт (лорд Рэлей) (1842—1919) — английский физик.



закате Солнца (или Луны), когда прямой свет проходит значительно бóльшую толщу воздуха (рис. 311). Благодаря этому Солнце и Луна на восходе (или закате) имеют медно-желтый, иногда даже красноватый оттенок. В тех случаях, когда в воздухе имеются очень мелкие (значительно меньшие длины волны) частички пыли или капельки влаги (туман), рассеяние, вызываемое ими, также идет по закону, близкому

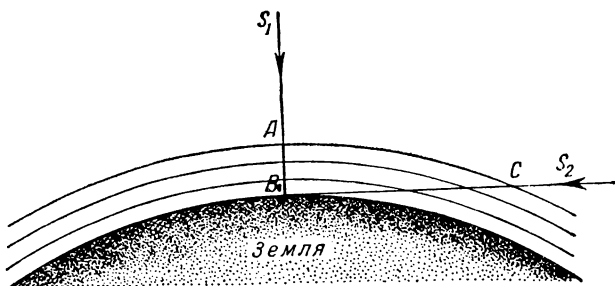


Рис. 311. Объяснение красного цвета Луны и Солнца на восходе и закате.

$S_1$  — светило в зените — короткий путь в атмосфере (AB);  $S_2$  — светило на горизонте — длинный путь в атмосфере (CB).

к закону Рэлея, т. е. по преимуществу рассеиваются короткие волны. В этих случаях восходящее и заходящее Солнце

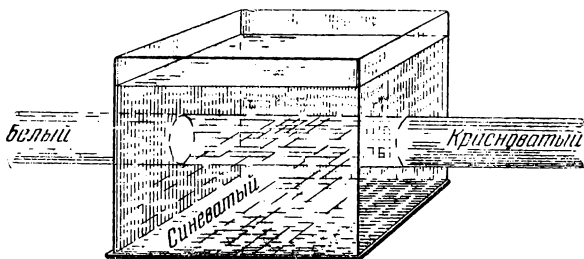


Рис. 312. Рассеяние света жидкостью с тонкой мутью.

Падающий свет — белый, рассеянный свет — синеватый, проходящий свет — красноватый.

может быть совершенно красным. В красный же цвет окрашиваются и плавающие в атмосфере облака. Таково происхождение превосходных розовых и красных оттенков утренней и вечерней зорь.

Можно наблюдать описанное изменение цвета при рассеянии, если пропустить пучок света от фонаря через сосуд (рис. 312), наполненный мутной жидкостью. Свет, идущий в стороны (рассеянный), заметно синее, чем прямой свет фонаря. Если толщина мутной жидкости довольно значительна, то свет, прошедший сквозь сосуд, теряет при рассеянии столь значительную часть коротковолновых лучей (синих и фиолетовых), что оказывается оранжевым и даже красным.

В 1883 г. произошло сильнейшее извержение вулкана на острове Кракатау, наполовину разрушившее остров и выбросившее в атмосферу огромное количество мельчайшей пыли. На протяжении нескольких лет пыль эта, развеянная воздушными течениями на огромные расстояния, засоряла атмосферу, обуславливая интенсивно красные зори.

## ГЛАВА XVIII

### СПЕКТРЫ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ

**§ 167. Спектральные аппараты.** Свечение тел тесно связано с процессами, происходящими в атомах и молекулах. Поэтому исследования свечения явилось важным средством для выяснения строения молекул и атомов.

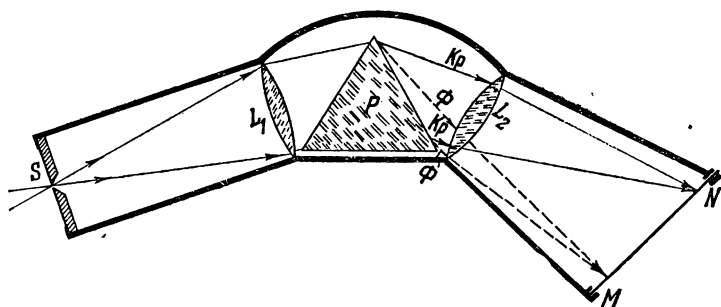


Рис. 313. Схема устройства спектрографа.

$S$  — щель;  $L_1$  — объектив коллиматора;  $P$  — призма;  $L_2$  — объектив камеры;  $MN$  — матовое стекло или фотопластинка.

Существенные различия в характере свечения устанавливаются при изучении спектров светящихся тел. Для получения спектров используется дифракционная решетка или чаще призма. Принцип получения спектра при помощи призмы изложен в § 155. Для того чтобы спектр был возможно четким, т. е. чтобы различные спектральные области хорошо разделялись между собой, спектральному аппарату придается более сложное, чем указано в § 155, устройство, схематически изображенное на рис. 313.

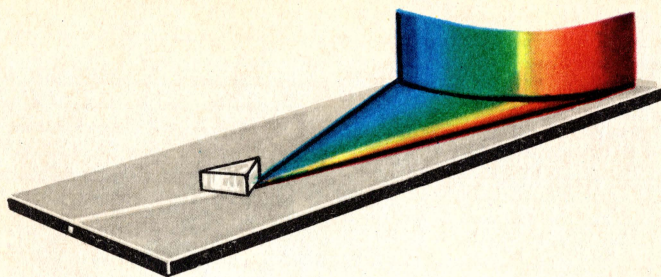


Рис. I. Призма разлагает белый свет на составляющие его цвета с различными длинами волн.

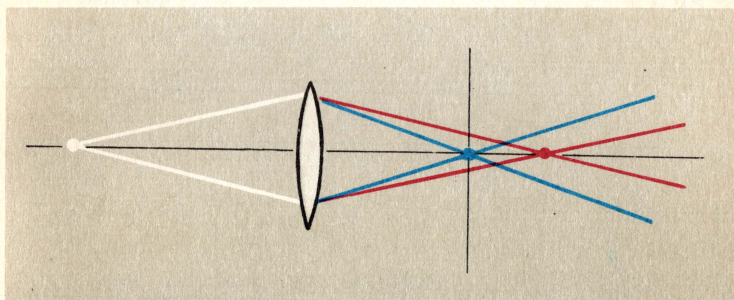


Рис. II. Цветной дубликат рис. 238.

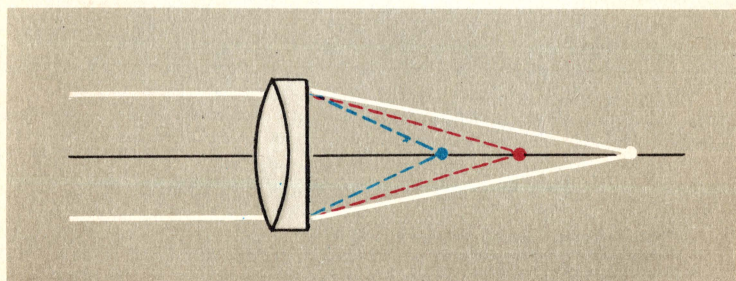


Рис. III. Цветной дубликат рис. 239.

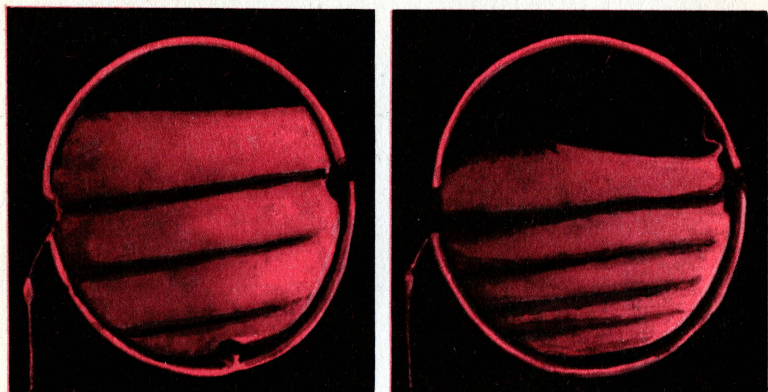


Рис. IV. Интерференционная картина при отражении красного света мыльной пленкой.

Правый снимок сделан несколько позже левого и, поскольку пленка продолжала стекать, т. е. ее толщина книзу увеличивалась, ширина полос книзу уменьшалась.

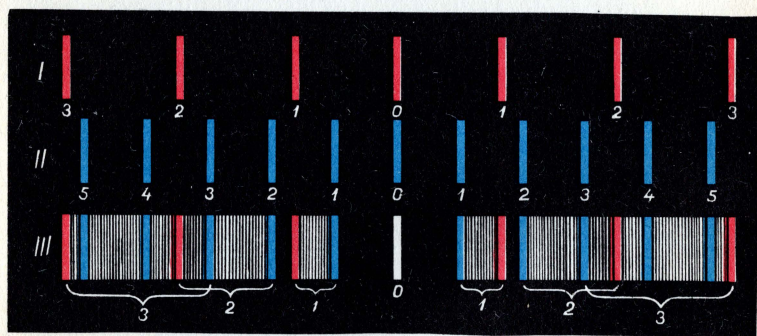


Рис. V. Дифракционный спектр (схема).

*I* — расположение линий красного конца спектра; *II* — фиолетового конца, *III* — длинноволновый (красный) конец спектра второго порядка перекрывается с коротковолновым (фиолетовым) концом спектра третьего порядка и т. д.



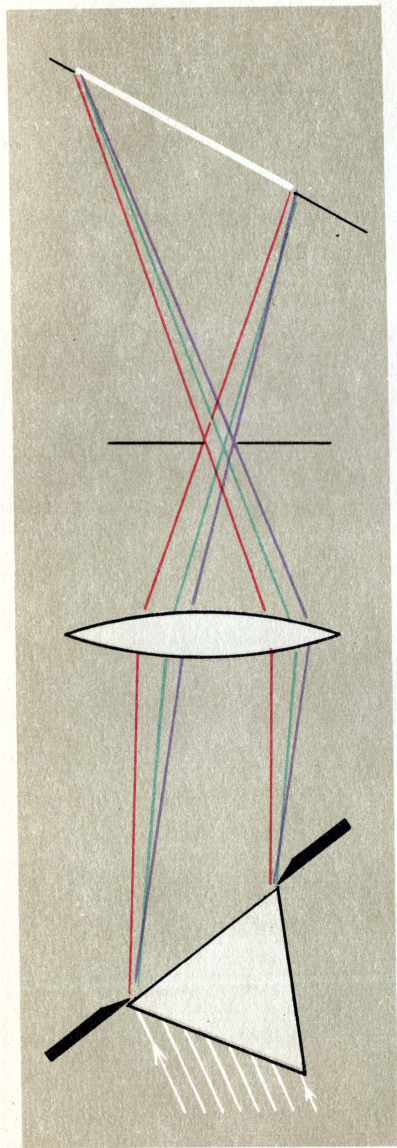


Рис. VI. Цветной дубликат рис. 304.

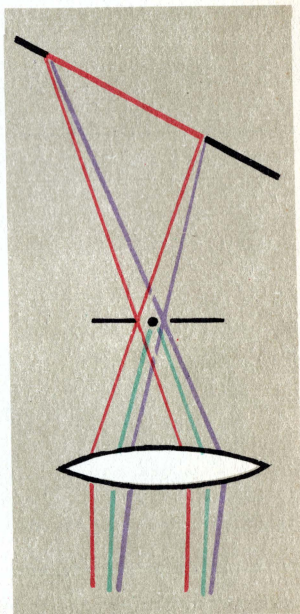


Рис. VII. Цветной дубликат рис. 305.

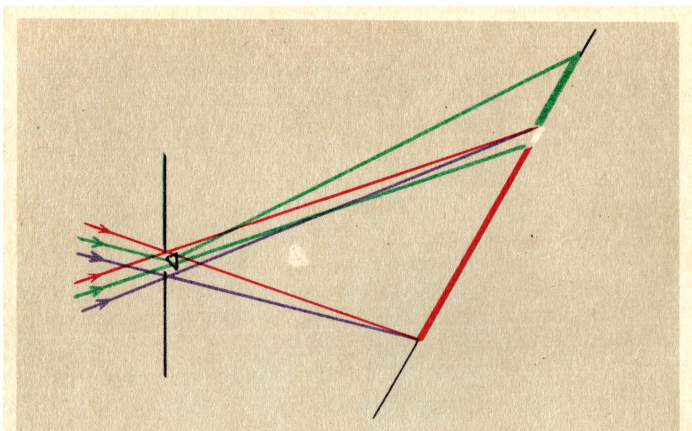


Рис. VIII. Цветной дубликат рис. 306.

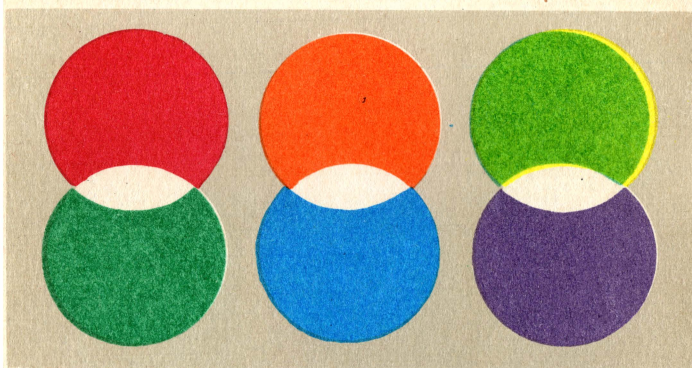


Рис. IX. Цветной дубликат рис. 307.



Рис. X. Цветной дубликат рис. 320.

Левая часть аппарата — *коллиматор*  $SL_1$  — состоит из узкой щели  $S$ , расположенной в главной фокальной плоскости объектива  $L_1$ ; благодаря этому свет, упавший на щель, выходит из коллиматора параллельным пучком и падает на призму. Из призмы он также выходит параллельным пучком. Но так как лучи разной длины волны (разного цвета) отклоняются призмой на разные углы (дисперсия), то из призмы выходят параллельные пучки разного направления; благодаря этому свет собирается вторым объективом  $L_2$  в различных точках его фокальной плоскости  $MN$ . В этой плоскости получаются, следовательно, изображения щели  $S$ , но так, что изображения, соответствующие разным длинам волн, приходятся на разные места плоскости  $MN$ . Расположив в плоскости  $MN$  матовое стекло или фотографическую пластинку, мы получим на ней четкое изображение спектра. Если свет, падающий на щель  $S$ , представляет собой смесь нескольких монохроматических пучков, то спектр имеет вид отдельных изображений щели в разных длинах волн (цветах), т. е. имеет вид отдельных узких линий, разделенных темными промежутками. Если на щель падает белый свет, то все отдельные изображения щели сливаются в цветную полосу.

Аппараты, в которых спектр изображается на фотопластинке, носят название *спектрографов*. Иногда вместо камеры  $L_2MN$  помещают зрительную трубу и наблюдают спектр глазом. В этих случаях спектральный аппарат принято называть *спектроскопом*. Призма изготовляется из стекла, обладающего значительной дисперсией, либо из кварца, флюорита или каменной соли, если спектрограф предназначен для работы в ультрафиолетовой или инфракрасной частях спектра. Из соответствующих материалов делают и объективы.

**§ 168. Типы спектров испускания.** Направив на щель спектрографа свет от Солнца, лампы накаливания, свечи и т. д., мы получим спектры, имеющие вид сплошной полосы, в которой представлены все длины волн, идущие непрерывной чередой. Такие спектры называются *сплошными*, или *непрерывными*.

Иной вид имеет спектр, если в качестве источника света использовать светящиеся газы. Направим, например, на наш спектрограф свет газосветной лампы, в которой светятся пары ртути. Наблюдаемый спектр имеет вид,



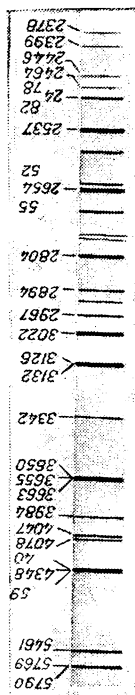


Рис. 314. Спектр паров ртуты (длины волн — в ангстремах).

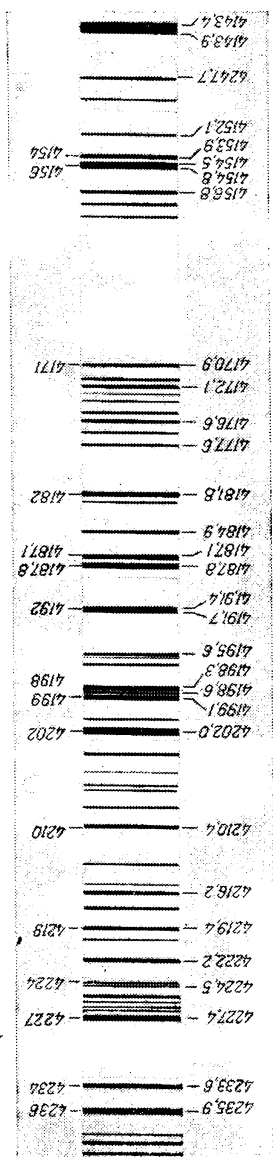


Рис. 315. Небольшой участок спектра железа от 4143 до 4236 Å.

изображенный на рис. 314. Он состоит из отдельных *р е з-  
к и х л и н и й*, представляющих собой изображение щели  
спектрографа в отдельных длинах волн. Каждая «линия»  
представляет по существу узкий спектральный интервал,  
охватывающий некоторый набор длин волн; но интервал  
этот так узок, что его можно практически считать соответст-  
вующим одной определенной длине волны. Приведенный на  
рис. 314 в качестве примера спектр ртути характерен для све-  
чения газов или паров. Такие спектры принято называть  
*линейчатыми*. Разнообразные пары или газы могут давать  
спектры, отличающиеся положением спектральных линий  
(т. е. их длиной волны), а также числом их и распределением  
по спектру. Спектр паров ртути сравнительно беден лини-  
ями; наоборот, в спектре паров железа, например, насчи-  
тывается несколько тысяч отдельных спектральных линий  
(рис. 315), распределенных по видимой и ультрафиолетовой  
областям спектра.



Рис. 316. Спектр паров иода.

При изучении спектров паров или газов наблюдаются  
также спектры, состоящие из отдельных *п о л о с*, разде-  
ленных темными промежутками. Некоторые из этих полос  
при более тщательном исследовании оказываются состоя-  
щими из очень большого числа отдельных линий, другие же  
представляют собой действительно сплошные полосы. Та-  
кого типа спектры принято называть *полосатыми*. Рис. 316  
дает пример такого спектра, наблюдаемого при свечении  
паров иода.

**§ 169. Происхождение спектров различных типов.** Ис-  
следование показало, что тип спектра определяется *х а-  
р а к т е р о м* светящегося объекта.

*С п л о ш н ы е* с п е к т р ы получаются в результате  
свечения твердых или жидких тел. В пламени свечи светят-  
ся раскаленные частицы угля, в электрической лампочке —  
накаленная металлическая нить. Такие же спектры дают и  
расплавленные металлы, а также свеяющиеся газы или пары,  
если они обладают значительной плотностью, т. е. находятся

под очень высоким давлением. В частности, сплошной спектр Солнца представляет собой, по-видимому, свечение паров высокой плотности.

Л и н е й ч а т ы е и п о л о с а т ы е с п е к т р ы х а р а к т е р н ы д л я с в е ч е н и я г а з о в и л и п а р о в м а л о й п л о т н о с т и .

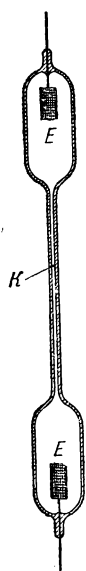


Рис. 317.  
Трубка тлеющего разряда.

Линейчатые спектры испускаются светящимися атомами. Многие газы состоят из отдельных атомов, например пары металлов и так называемые инертные газы — гелий, неон, аргон и др. Газы, состоящие из молекул, например водород, кислород, пары иода и др., могут при возбуждении распадаться на атомы (диссоциировать). Такие атомарные газы дают линейчатые спектры. Но можно вызвать свечение и целых молекул, не разбивая их на атомы. В таком случае испускаются полосатые спектры. При возбуждении таких многоатомных газов или паров нередко происходит частичная диссоциация и наблюдается одновременно и линейчатый и полосатый спектры.

Свечение атомов и молекул в парах и газах можно вызвать на г р е в а н и е м . Например, в пламени газовой горелки можно наблюдать полосы, соответствующие свечению молекулы циана, представляющей соединение углерода и азота (CN). Если в пламя внести крупинку поваренной соли (хлористого натрия,  $\text{NaCl}$ ), то пламя окрашивается в интенсивный желтый цвет, и спектральный аппарат обнаруживает в желтой части спектра две близко расположенные линии, характерные для спектра паров натрия. Это означает, что в пламени горелки молекулы хлористого натрия распались на атомы натрия и хлора, свечение атомов натрия легко наблюдается, свечение же атомов хлора возбудить не легко, и оно обычно слишком слабо. Гораздо чаще для возбуждения спектров атомов и молекул пользуются явлениями э л е к т р и ч е с к о г о р а з р я д а в г а з а х . Светящийся газ при низком давлении заключают в трубку с электродами, через которую пропускают электрический ток.

В этих условиях разряд имеет характер тлеющего (см. т. II, § 100). Нередко трубке тлеющего света придают форму, указанную на рис. 317, с тем чтобы сконцентрировать

свечение в узкой части, что удобно для освещения щели спектрографа. На этом рисунке  $E, E$  — электроды,  $K$  — узкая часть, где плотность тока (т. е. ток, рассчитанный на  $1 \text{ см}^2$ ) и яркость свечения имеют наибольшее значение. Для той же цели может служить электрическая искра или дуга между исследуемыми электродами.

Если повышать давление светящегося пара или газа, то спектральные линии начинают расширяться, захватывая больший спектральный интервал. При очень больших давлениях (сотни и больше атмосфер) линейчатый спектр постепенно переходит в сплошной, характерный для сжатых газов.

**§ 170. Спектральные закономерности.** Линейчатый спектр атома представляет собой совокупность большого числа линий, разбросанных по всему спектру без всякого в и д и м о г о порядка. Однако внимательное изучение спектров показало, что расположение линий следует о п р е д е л е н н ы м з а к о н о м е р н о с т я м. Яснее всего, конечно,

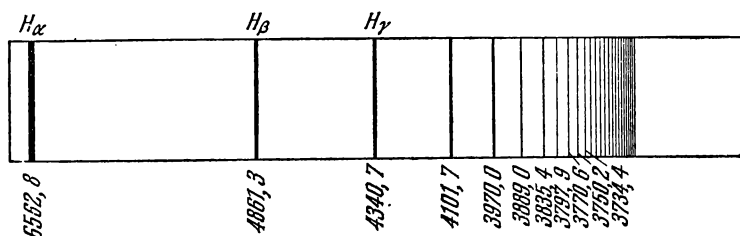


Рис. 318. Линейчатый спектр водорода (серия Бальмера).

эти закономерности выступают на сравнительно простых спектрах, характерных для простых атомов. Впервые такая закономерность была установлена для спектра водорода, изображенного на рис. 318.

В 1885 г. Бальмер<sup>1)</sup> установил, что частоты отдельных линий водорода выражаются простой формулой. Закону Бальмера можно придать вид

$$\nu = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right),$$

<sup>1)</sup> Б а л ь м е р (1825—1898) — швейцарский физик, учитель средней школы.

где  $\nu$  означает частоту света, т. е. число волн, испускаемых за 1 сек,  $R$  — постоянная величина, равная  $3,28787 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$ , и  $m$  — целое число. Если задавать для  $m$  значения 3, 4, 5 и т. д., то получаются значения, очень хорошо совпадающие с частотами последовательных линий водорода. Совокупность этих линий составляет *серию Бальмера*.

В дальнейшем было обнаружено, что в спектре водорода еще имеются многочисленные спектральные линии, которые также составляют серии, подобные серии Бальмера. Частоты этих линий могут быть изображены формулами

$$\nu = R \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad \text{где } m = 2, 3, 4, \dots \text{ (серия Лаймана),}$$

$$\nu = R \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad \text{где } m = 4, 5, 6, \dots \text{ (серия Пашена),}$$

причем  $R$  имеет то же самое численное значение, как и в формуле Бальмера. Таким образом, все водородные серии можно объединить одной формулой:

$$\nu = R \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right),$$

где  $n$  и  $m$  — целые числа, причем  $m \geq n+1$ .

Спектры других атомов значительно сложнее, и распределение их линий в серии не так просто. Оказалось, однако, что спектральные линии всех атомов могут быть распределены в серии. Крайне важно, что сериальные закономерности для всех атомов могут быть изображены в форме, подобной формуле Бальмера, причем постоянная  $R$  имеет почти одно и то же значение для всех атомов.

Существование сериальных закономерностей, общих для всех атомов, указывало несомненно на глубокую связь этих закономерностей с основными чертами атомной структуры. Действительно, Н. Бор <sup>1)</sup> в 1913 г. нашел ключ к пониманию этих закономерностей, установив в то же время основы современной теории атома (см. гл. XX).

**§ 171. Спектральный анализ по спектрам испускания.** Каждый атом испускает свои о п р е д е л е н н ы е линии, составляющие его спектр. Различные атомы имеют иногда отдельные с л у ч а й н о совпадающие линии, но спектр атома

---

<sup>1)</sup> Нильс Б о р (1885—1962) — датский физик, крупнейший ученый, создатель квантовой теории атома.

в целом вполне характерен для этого атома. Поэтому появление совокупности спектральных линий, принадлежащих какому-нибудь атому, является верным признаком, что данный элемент находится среди светящихся паров источника. Это важное правило было установлено Г. Кирхгофом<sup>1)</sup> и Р. Бунзеном<sup>2)</sup> в 1859 г. и послужило основанием для спектрального метода химического анализа. При его помощи можно открывать присутствие интересующего нас элемента даже в том случае, когда количество этого элемента очень мало. Количества в  $10^{-7}$ — $10^{-8}$  г могут быть надежно установлены; в некоторых особо благоприятных случаях обнаруживаются и количества, не превышающие  $10^{-10}$  г.

Кирхгоф и Бунзен сделали при помощи своего метода несколько важных открытий. Исследуя спектр паров смеси соединений щелочных металлов (лития, натрия и калия), они обнаружили, что, кроме линий, принадлежащих известным металлам, имеется налицо ряд новых линий. Ими было высказано предположение, что в смеси присутствуют новые, еще не известные химикам элементы. Действительно, путем соответствующей обработки удалось выделить два новых элемента, которые получили названия *рубидий* и *цезий*. Впоследствии при помощи спектрального анализа было открыто еще несколько неизвестных элементов (*таллий*, *индий*, *галлий*).

Интересно отметить, что элемент, получивший название галлий, был предсказан Д. И. Менделеевым под названием *экаалюминий*. Менделеев описал заранее предполагаемые свойства элемента и указал, что его следует искать с помощью спектрального анализа. Ниже предсказания Менделеева сопоставлены с описанием, данным Буабодраном, открывшим и исследовавшим этот новый элемент.

*Свойства экаалюминия (Ea), предсказанные Менделеевым*

1. Атомный вес — около 68.
2. Металл с удельным весом 5,9; низкая точка плавления; не летучий, не окисляется на воздухе; будет разлагать пары воды при температуре красного каления; будет растворяться в кислотах и щелочах.

*Свойства галлия (Ga), описанные Буабодраном*

1. Атомный вес —  $69,9^3$ ).
2. Металл с удельным весом 5,94; точка плавления  $30^{\circ},15$ ; не летуч при умеренной температуре, не изменяется на воздухе; действие на пары воды неизвестно; слабо растворим в кислотах и щелочах.

<sup>1)</sup> Густав Кирхгоф (1824—1887) — немецкий физик.

<sup>2)</sup> Роберт Бунзен (1811—1899) — немецкий химик.

<sup>3)</sup> Современная уточненная цифра — 69,72.

3. О к и с е л: формула  $\text{Ea}_2\text{O}_3$ , удельный вес 5,5; будет растворяться в кислотах, образуя соль типа  $\text{EaX}_3$ . Гидроокись будет растворяться в кислотах и щелочах.
4. С о л и: будут иметь тенденцию образовывать основные соли; сульфаты будут образовывать квасцы; сульфиды будут осаждаться под действием  $\text{N}_2\text{S}$  или  $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ . Безводный хлорид будет более летуч, чем хлорид цинка.
5. Элемент будет, вероятно, открыт с помощью спектрального анализа.
3. О к и с е л:  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , удельный вес неизвестен; растворим в кислотах, образует соли типа  $\text{GaX}_3$ . Гидроокись растворяется в кислотах и щелочах.
4. С о л и: легко гидролизуются и дают основные соли; квасцы неизвестны; сульфид осаждается под действием  $\text{N}_2\text{S}$  и  $(\text{NH}_4)_2\text{S}$  при специальных условиях; безводный хлорид более летуч, чем хлорид цинка.
5. Галлий был открыт с помощью спектроскопа.

В 1895 г. в спектре Солнца были установлены новые линии, которые были приписаны новому газу, получившему название *гелий* (от греческого слова *геліос* — солнце). Некоторое время спустя на Земле был обнаружен в чистом виде газ, спектр которого оказался тождественным со спектром гипотетического гелия. Таким образом, догадка о наличии в составе Солнца нового элемента была подтверждена.

Пример с гелием не только очень поучителен, но он одновременно показывает, какое значение спектральный анализ имеет для решения вопроса о составе небесных тел, недоступных прямому химическому исследованию. В настоящее время благодаря спектральному анализу мы имеем довольно полные сведения о составе вселенной и установили, что она построена из тех же элементов, которые имеются и на Земле. Данные, полученные на космических кораблях и спутниках, подтверждают и дополняют наши сведения о составе Луны и планет.

По существованию в спектре определённых спектральных линий можно с несомненностью судить о присутствии какого-либо элемента в изучаемой смеси, т. е. делать *качественный анализ*. Наблюдение же *н а д и н т е н с и в н о с т ь ю* соответствующей спектральной линии позволяет судить и о *к о л и ч е с т в е* данного элемента в пробе. Эта задача гораздо более сложная потому, что хотя интенсивность спектральных линий возрастает вместе с концентрацией данного элемента, однако связь между интенсивностью и концентрацией не проста. Существует много причин, могущих

влиять на интенсивность линии при неизменной концентрации. Поэтому лишь сравнительно недавно удалось разработать методы исследования, которые позволяют определять при помощи спектрального анализа *к о н ц е н т р а ц и ю* интересующего нас элемента, т. е. производить и *количественный анализ*.

Практическое значение этих методов очень велико, ибо они позволяют выполнять быстрые анализы состава сложных сплавов, играющих огромную роль в современной технике. Многие сплавы (например, различные сорта стали)

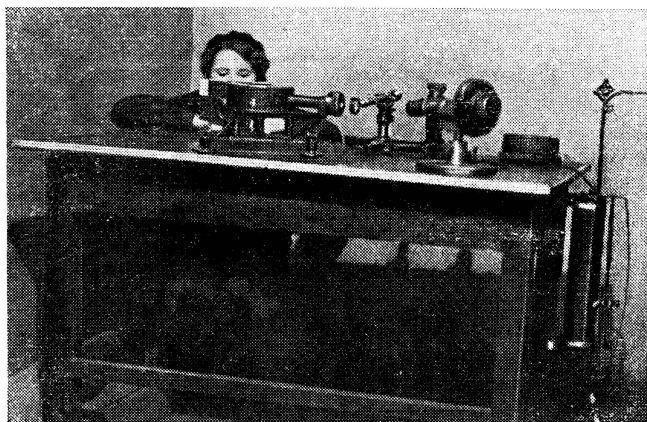


Рис. 319. Спектральная установка на заводе.

по внешнему виду не отличимы друг от друга, но наблюдение их спектров позволяет определить их состав. Так как изготовление той или иной ответственной части машины из неподходящего сорта стали ведет к браку и аварии, то ошибка в выборе материала крайне опасна. Поэтому на многих заводах СССР *к а ж д ы й* кусок стали, прежде чем направлять его в производство, подвергают быстрому спектральному анализу, занимающему около 1 мин. На рис. 319 изображена заводская спектральная установка.

Аналогично при помощи спектрального анализа производится определение состава руд и минералов, что позволяет ускорить и упростить разведку ценных ископаемых и решить ряд других практических задач.



**§ 172. Спектры поглощения жидких и твердых тел.** Если свет от лампы накаливания проходит через цветное стекло или раствор краски, то цвет его изменяется. Исследование спектра такого «профильтрованного» света показывает, что в нем отсутствуют или ослаблены некоторые спектральные участки, соответствующие тем длинам волн, которые поглощаются красящим веществом. Такой спектр называется *спектром поглощения*.

Вид спектра поглощения зависит от поглощающего вещества. Для разных веществ области поглощения получаются на разных местах спектра и имеют различную ширину и интенсивность. Во многих случаях по виду спектра поглощения раствора можно определить, каким поглощающим веществом он вызван, т. е. произвести анализ раствора. Однако в большинстве случаев спектры поглощения твердых и жидких тел или растворов имеют вид широких полос, захватывающих большую часть спектра и в значительной степени перекрывающих друг друга. Поэтому отличие одного поглощающего вещества от другого по их спектрам поглощения нередко представляет затруднения. Тем не менее, практические методы анализа по спектрам поглощения начинают играть все большую и большую роль. Успеху дела сильно помогло применение наряду с видимой областью спектра также ультрафиолетовой и инфракрасной областей.

**§ 173. Спектры поглощения атомов. Линии Фраунгофера.** Наиболее характерными спектрами поглощения являются спектры *паров металлов*, состоящих из отдельных атомов. Пропустим свет лампы накаливания через сосуд с парами натрия. Мы обнаружим, что сплошной спектр лампы будет прорезан двумя узкими черными линиями, расположенными как раз там, где располагаются две узкие линии испускания светящегося пара натрия (рис. 320). Это наблюдение было также сделано Кирхгофом, установившим общий закон, согласно которому *линии поглощения атомов точно соответствуют их линиям испускания*. Таким образом, спектр поглощения атомов так же характерен для них, как и спектр испускания, и может быть использован для целей качественного анализа.

Закон Кирхгофа позволил истолковать одно важное наблюдение, принадлежащее Фраунгоферу (1817)<sup>1)</sup>. Фраун-

---

<sup>1)</sup> Иосиф Фраунгофер (1787—1826) — немецкий физик.

гофер, наблюдая спектр Солнца при помощи сделанного им спектроскопа с дифракционной решеткой, обратил внимание на то, что сплошной спектр Солнца содержит значительное число черных линий. Фраунгофер установил, что линии эти не случайны и всегда присутствуют в спектре Солнца на

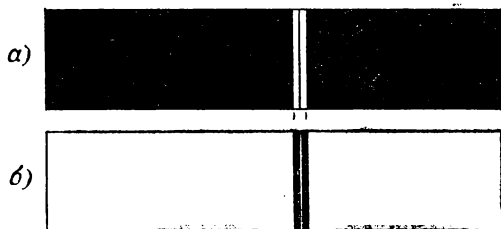


Рис. 320. Спектр испускания (а) и спектр поглощения (б) паров натрия (схематическое изображение).

Рисунок имеет цветной дубликат (см. вклейку).

строго определенных местах (рис. 321). Линии эти, получившие название *фраунгоферовых*, не имели удовлетворительного объяснения вплоть до открытия закона Кирхгофа. Согласно этому закону линии Фраунгофера не что иное, как

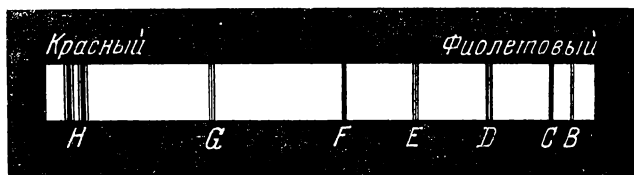


Рис. 321. Солнечный спектр с фраунгоферовыми линиями поглощения.

линии поглощения паров различных металлов, расположенных между источником сплошного спектра (яркой поверхностью Солнца, называемой *фотосферой*) и спектральным прибором. Пары эти составляют атмосферу вокруг Солнца, менее плотную и менее горячую, чем область фотосферы. Таким образом, спектр Солнца есть, по существу, спектр поглощения этих паров.

Пользуясь законом Кирхгофа и сравнивая положение линий Фраунгофера с линиями испускания различных элементов, можно было установить, какие элементы входят в состав поглощающих паров. Таким образом, удалось установить состав атмосферы, окружающей Солнце, а следовательно, и наличие ряда элементов, входящих в состав Солнца.

Необходимо отметить, что спектральный анализ по спектрам поглощения паров имеет для астрономии не меньшее значение, чем анализ по спектрам испускания, ибо позволяет анализировать состав тел, испускающих *сплошной спектр*, но окруженных атмосферой из паров элементов.

**§ 174. Излучение нагретых тел. Черное тело.** Формулированный в предшествующем параграфе закон Кирхгофа представляет частный случай более общего закона Кирхгофа, согласно которому *излучательная способность нагретых тел пропорциональна их поглощательной способности при той же температуре*. Так, например, нагрев до одной и той же температуры пластинки металла, окрашенные белой и черной краской, мы обнаружим, что черная пластинка излучает с каждого квадратного сантиметра больше, чем белая. В удобной форме этот опыт можно выполнить, налив горячую воду в жестяный куб, одни грани которого окрашены в черный, а другие в белый цвет. Различие в излучении можно установить, приближая к этим граням руку или щеку, или используя какой-нибудь более удобный приемник тепла, например газовый термометр (см. т. I, § 235). Сделав резервуар этого термометра в виде плоской коробки, одна поверхность которой выкрашена в черный, а другая в белый цвет, мы можем на том же приборе убедиться, что черная поверхность лучше поглощает излучение, чем белая.

Проверка закона Кирхгофа в описанных выше опытах относится к *суммарному* излучению, представляющему совокупность всевозможных длин волн. Более тонкими опытами мы можем убедиться в справедливости этого закона и для узких спектральных участков. Эти опыты показывают, что раскаленное тело *испускает лишь те длины волн, которые оно способно при той же температуре поглощать*.

Простой опыт с газовой горелкой может качественно иллюстрировать этот закон. «Бесцветное» пламя газовой го-

релки потому и является бесцветным, слабо светящимся, что вещества, сильно нагретые в этом пламени (пары воды,  $\text{CO}$ , углекислота), очень слабо поглощают, а потому и слабо испускают в и д м ы е лучи света. Но если в бесцветное пламя внести крупинку поваренной соли (хлористого натрия), то пламя сразу становится ярко-желтым, ибо в нем появляются нагретые пары натрия, хорошо поглощающие и в связи с этим хорошо испускающие волны, соответствующие желтому цвету. Вводя в бесцветное пламя горелки различные другие элементы, мы можем наблюдать окрашивание его в тот или иной цвет, в соответствии с законом Кирхгофа. Уменьшив доступ воздуха в горелку, мы получим я р к о е пламя, ибо при этом углерод, входящий в состав светильного газа, не успеет полностью окислиться в  $\text{CO}$  и  $\text{CO}_2$ , а останется в виде тонких пылинок угля, хорошо поглощающего, а потому и хорошо испускающего в с е в о з м о ж н ы е длины волн, т. е. д а ю щ и е белый свет.

Указание, что испускательная и поглощательная способности должны относиться к *одной и той же температуре*, очень важно, ибо способность вещества поглощать и испускать может сильно зависеть от температуры. Так, палочка плавленого кварца совершенно б е с ц в е т н а я, следовательно, не поглощает видимых лучей. Казалось бы на основании закона Кирхгофа, что эта палочка не может испускать видимого света, как бы сильно мы ее ни нагревали. Однако опыт показывает, что при температуре около  $1500^\circ \text{C}$  палочка плавленого кварца ярко светится, не уступая раскаленной добела платиновой проволоке. Причина лежит, конечно, не в нарушении закона Кирхгофа, а в том, что плавленый кварц при температуре около  $1500^\circ$  поглощает видимый свет почти так же хорошо, как и металл, т. е. практически совсем непрозрачен для видимых лучей, тогда как при комнатной температуре он вполне прозрачен.

Так как согласно закону Кирхгофа испускание нагретых тел пропорционально их поглощательной способности, то наибольшим испусканием при данной температуре будет обладать тело, которое имеет максимальный коэффициент поглощения. Согласно § 76 и 161 максимальное значение коэффициента поглощения равно 1. В этом случае тело *полностью* поглощает все падающее на него излучение. Если коэффициент поглощения равен 1 для *всех длин волн*, то такое тело называют *черным* (или абсолютно черным) телом. Черное тело излучает в любой области спектра больше энергии, чем всякое другое тело, имеющее ту же температуру. Для довольно большой области спектра — от инфракрасных до ультрафиолетовых лучей свойствами черного тела обладает

поверхность, покрытая слоем копоти, а еще лучше полость, закопченная изнутри и имеющая небольшое отверстие (ср. § 165.)

**§ 175. Зависимость излучения накаливаемых тел от температуры. Лампы накаливания.** Излучение накаливаемых тел очень сильно зависит от их температуры. Включив лампочку накаливания в сеть последовательно с реостатом и регулируя силу тока, можно очень удобно повышать температуру накаливающейся нити. Мы замечаем при этом, что яркость нити быстро возрастает с температурой. Кроме того, отчетливо заметно и изменение цвета накаливающейся нити: из темно-красной она постепенно делается ярко-белой. Отсюда следует, что с повышением температуры быстро возрастает в излучении нити доля коротких волн.

Тщательное исследование показывает, что большая часть энергии, излучаемой лампой накаливания, приходится на долю невидимых инфракрасных лучей. С повышением температуры общее количество излучаемой энергии заметно увеличивается, но наиболее быстро нарастает интенсивность видимых лучей, так что и доля их в общем излучении быстро возрастает. Так, например, при повышении температуры платиновой нити от  $1000$  до  $1100^{\circ}\text{K}$  общее количество излучаемой энергии возрастает в 1,5 раза, а энергия, falling на долю зеленых лучей, увеличивается в 20 раз. Из сказанного ясно, что повышение температуры нити крайне выгодно при использовании лампочки в качестве источника света, ибо при этом энергия, излучаемая в форме видимого света, растет гораздо быстрее, чем общая затрачиваемая энергия.

Отношение энергии, приходящейся на видимое излучение, ко всей энергии, затрачиваемой на нагрев, называют *коэффициентом полезного действия* (к. п. д.) или *коэффициентом экономичности лампы*. Следующая таблица показывает, как зависит к. п. д. ( $k$ ) от абсолютной температуры  $T$  черного тела.

$T$ в $^{\circ}\text{K}$	2000	2250	2500	2750	3000	3500
$k$ в %	0,4	0,85	1,6	2,4	3,5	около 5

Из этой таблицы следует, что к. п. д. лампы, вообще говоря, невелик, но быстро возрастает с повышением температуры.

Важным прогрессом в производстве ламп накаливания был переход от угольных нитей, которые нельзя было нагревать свыше  $2100^{\circ}\text{K}$ , к лампам с нитями из вольфрама, которые можно накаливать без быстрого разрушения до  $2500^{\circ}\text{K}$ <sup>1)</sup>. Наполнение колб ламп накаливания азотом или аргоном препятствует быстрому распылению нити и позволяет использовать вольфрамовые нити при температуре около  $3000^{\circ}\text{K}$  (газонаполненные лампы).

Когда оборвавшаяся нить лампы случайно спаивается при сотрясении, то нередко бросается в глаза резкое возрастание яркости и более белый свет лампы. Причина лежит в том, что при этом нить укорачивается, ее сопротивление падает, усиливается идущий через нее ток, повышается температура и увеличивается к. п. д. Лампа становится экономичней, но через короткое время такого ненормального режима нить совершенно разрушается.

**§ 176. Оптическая пирометрия.** Сплошные спектры испускания нагретых тел сравнительно мало отличаются друг от друга и поэтому мало пригодны для распознавания природы тел. Однако изучение распределения энергии в спектре раскаленного тела приводит к важным заключениям. Это распределение для различных тел довольно близко по своему характеру. Ограничимся рассмотрением излучения раскаленного угля.

Рис. 322 дает представление о распределении энергии в спектре угля и об изменении распределения с температурой. Кривые показывают, что излучение охватывает не только видимую, но и инфракрасную и ультрафиолетовую области спектра, причем максимум излучаемой энергии для большей части температур, указанных на рисунке, приходится на долю инфракрасных лучей. Область, относящаяся к видимому свечению, заштрихована. Из рис. 322 видно, что эта область составляет малую часть всего излучения. По мере повышения температуры растет общее количество излучаемой энергии (кривая становится выше) и заметно увеличивается доля видимого излучения, что соответствует сказанному в § 175.

Обращает на себя внимание тот факт, что место, соответствующее максимуму излучения, по мере повышения температуры перемещается в область более коротких волн. Тщательное изучение и теоретический разбор явления показывают, что положение этого максимума зависит только от температуры излучающего тела.

---

<sup>1)</sup> Лампы с металлической нитью (из вольфрама, молибдена и др.) были впервые предложены и запатентованы в 1890 г. А. Н. Ладыгиным (1847—1923), изобретшим в 1873 г. электрическую лампу накаливания (см. т. II, § 62).

Строго говоря, эти заключения относятся к излучению черного тела (например, угля и других столь же хорошо излучающих тел). Однако их можно без большой ошибки применять также к излучению раскаленных металлов и к излучению Солнца. Это обстоятельство позволяет использовать описанный закон для решения важной задачи определения температуры светящихся тел. Применение этого приема к Солнцу показывает, что максимум

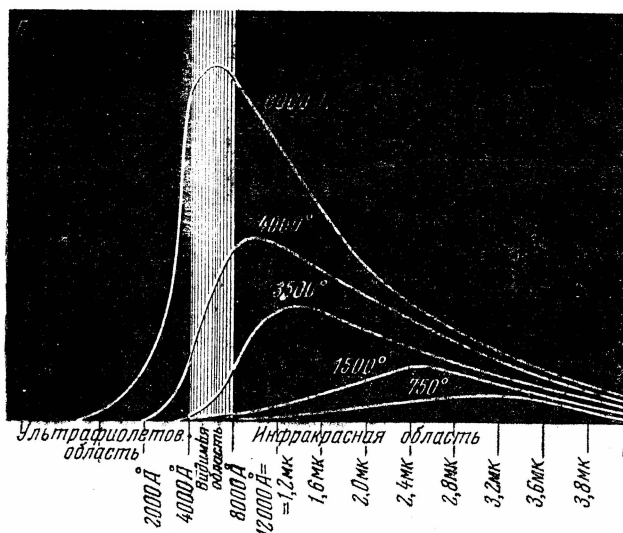


Рис. 322. График распределения энергии в спектре излучения черного тела при различных температурах.

По оси ординат отложена интенсивность излучения, по оси абсцисс — длина волны.

излучения Солнца лежит около  $5400 \text{ \AA}$ , т. е. в желто-зеленой части спектра, чему соответствует температура около  $5400^\circ \text{K}$ . Эта так называемая *эффективная температура* Солнца характеризует его поверхность и ничего, конечно, не говорит о внутренних слоях Солнца, где, по-видимому, температура доходит до нескольких миллионов градусов<sup>1)</sup>.

Указанный прием определения температуры раскаленных тел находит себе применение как в научных, так и в технических задачах и носит название *оптической пирометрии*. С его помощью определяют температуру раскаленного волоска ламп накаливания, температуру расплавленного металла в плавильных печах и т. д.

<sup>1)</sup> По последним данным, в том числе и по внеатмосферным измерениям, эффективная температура Солнца близка к  $5800^\circ \text{K}$ .

## ГЛАВА XIX

### ДЕЙСТВИЯ СВЕТА

**§ 177. Действия света на вещество.** Световая волна, падающая на тело, частично отражается от него, частично проходит насквозь, частично поглощается (см. § 76). В большинстве случаев энергия поглощенной световой волны целиком переходит в тепло, т. е. нагревает тело. Нередко, однако, известная часть этой поглощенной энергии вызывает и другие явления. Мы уже упоминали во введении о механическом давлении, которое оказывает свет на поглощающие тела и которое было установлено опытами П. Н. Лебедева. Очень важными действиями света, получившими большие практические применения, являются фотоэлектрический эффект, фотолюминесценция и фотохимические превращения.

**§ 178. Фотоэлектрический эффект.** Простейший опыт, обнаруживающий фотоэлектрический эффект (*фотоэффект*), уже был описан в т. II, § 9. Хорошо очищенная цинковая пластинка Zn (рис. 323) прикреплена к электроскопу  $E$  и освещается источником  $L$ , богатым ультрафиолетовым светом (электрическая дуга или кварцевая ртутная лампа). Если электроскоп заряжен отрицательно, то под действием света ртутной лампы он разряжается. Разряд происходит тем быстрее, чем больше освещенность пластинки, т. е. чем больше световой поток, падающий на пластинку. Явление разряда не происходит, если на пути лучей помещено стекло  $G$ , задерживающее ультрафиолетовые лучи. Если электроскоп заряжен



положительно, то заряд на нем сохраняется, несмотря на освещение.

Из этих опытов, равно как из других, им подобных, можно прийти к следующим заключениям. Отрицательный заряд теряется с поверхности металла при освещении. Положительный заряд сохраняется на поверхности металла, несмотря на освещение. Этот важный вывод, показывающий, что эффект наблюдается лишь в том случае, когда освещаемая пластинка

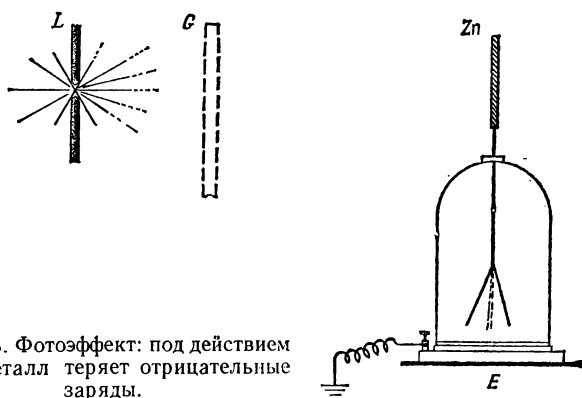


Рис. 323. Фотоэффект: под действием света металл теряет отрицательные заряды.

соединена с отрицательным полюсом батареи, впервые с полной определенностью был установлен А. Г. Столетовым<sup>1)</sup>. В случае цинковой пластинки существенное значение для явления имеет освещение ультрафиолетовыми лучами.

Описанный опыт показывает различие в свойствах отрицательных и положительных зарядов, входящих в состав металла. Первые представляют собой электроны, слабо связанные с металлом и могущие легко перемещаться в металле (проводимость) и сравнительно легко удаляться за его пределы (фотоэффект). Вторые же являются положительными ионами, составляющими решетку этого металла, так что вырывание их есть не что иное, как распыление самого металла. Если металл заряжен отрицательно, то освобожденный электрон удаляется прочь от металла под действием элект-

<sup>1)</sup> Александр Григорьевич Столетов (1839—1896) — профессор физики Московского университета.

рического поля, возникающего между заряженным металлом и стенами комнаты. В случае положительного заряда электроны, которые всегда имеются в металле, могли бы быть также освобождены светом. Но электрическое поле, имеющееся вокруг положительно заряженного тела, тормозит вылетевшие электроны и стремится вернуть их обратно к телу. Поэтому, если кинетическая энергия вылетевшего электрона (а следовательно, и его скорость) недостаточно велика, то электроны, несмотря на действие света, не могут покинуть пластинку, и положительный заряд ее остается неизменным.

Способность света вызывать отделение электронов от металла является одним из важнейших доказательств электромагнитного характера световой волны. Под действием электрического поля световой волны электрон получает энергию, достаточную для того, чтобы несмотря на действие сил, удерживающих его, вырваться за пределы металла. Однако ознакомление с законами фотоэффекта показывает, что дело обстоит значительно сложнее.

**§ 179. Законы фотоэлектрического эффекта.** Изложенное в § 178 показывает, что фотоэффект характеризуется числом освобожденных светом за единицу времени (т. е. величиной фототока), и скоростью этих электронов. Чем больше число вылетающих за единицу времени электронов, тем быстрее идет разряд электрометра; чем больше скорость электронов, тем более сильное тормозящее поле надо применить, чтобы воспрепятствовать их удалению из пластинки. Для измерения этих двух важнейших характеристик фотоэффекта — величины тока и скорости электронов — служит опыт, схематически изображенный на рис. 324.

Пластина  $P$ , из которой освобождаются фотоэлектроны, присоединена к одному полюсу батареи  $B$ , второй полюс которой соединен через реостат (потенциометр) и гальванометр  $G$  с пластинкой  $N$ . Обе пластинки  $P$  и  $N$  заключены в сосуд, из которого выкачивается воздух для того, чтобы столкновения электронов с молекулами газа не вносили осложнения в наблюдаемые явления, а также для того, чтобы предохранить пластинки  $P$  и  $N$  от окисления. Ультрафиолетовый свет, освещающий  $P$ , проникает через кварцевое окошко  $F$ . Электроны, вылетающие из пластинки  $P$ , попадают в электрическое поле, действующее между  $P$  и  $N$ . Напряжение

между  $P$  и  $N$  можно изменять путем перемещения движка  $D$  реостата.

Если поле достаточно сильно и направлено так, что оно гонит электроны от  $P$  к  $N$ , то все вылетевшие электроны достигают  $N$ , а следовательно, через гальванометр  $G$  идет

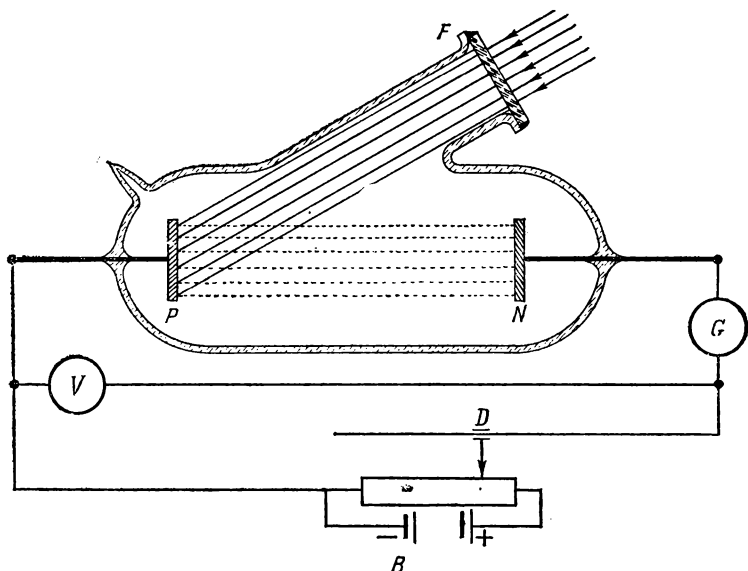


Рис. 324. Схема опыта для определения фототока и скорости фотоэлектронов.

$P$  — освещаемая пластинка (катод);  $N$  — вспомогательный электрод (анод);  $B$  — батарея. Величину напряжения между электродами можно изменять перемещением движка  $D$  реостата и измерять с помощью вольтметра  $V$ ,  $G$  — гальванометр для измерения тока;  $F$  — окошко, прозрачное для ультрафиолетовых лучей.

ток, который определяется числом электронов, освобождаемых светом за единицу времени. Этот ток, называемый *током насыщения*, и измеряет величину фототока. Если же поле тормозит электроны, то, сделав его достаточно сильным, можно задержать все вылетевшие электроны. По величине тормозящего поля мы можем определить скорость вылетающих электронов.

Пусть скорость вылетающего электрона равна  $v$ , его масса  $m$  и заряд  $e$ . Кинетическая энергия этого электрона равна  $\frac{1}{2}mv^2$ . Обладая такой энергией, электрон может про-

лететь сквозь тормозящее поле, созданное разностью потенциалов  $V$ , если  $eV$  меньше или равно  $\frac{1}{2}mv^2$ . Определив то наименьшее значение  $V$ , которое задерживает электроны, освобожденные светом, мы найдем скорость этих электронов из условия

$$\frac{1}{2}mv^2 = eV, \quad v = \sqrt{\frac{2eV}{m}}.$$

Исследование при помощи опытов, подобных описанному, установило следующие законы фотоэффекта:

1. Число электронов, освобожденных светом за одну секунду (т. е. ток насыщения), прямо пропорционально световому потоку.

2. Скорость вылетающих фотоэлектронов не зависит от силы света, а определяется частотой действующего света.

Схема, изображенная на рис. 324, непригодна для точных измерений. При расстоянии  $PN$ , большом по сравнению с размерами  $P$  и  $N$ , не удастся перехватить все электроны, освобожденные светом (получить истинное значение тока насыщения), и затруднительно установить точное значение  $V$ , определяющего скорость фотоэлектронов. Удобной является установка, в которой  $P$  и  $N$  образуют сферический конденсатор:  $P$  — небольшой шарик в центре сферы, поверхность которой образует электрод  $N$ . С такой установкой (П. И. Лукирский) можно надежно определить величину тока насыщения и величину задерживающего потенциала  $V$ , а следовательно, определить фототок и максимальную скорость вылетающих электронов.

Естественно возникает вопрос, как зависят количество и скорость освобождаемых светом электронов от вещества освещенного металла.

Исследование вылета электронов из накаливаемых металлов (см. т. II, § 89 и 90) показало, что каждому веществу соответствует своя *работа выхода*, т. е. каждый металл характеризуется определенной энергией, которую необходимо сообщить электрону, для того чтобы он мог преодолеть силы, удерживающие его внутри металла. К совершенно тем же выводам мы приходим, изучая испускание электронов под действием света. Для некоторых металлов удалось определить работу выхода как при помощи явления испускания электронов при накаливании, так и при помощи фотоэлектрического эффекта. Оба метода дали одни и те же значения. Так, например, для вольфрама получены следующие значения работы выхода:

$7,7 \cdot 10^{-12}$  эрг по фотоэлектронной эмиссии,  
 $7,8 \cdot 10^{-12}$  эрг по термоэлектронной эмиссии.

Пусть из некоторого металла, для которого работа выхода равна  $A$ , под действием света частоты  $\nu$  вырываются электроны со скоростью  $v$ , т. е. обладающие кинетической энергией  $\frac{1}{2}mv^2$ . Таким образом, вся энергия, сообщенная каждому электрону, равна  $W = A + \frac{1}{2}mv^2$ . Опыты, подобные описанным выше, показали, что полная энергия, сообщаемая электрону светом, прямо пропорциональна частоте света, т. е.  $W = A + \frac{1}{2}mv^2 = h\nu$ , где  $h$  — постоянная величина. Эта постоянная не только не зависит от частоты и силы света, но и сохраняет одно и то же значение для всех веществ. Поэтому она является *универсальной постоянной*. Из описанных опытов можно определить  $h$ , ибо величины  $A$ ,  $mv^2$  и  $\nu$  могут быть измерены. Для  $h$  получено значение  $6,6 \cdot 10^{-27}$  эрг·сек. Она получила название *постоянной Планка*<sup>1)</sup>.

Пользуясь найденными соотношениями, второй закон фотоэффекта можно формулировать так: полная энергия, получаемая электроном от света частоты  $\nu$ , равна  $h\nu$ , где  $h = 6,6 \cdot 10^{-27}$  эрг·сек, есть универсальная постоянная.

Испуская под действием света электроны, металл должен заряжаться положительно. Благодаря этому возникает электрическое поле, затрудняющее дальнейшее испускание электронов. Какова же предельная разность потенциалов  $V$  между освещаемой пластинкой и стенами лаборатории (землей), возникновение которой будет препятствовать дальнейшему уходу электронов с пластинки? В условиях опыта, изображенного на рис. 323, эта разность потенциалов указывается показаниями электрометра. На поставленный вопрос нетрудно ответить, пользуясь основными соотношениями, приведенными выше:

$$A + \frac{1}{2}mv^2 = h\nu \quad \text{и} \quad eV = \frac{1}{2}mv^2,$$

где  $e$  — заряд электрона. Сделав соответствующее вычисление для пластинки вольфрама (для которого, как сказано,  $A = 7,7 \cdot 10^{-12}$  эрг), освещаемой ультрафиолетовым светом с длиной волны  $\lambda = 2000 \text{ \AA}$ , мы найдем, что  $V$  равно примерно 1,5 в. Другими словами, для того чтобы наблюдать на опыте явление положительной зарядки металла под действием света, надо располагать чувствительным электрометром или работать со светом очень короткой длины волны, например с рентгеновскими лучами (см. упражнение 37). Найдя в соответствующем опыте  $V$ , мы можем использовать эти данные для определения длины волны рентгеновских лучей.

<sup>1)</sup> Макс П л а н к (1858—1947) — немецкий физик.

**§ 180. Понятие о световых квантах.** Закон, сформулированный в конце предыдущего параграфа, вносит совершенно новые черты в представления о свете. Он означает, что свет частоты  $\nu$  сообщает электрону энергию всегда в количестве  $h\nu$ , какова бы ни была интенсивность света. При сильном свете большее количество электронов получает указанные порции энергии, при слабом — меньшее, но величина порций остается неизменно равной  $h\nu$ .

Таким образом, световой энергии приписывается атомистический характер; энергия света данной частоты  $\nu$  не может делиться на произвольные части, а проявляется в виде совершенно определенных равных порций «атомов световой энергии». Для этих порций энергии установлено специальное название; они именуются *световыми квантами*, или *фотонами*. Представление о световых квантах было введено Эйнштейном<sup>1)</sup> в 1905 г.

То обстоятельство, что мы в большинстве наших оптических опытов не обнаруживаем квантового характера световой энергии, не является удивительным. Действительно,  $h$  — очень малая величина, равная  $6,6 \cdot 10^{-27}$  эрг·сек. Вычислим величину энергии кванта зеленого света, например для  $\lambda = 5000$  Å. Соответствующее  $\nu = c/\lambda = \frac{3 \cdot 10^{18}}{5000} = 6 \cdot 10^{14}$  сек<sup>-1</sup> и, следовательно,  $h\nu = 3,9 \cdot 10^{-12}$  эрг; это — очень маленькая величина. Энергия, с которой мы имеем дело в большинстве наших опытов, состоит из очень большого числа квантов; естественно, что при этом остается незамеченным, что энергия эта всегда равна целому числу квантов. Аналогично большинство наших опытов с обычными порциями вещества всегда охватывает очень большое количество атомов вещества; поэтому мы не можем заметить в этих опытах, что данное вещество состоит из целого числа минимальных порций — атомов. Требуется специальные опыты, в которых атомистическое строение вещества выступает вполне отчетливо. Совершенно так же в большинстве обычных оптических опытов от нашего внимания ускользает то обстоятельство, что световая энергия состоит из отдельных световых квантов.

---

<sup>1)</sup> Альберт Эйнштейн (1879—1955) — физик, один из величайших ученых мира. Работал в Швейцарии и Германии, откуда после прихода к власти нацистов эмигрировал в США.

В специальных же опытах, к которым и относятся вышеприведенные опыты по фотоэлектрическому эффекту, с полной ясностью выступает квантовая природа световой энергии.

Квантовый характер имеют не только явления фотоэффекта, но и многие другие явления оптики, атомной и молекулярной физики.

Крайне важно, что во всех таких явлениях играет роль универсальная постоянная, которую мы обозначили выше буквой  $h$ . Величина ее в настоящее время определена из измерений, относящихся к весьма различным явлениям, и численные значения, таким образом найденные, превосходно согласуются друг с другом.

Представление о световых квантах позволяет легко понять смысл первого основного закона фотоэффекта — пропорциональность между световым потоком и фототоком; световой поток, т. е. энергия, приносимая светом за единицу времени, определяется числом световых квантов, поступающих за единицу времени. Легко понять, что чем больше это число, тем больше электронов приобретет дополнительную энергию, приносимую этими квантами, и тем больше электронов вылетит из освещенного металла за единицу времени, т. е. тем сильнее будет фототок. Конечно, это не означает, что число вылетевших электронов должно быть равно числу квантов, попавших за то же время в металл. Не всякий квант сообщает свою энергию отдельному электрону. Значительная часть энергии будет распределена между всеми атомами металла и поведет к нагреванию его. Действительно, опыт показывает, что лишь малая часть (меньше 1%)<sup>1)</sup> световой энергии обычно переходит в энергию вылетевших электронов. Остальная же часть поглощенных световых квантов ведет к нагреванию металлов.

Представление о квантовых законах оптических процессов является, как мы уже упомянули, существенно новым. Оно создано под влиянием ряда опытных фактов, важное место среди которых занимают описанные законы фотоэффекта. Эти новые черты света, его корпускулярный<sup>2)</sup> характер, нелегко сочетать с тем, что мы уже знаем о свете, в частности с волновым характером

<sup>1)</sup> Как уже упоминалось в § 65, в настоящее время удается для получения фототока использовать до 15% энергии света. Цифра, приводимая в тексте, относится к явлениям фотоэффекта, наблюдаемым при освещении металлов.

<sup>2)</sup> Корпускула — частица.

света. Трудности эти и до настоящего времени не вполне преодолены, хотя несомненно, что полное представление о свете заключается в синтезе его волновых и корпускулярных свойств. Такая единая картина еще не построена окончательно, и мы для практических целей пользуемся то одной, то другой стороной ее: один круг оптических явлений рассматриваем с точки зрения волновых свойств света (например, интерференция, дифракция, поляризация и т. д.); другие, как, например, фотоэффект, рассматриваются с точки зрения корпускулярных (квантовых) свойств света. Этот недостаток наших теоретических представлений носит, конечно, временный характер.

**§ 181. Применение фотоэлектрических явлений.** Изучение законов фотоэффекта дало очень много для углубления наших основных знаний о свете. Поэтому фотоэлектрические явления имеют очень большое научное значение. В то же время и практическое (техническое) значение фотоэффекта очень велико. Особенно возросли возможности разнообразных применений фотоэффекта после того, как научились изготавливать фотоэлементы, чувствительные не только к ультрафиолетовому свету, как это было описано в § 179, но и к свету видимому и инфракрасному.

Соотношение  $A + \frac{1}{2}mv^2 = h\nu$  показывает, что при уменьшении  $\nu$ , т. е. увеличении длины волны падающего света, скорость вырываемых электронов уменьшается. Когда  $\nu = \frac{A}{h}$ , то  $v = 0$ . Это значит, что при соответствующей частоте электроны не могут отделиться от металла, т. е. фотоэффект не имеет места.

Таким образом, для каждого металла существует предельная длина волны света, способного вызвать фотоэффект. Если падающий свет имеет длину волны больше предельной, то фотоэффект не возникает, как бы ни был силен свет. Поэтому, например, для наблюдения фотоэффекта на цинке необходимо было прибегать к ультрафиолетовому свету, ибо работа выхода для цинка довольно велика ( $A_{\text{цинк}} = 4,8 \cdot 10^{-12}$  эрг). При работе с другими веществами можно увеличить  $\lambda$ , ибо работа выхода их меньше; удобны щелочные металлы (натрий, калий, рубидий и особенно цезий:  $A_{\text{цезия}} = 2 \cdot 10^{-12}$  эрг). Еще значительно понижается



работа выхода, если известным образом обработать поверхность этих металлов, покрыв их соответствующей пленкой. Благодаря этому удалось получить поверхности, чувствительные не только к видимому, но даже к инфракрасному свету.

Фотоэлементы, удобные для практических применений, устраивают в виде эвакуированного стеклянного баллона, на внутренней поверхности которого нанесен слой чувствительного металла. Нередко в баллон вводят некоторое количество нейтрального газа (например, аргона), который не

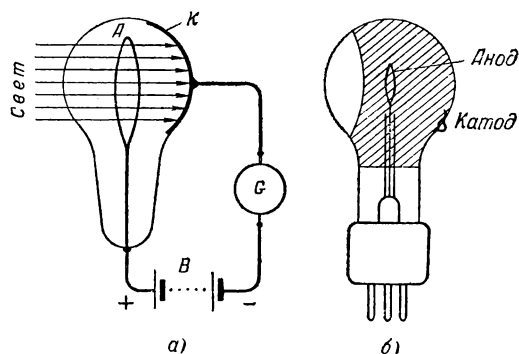


Рис. 325. Вакуумный фотоэлемент.

а) Схема включения; К — светочувствительный слой (катод); А — анод в виде кольца; В — батарея; Г — гальванометр. б) Вид вакуумного фотоэлемента (схематически).

портит поверхности металла, но может понижаться под ударами летящих электронов и увеличивать за счет своих ионов наблюдаемый ток (см. т. II, § 93). Поверхность чувствительного металла служит одним электродом фотоэлемента (катодом). Анодом является металлическое кольцо или пластинка, впаянная в баллон. Наложив между электродами достаточное напряжение, получаем готовый к действию фотоэлемент (рис. 325).

Впоследствии удалось использовать фотоэффект, возникающий между металлом и образованной на нем пленкой окисла. Между металлом и окислом образуется тонкий слой полупроводящего вещества, обладающего свойством пропускать электроны, выделяющиеся из металла, и препятствовать прохождению электронов противоположного направ-

ления. Объяснение действия этого так называемого *запирающего слоя* довольно сложно (см. т. II, § 110). Практически же применение указанных поверхностей позволяет строить фотоэлементы, представляющие очень большие преимущества. Они чувствительнее элементов первого типа (использующих фотоэффект со свободной поверхности металла), не нуждаются во вспомогательной батарее, им может быть придана весьма разнообразная и очень удобная форма (рис. 326). Так как фототок пропорционален световому потоку, то фотоэлементы широко используются для устройства фотометров различного назначения. Один из таких фотометров,

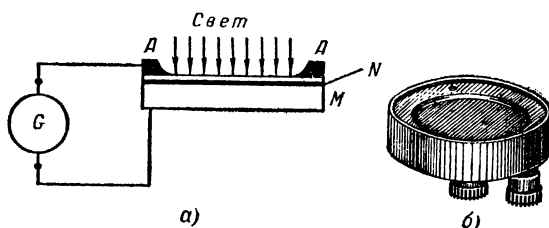


Рис. 326. Фотоэлемент с запирающим слоем.

а) Схема включения. М — металл; N — пленка окисла с запирающим слоем; на пленку напылен тонкий (прозрачный) слой металла, к которому прижато металлическое кольцо АА, служащее вторым электродом. б) Внешний вид фотоэлемента с запирающим слоем.

служащий для определения освещенности (люксметр), описан в § 78. Возможность регистрировать световые сигналы при помощи электрических приборов позволяет комбинировать фотоэлементы с реле (см. т. II, § 179), благодаря чему фотоэлементы могут выполнять автоматически различные сложные операции. Построены многочисленные автоматы для счета, регистрации, пуска в ход или прекращения тех или иных операций и т. д. Число разнообразных применений фотоэлементов крайне велико, и каждый новый день приносит новые устройства этого рода. Во введении уже упоминалось, что новые фотоэлементы (с использованием полупроводников — германия и особенно кремния) способны превращать довольно значительные количества световой энергии в электрический ток и применяются для использования солнечной энергии (солнечные батареи).

**§ 182. Фотолюминесценция. Правило Стокса.** Некоторые тела при освещении не только о т р а ж а ю т часть падающего на них света, но и начинают с в е т и т ь с я. Такое свечение, или *люминесценция*, отличается важной особенностью: свет люминесценции имеет иной спектральный состав, чем свет, вызвавший свечение.

Примером легко наблюдаемой люминесценции может служить синевато-молочное свечение керосина, рассматриваемого на дневном свету. Очень большое число растворов красок и других веществ обнаруживают люминесценцию, особенно под действием источников, испускающих ультрафиолетовый свет (например, электрической дуги или ртутной лампы). Свечение такого рода называют *фотолюминесценцией*<sup>1)</sup>, желая подчеркнуть, что оно возникает под действием света.

Изменение цвета свечения по сравнению с цветом возбуждающего света нередко заметно непосредственно на глаз. Еще лучше наблюдается указанная особенность, если сравнить с п е к т р света люминесценции со спектром возбуждающего света. Все эти наблюдения показывают, что свет люминесценции характеризуется б о л ь ш е й длиной волны, чем возбуждающий свет.

Это правило, в силу которого свет люминесценции характеризуется большей длиной волны, чем свет возбуждающий, носит название *правила Стокса*<sup>2)</sup>.

Любой опыт по возбуждению фотолюминесценции может служить иллюстрацией этого правила. Пропустим, например, свет от фонаря через фиолетовое стекло, задерживающее практически все голубые и более длинные волны (рис. 327). Если пучок такого ф и о л е т о в о г о света направить на колбочку, в которой содержится раствор флюоресцеина, то освещенная жидкость, в согласии с правилом Стокса, начинает ярко люминесцировать з е л е н о - ж е л т ы м светом.

Применяя источники света, содержащие значительное количество коротких (ультрафиолетовых) лучей, можно обнаружить, что почти все тела обладают способностью в большей или меньшей степени люминесцировать. Нередко уда-

---

<sup>1)</sup> Слово «фотолюминесценция» представляет собой довольно неудачное соединение греческого слова «фотос» — свет с латинским словом «люминесценция» — свечение.

<sup>2)</sup> Георг С т о к с (1819—1903) — английский физик.

ется значительно усилить люминесценцию, сильно охладив тело, например, погрузив его в жидкий воздух.

Обращает на себя внимание, что некоторые тела сохраняют способность светиться некоторое время *п о с л е* того, как освещение их *п р е к р а т и л о с ь*.

Такое *послесвечение* может иметь различную длительность. В некоторых объектах оно продолжается очень малое время (десятитысячные доли секунды и меньше) и для наблюдения

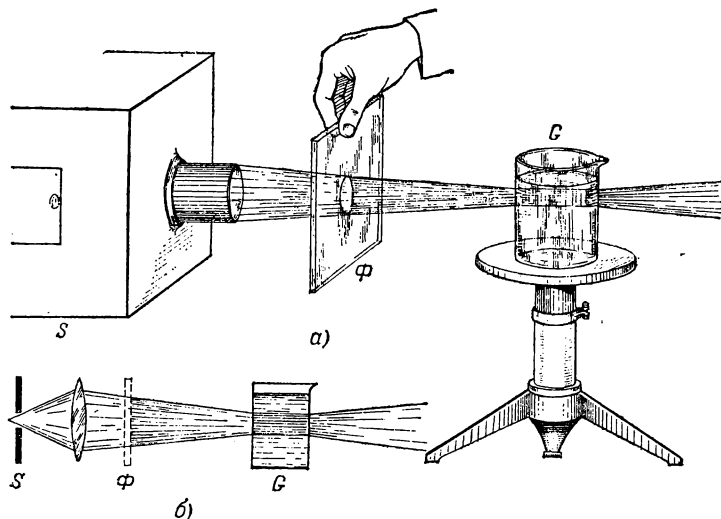


Рис. 327. Опыты по флюоресценции.

а) Расположение приборов; б) схема опыта. *S* — источник света (фонарь); *Φ* — светофильтр (фиолетовый); *G* — сосуд с флюоресцирующим веществом.

его требуются особые приспособления. В других оно тянется много секунд и даже минут (часов), так что наблюдение его не представляет никаких трудностей.

Принято называть свечение, прекращающееся вместе с освещением, *флюоресценцией*, а свечение, имеющее заметную длительность, — *фосфоресценцией*. Следует, однако, иметь в виду, что между флюоресценцией и фосфоресценцией трудно провести резкую границу, так что деление это до известной степени *у с л о в н о*.

Явление длительной фосфоресценции обнаруживают многие кристаллические порошки, специально приготовленные. Ими пользуются для изготовления так называемых

*фосфоресцирующих экранов.* Лист картона, покрытый, например, порошком сернистого цинка, представляет хороший фосфоресцирующий экран, сохраняющий свое свечение две-три минуты после освещения.

Такие экраны светятся и под действием рентгеновских лучей. Следует отметить, впрочем, что явление люминесценции под действием рентгеновских лучей более сложно, чем под действием обычного света, ибо при этом играют роль быстрые электроны, вырывающиеся рентгеновскими лучами.

Очень важное применение нашли в последнее время фосфоресцирующие порошки при изготовлении ламп дневного света. В газосветных лампах свечение, возникающее при электрическом токе в газе, например в парах ртути, обычно содержит много ультрафиолетового света, не только не пригодного для освещения, но и вредного для глаза. Покрывая (по предложению С. И. Вавилова<sup>1)</sup>) внутренность таких ламп специально изготовленным фосфоресцирующим составом, удастся превратить этот ультрафиолетовый свет в видимый (в согласии с правилом Стокса). Это приводит к большой экономии, ибо в таких лампах в энергию видимого света превращается примерно в три раза большая доля электрической энергии, чем в лампах накаливания. Подбирая состав фосфоресцирующего вещества, можно добиться также и улучшения спектрального состава излучаемого света, приближая его к спектральному составу дневного света. Так устроены современные лампы дневного света, получающие все более и более широкое распространение.

**§ 183. Физический смысл правила Стокса.** Ключ к пониманию правила Стокса дают квантовые представления. Вообразим, что свечение вызывается монохроматическим светом частоты  $\nu$ . Таким образом, молекула люминесцирующего вещества поглощает энергию в виде кванта  $h\nu$ . Процессы, вызываемые поглощенной энергией в молекуле, довольно сложны. Часть энергии кванта расходится на эти процессы, а часть вновь испускается в виде света люминесценции. Испускаемый квант должен, следовательно, иметь меньшую энергию, т. е. соответствовать меньшей частоте  $\nu'$ . Это уменьшение частоты (увеличение длины волны) и составляет содержание правила Стокса.

То обстоятельство, что даже при возбуждении монохроматическим светом обычно испускается свет разнообразных длин волн, показывает, что процессы размена энергии светового кванта внутри молекулы довольно сложны и разнообразны. Мы еще не знаем их достаточно точно, и поэтому теория фотолюминесценции еще не вполне ясна.

---

<sup>1)</sup> Сергей Иванович Вавилов (1891—1951) — советский физик.

**§ 184. Люминесцентный анализ.** Кроме упомянутого уже применения люминесценции для фосфоресцирующих экранов и различных светящихся красок для декоративных и театральных целей необходимо отметить еще одну важную область применения ее. Явления люминесценции характеризуются крайне высокой чувствительностью: достаточно иногда располагать  $10^{-10}$  г светящегося вещества, например в растворе, чтобы иметь возможность обнаружить его по характерному свечению. Возможно наблюдение при помощи люминесценции ничтожных следов вещества, составляющего миллионную долю процента в какой-нибудь смеси. Эта высокая чувствительность делает люминесценцию важным средством обнаружения некоторых ничтожно малых примесей, позволяющим судить о каких-либо загрязнениях или процессах, приводящих к изменению исходного вещества.

Так, например, при помощи люминесценции можно обнаружить самые начальные стадии загнивания продуктов. Известны применения люминесцентного анализа при разведке нефти. Если почва, извлекаемая при бурении, содержит ничтожные следы нефти, то их можно легко обнаружить по флюоресценции. Таким образом удастся судить о близости нефтеносных слоев. Существует и много других областей технического применения люминесцентного анализа. У нас в СССР люминесцентный анализ получил под руководством С. И. Вавилова широкое применение.

**§ 185. Фотохимические действия света.** Поглощение света может вызвать и некоторые химические процессы, состоящие обычно в распаде молекулы, поглотившей свет, на части, за которым нередко следует ряд дальнейших химических превращений. Наибольшее значение имеет химический процесс, который разыгрывается под действием света в зеленых частях растений.

Как известно, дыхание всех живых существ сопровождается окислением углерода, входящего в состав их тела. Сгорание углерода в углекислоту ( $\text{CO}_2$ ) сопровождается освобождением энергии, которая и используется животными при их движении. Точно так же главный источник энергии, используемый в технике, есть процесс сжигания топлива, т. е. опять-таки процесс образования  $\text{CO}_2$ .

Обратный процесс расщепления  $\text{CO}_2$  происходит в зеленых частях растений под действием солнечного света, как фотохимический процесс. Расщепление углекислоты

сопровождается дальнейшими химическими превращениями, приводящими в конце концов к образованию тех основных органических соединений, из которых построено тело растений и животных. Таким образом, этот «великий круговорот углерода» в природе осуществляется благодаря фотохимическому превращению. Энергия, затраченная при этом солнечным светом, запасается в виде внутренней энергии продуктов превращения и является главным запасом энергии, используемым до последнего времени человеком.

Важную роль в исследовании процесса расщепления  $\text{CO}_2$  под действием света играют исследования К. А. Тимирязева <sup>1)</sup>, который установил, что процесс этот связан с хлорофиллом растений, обуславливающим зеленую окраску листьев растений, и что он происходит по преимуществу под действием красных лучей солнечного спектра, которые наиболее сильно поглощаются хлорофиллом. Однако весь фотохимический процесс очень сложен, и, несмотря на успехи последних лет, позволившие выяснить отдельные этапы процесса, их последовательность и взаимосвязь еще недостаточно изучены.

Наряду с этим фотохимическим процессом, идущим в природе в гигантских масштабах, известно и множество других фотохимических превращений. Простым примером может служить фотохимический процесс **выцветания** многих красок, состоящий в окислении этих красок кислородом воздуха под действием света. Покрасив раствором некоторой краски (цианина) слой желатины, мы можем сохранять такую окрашенную пластинку довольно долго. Но если направить на нее интенсивный пучок света (от Солнца или дугового фонаря), то пластинка в тех местах, куда падает свет, выцветает так быстро, что эти участки становятся бесцветными на глазах. Отбеливание холста, растянутого на солнцепеке, по существу представляет собой фотохимическое выцветание. Многие фотохимические процессы в настоящее время используются в технике для ускоренного получения тех или иных веществ. Большинство таких процессов идет особенно энергично под действием коротковолнового ультрафиолетового света.

**§ 186. Роль длины волны в фотохимических процессах.** Роль света в фотохимических процессах сводится к сообщению молекуле столь большой энергии, что молекула расщепляется на составные части. Нетрудно понять с точки зрения представления о световых квантах, что энергия, сообщаемая светом отдельной молекуле, очень велика и притом тем больше, чем меньше длина волны.

---

<sup>1)</sup> Климентий Аркадьевич Тимирязев (1843—1920) — русский биолог.

Действительно, так как молекула поглощает свет целыми квантами, то на долю поглотившей свет молекулы приходится энергия, равная  $h\nu$ . Для света длины волны  $4800 \text{ \AA}$  найдем:  $h\nu = 4,1 \cdot 10^{-18} \text{ эрг}$ .

Интересно отметить, что средняя кинетическая энергия отдельной молекулы газа достигает указанного значения лишь при температуре около  $20\,000^\circ \text{C}$ .

Другими словами, освещение даже видимым светом может также эффективно расщеплять молекулы, как нагревание на  $20\,000^\circ$ . Освещение ультрафиолетовым или рентгеновским светом может, следовательно, оказаться еще более эффективным.

**§ 187. Фотография.** Фотохимический процесс лежит и в основе фотографии. Чувствительный слой фотопластинки представляет собой желатину, в которой распределены кристаллики бромистого серебра. Под действием света молекула бромистого серебра ( $\text{AgBr}$ ) распадается, и при этом выделяется металлическое серебро в виде мельчайших частичек. Если количество такого серебра, приходящееся на единицу поверхности, становится значительным, то пластинка темнеет. Это можно наблюдать, если пластинку, завернутую до половины в черную бумагу, оставить на длительный срок на свету. Развернув бумагу, мы ясно заметим границу между неосвещенной (светлой) и освещенной (темно-серой) частями пластинки.

Однако в обычных условиях количество выделившегося под действием света серебра столь незначительно, что потемнение пластинки не наблюдается. Поэтому изображение, наметившееся в пластинке, но еще не видное, называют *скрытым изображением*. Кристаллики бромистого серебра, в которых началось разложение, становятся чувствительными к влиянию некоторых химических веществ, именуемых *проявителями*. Под действием проявителя «зараженный» кристаллик  $\text{AgBr}$  разлагается, и серебро выделяется в виде тончайшего темного порошка. Пластинка, положенная (в темноте) в такой проявитель, быстро чернеет в тех местах, которые были предварительно освещены, и притом потемнение тем больше, чем сильнее было освещено соответствующее место пластинки. Этот процесс химической обработки освещенной пластинки называется *проявлением*.

Проявив пластинку, растворяют избыток неразложившегося бромистого серебра в растворе гипосульфита и, промыв ее водой, получают пластинку с закрепленным изображением, т. е. нечувствительную больше к действию света.



Из описанного ясно, что пластинка содержит **н е г а т и в** н о е изображение, т. е. освещенные места, соответствующие светлым частям снимавшейся картины, будут темными, и наоборот. Приложив такой негатив к новой пластинке или

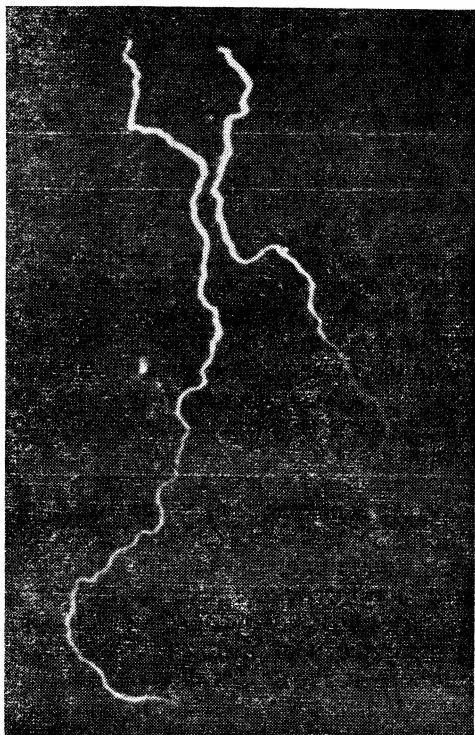


Рис. 328. Фотография молнии (получена в лаборатории И. С. Стекольниковца).

к фотографической бумаге, также обладающей светочувствительным слоем, и осветив бумагу **с к в о з ь** негатив, мы получим новое изображение, которое должно быть проявлено и закреплено подобным же образом<sup>1)</sup>. Это новое изобраа-

<sup>1)</sup> В так называемой «дневной фотобумаге», содержащей йодистое серебро, темное изображение на освещенных местах получается и без проявления. Изображение на такой бумаге надо только закрепить (фиксировать).

жение будет п о з и т и в н ы м, ибо в нем светлые места будут соответствовать хорошо освещенным частям картины<sup>1)</sup>.

Фотография имеет очень большое культурное, научное и техническое значение, ибо позволяет получать крайне

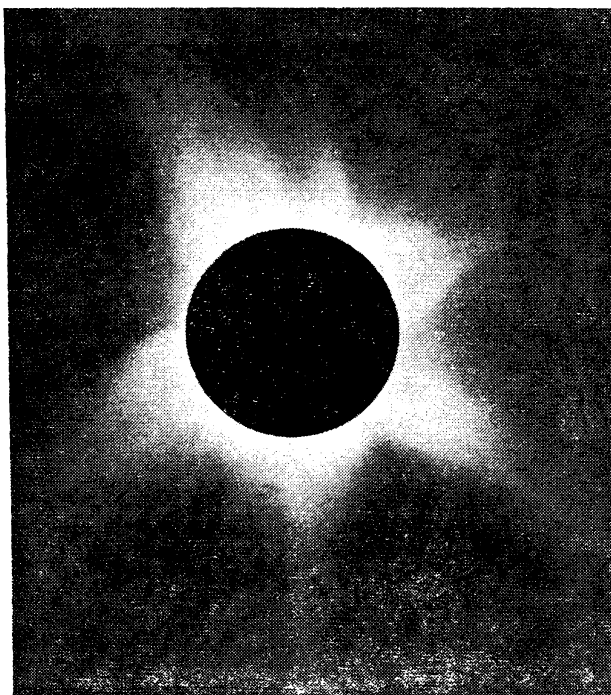


Рис. 329. Фотография солнечной короны (получена А. А. Михайловым во время полного солнечного затмения).

точные изображения мгновенных картин или картин, столь слабо освещенных, что глаз не мог бы различить подробностей.

Так, например, надежная з а р и с о в к а молнии, длящейся малую долю секунды, затруднительна. Фотография же (рис. 328) передает ее точный вид. Интересно отметить, что, снимая молнию движущимся аппаратом, можно убедить-

---

<sup>1)</sup> Н е г а т и в н ы й — отрицательный, п о з и т и в н ы й — положительный.

ся, что такая молния представляет собой повторные электрические разряды, разделенные сотыми долями секунды, так что каждый такой разряд протекает за тысячную долю секунды. Полная фаза солнечного затмения обычно непродолжительна (нередко меньше минуты), поэтому надежных



Рис. 330. Фотография ночного неба; выдержка 2 часа. Хорошо видна напоминающая очертания Америки туманность, которую не удастся наблюдать глазом. Фотография сделана Д. Я. Мартыновым в обсерватории имени Энгельгардта близ Казани.

изображений солнечной короны, видимой только во время полной фазы, не было до тех пор, пока к этому делу не была применена фотография (рис. 329).

С другой стороны, фотография может быть полезна для наблюдения объектов, посылающих очень слабый поток

лучистой энергии, но в течение длительного времени. Заставляя свет действовать длительно на фотопластинку, мы «накапливаем» фотографический эффект. Так получена фотография участка неба, изображенная на рис. 330, сделанная с двухчасовой выдержкой. На ней можно видеть изображение туманности, которую не удастся наблюдать глазом даже в сильный телескоп. Конечно, для того чтобы, несмотря на суточное вращение Земли, наводка телескопа на небесный объект не менялась, аппарату придают с помощью часового механизма движение, противоположное вращательному движению Земли.

Наконец, с помощью фотографии можно получать изображения объектов, посылающих невидимый свет (рентгеновский, ультрафиолетовый или инфракрасный примерно до  $1,2 \text{ мк}$ ), — обстоятельство, имеющее огромное значение в разнообразнейших научных исследованиях.

Действие света на фотографическую пластинку зависит от длины волны света. Простые бромосеребряные пластинки чувствительны, начиная примерно с длины волны в  $4500 \text{ Å}$ , т. е. с сине-фиолетовых лучей. Красные, желтые и зеленые цвета не действуют на пластинку, так как они не поглощаются бромистым серебром, и потому объекты такого цвета не отличимы практически от черных. На фотографии это ведет иногда к довольно искаженному распределению светлого и темного.

В настоящее время пластинки делают чувствительными и к более длинным волнам путем окраски желатины соответствующими красителями, поглощающими эти длинные волны и передающими поглощенную энергию бромистому серебру (*сенситизация* пластинок). Так получают ортохроматические пластинки, чувствительные примерно до  $\lambda = 6000 \text{ Å}$ , и панхроматические, чувствительные ко всему видимому спектру. Для специальных научных и технических целей готовят пластинки, чувствительные и к инфракрасным волнам примерно до  $\lambda = 12\,000 \text{ Å}$ .

**§ 188. Фотохимическая теория зрения.** Зрительные ощущения человека и животных также связаны с фотохимическими процессами. Свет, достигая сетчатки, поглощается светочувствительными веществами (родопсин, или зрительный пурпур, в палочках и йодопсин в колбочках). Механизм разложения этих веществ и последующего их восстановления пока не выяснен, но установлено, что продукты разло-

жения вызывают раздражение зрительного нерва, в результате чего по нерву проходят электрические импульсы в головной мозг и возникает ощущение света. Так как зрительный нерв имеет разветвления по всей поверхности сетчатки, то характер раздражения зависит от того, в каких местах сетчатки произошло фотохимическое разложение. Поэтому раздражение зрительного нерва позволяет судить о характере изображения на сетчатке и, следовательно, о картине во внешнем пространстве, которая является источником этого изображения.

В зависимости от освещенности тех или иных участков сетчатки, т. е. в зависимости от яркости объекта, количество разлагающегося за единицу времени светочувствительного вещества, а значит, и сила светового ощущения меняется. Следует, однако, обратить внимание на то обстоятельство, что глаз способен хорошо воспринимать изображение предметов, несмотря на огромное различие в их яркости. Мы вполне отчетливо видим предметы, освещенные ярким солнцем, равно как те же предметы при умеренном вечернем освещении, когда освещенность их, а следовательно, и их яркость (см. § 73) меняется в десятки тысяч раз. Эта способность глаза приспособляться к весьма широкому диапазону яркостей носит название *адаптации*<sup>1)</sup>. Адаптация к яркости достигается несколькими путями. Так, глаз быстро реагирует на изменение яркости изменением диаметра зрачка, что может менять площадь зрачка, а следовательно, и освещенность сетчатки примерно раз в 50. Механизм, обеспечивающий адаптацию к свету в гораздо более широких пределах (примерно в 1000 раз) действует гораздо медленнее. Кроме того, глаз, как известно, обладает чувствительными элементами двух сортов: более чувствительные — палочки, и менее чувствительные — колбочки, которые способны не только реагировать на свет, но и воспринимать цветное различие. В темноте (при слабом освещении) главную роль играют палочки (сумеречное зрение). При переходе на яркий свет зрительный пурпур в палочках быстро выцветает и они теряют способность воспринимать свет; работают одни лишь колбочки, чувствительность которых гораздо меньше и для которых новые условия освещения могут быть вполне приемлемыми. В таком случае адаптация занимает время,

---

<sup>1)</sup> Адаптация (лат.) — приспособление.

соответствующая времени «ослепления» палочек, и обычно происходит в течение 2—3 минут. При слишком резком переходе к яркому свету этот защитный процесс может не успеть произойти, и глаз слепет на время или навсегда — в зависимости от тяжести ослепления. Временная потеря зрения хорошо известна автомобилистам при ослеплении фарами встречных автомашин (отсюда обязательство выключать фары при встречах!).

То обстоятельство, что при слабом освещении (в сумерках) работают палочки, а не колбочки, приводит к тому, что различение цветов в сумерках невозможно («ночью все кошки серы»).

Что же касается способности глаза различать цвета при достаточно ярком освещении, когда вступают в действие колбочки, то этот вопрос еще не может считаться полностью разрешенным. По-видимому, дело сводится к наличию в нашем глазу трех типов колбочек (или трех типов механизмов в каждой колбочке), чувствительных к трем различным цветам: красному, зеленому и синему, из различной комбинации которых и складываются ощущения любого цвета. Следует отметить, что, несмотря на успехи последних лет, прямые опыты по исследованию структуры сетчатки еще не позволяют с полной надежностью утверждать существование указанного тройного аппарата, который предпологается трехцветной теорией цветного зрения.

Наличие в глазу двух типов светочувствительных элементов — палочек и колбочек — приводит еще к одному важному явлению. Чувствительность как колбочек, так и палочек к различным цветам различна. Но для колбочек максимум чувствительности лежит в зеленой части спектра ( $\lambda = 5500 \text{ \AA}$ ), как это показывает приведенная в § 68 «кривая видности», построенная для дневного, колбочкового зрения. Для палочек же максимум чувствительности сдвинут в область более коротких волн и лежит примерно около  $\lambda = 5100 \text{ \AA}$ . В соответствии с этим при сильной освещенности, когда работает «дневной аппарат», красные тона нам будут казаться более яркими, чем синие; при слабой же освещенности светом того же спектрального состава синие тона могут казаться более яркими благодаря тому, что в этих условиях работает «сумеречный аппарат», т. е. палочки. Так, например, красный мак кажется ярче синего василька на дневном свете и, наоборот, может казаться более темным при слабом освещении в сумерки.

**§ 189. Длительность зрительного ощущения.** Разложившееся вещество раздражает зрительный нерв в течение некоторого времени, примерно  $\frac{1}{7}$  секунды. Поэтому возникшее зрительное ощущение сохраняется в течение этого времени, хотя бы само раздражение и было очень кратковременным.

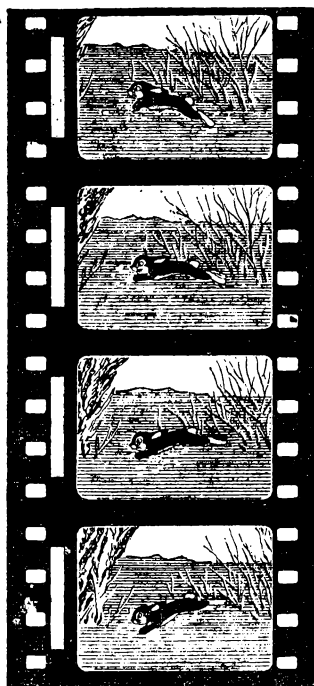


Рис. 331. Отрезок кинопленки.

При быстрой смене кадров создается впечатление непрерывно меняющихся положений (движения).

Эта способность глаза сохранять полученное впечатление в течение указанного времени используется в различных приспособлениях. Самое известное из них — кинематограф. В кинематографе на экране быстро (24 раза в секунду) сменяется ряд картин (рис. 331), изображающих последовательные положения какого-либо предмета. Глаз сохраняет еще предшествующее изображение, когда он уже начинает получать следующее. В результате восприятие непрерывно меняющихся положений объекта создает впечатление плавного движения.

Для получения киноленты необходимо, конечно, осуществлять последовательную съемку движущегося предмета с той же частотой, с которой потом проектируется на экран снятая последовательность фотографий, т. е. 24 раза в секунду. Если скорость проекции будет больше или меньше,

чем скорость съемки, то наблюдаемая картина будет искажена по масштабу времени. Этим пользуются для научных целей. Делая очень частые съемки, например 2000 раз в секунду, и проектируя кадры, например 20 раз в секунду, мы растягиваем явление во времени в сто раз, т. е. наблюдаем его в весьма замедленном темпе. Это позволяет различать подробности в быстро протекающих процессах («лупа времени»). Наоборот, снимая медленный процесс

(например, рост кристалла) со значительными промежутками времени и быстро пропуская последовательность снимков, можно воспроизвести в убыстренном темпе и сделать крайне наглядными такие процессы, течение которых обычно незаметно для наблюдателя. Таким образом, например, в последнее время воспроизводят извержение солнечных протуберанцев (применяя ускорение в 500—600 раз).

**§ 190. Заключительные замечания; свет как форма материи.** Краткое и далеко не полное изложение свойств света и явлений взаимодействия света и вещества, данное в предыдущих главах, показывает, как постепенно развивались и углублялись наши представления о природе света. Несмотря на известную незавершенность этих представлений, в частности на отсутствие вполне удовлетворительного объединения (синтеза) волновых и корпускулярных представлений о свете, мы можем, сопоставляя наши сведения о разнообразных действиях света, прийти к некоторым весьма важным выводам общего характера.

Мы видели, что свет распространяется с определенной скоростью; свет переносит с собой известную энергию, которая может быть обнаружена весьма разнообразными способами; отражаясь от зеркала, свет производит на него некоторое давление. Способность света давить на отражающую поверхность означает, что свет несет с собою некоторое количество движения (импульс), подобно тому как отражающаяся от стенки молекула, передавая стенке некоторое количество движения, оказывает на нее определенное давление (т. I, § 221). Но способность света переносить вместе с энергией количество движения означает, что свет обладает известной массой. Итак, мы должны на основании установленных на опыте свойств света, проявляющихся в его разнообразных действиях, признать, что свет *обладает массой, распространяется с конечной скоростью, переносит с собой энергию и количество движения.*

Все перечисленные особенности света, установленные на опыте, не являются случайным набором свойств и их можно было бы предусмотреть, исходя из теоретических соображений. Конечная скорость света есть одно из основных положений теории относительности, в силу которой ни один сигнал не может распространяться бесконечно быстро; наличие энергии в свете неизбежно ведет к признанию, что свет обладает и массой, ибо согласно теории относительности энергия и масса взаимно связаны друг с другом, так что наличие энергии  $\mathcal{E}$  неразрывно связано с массой  $m$  согласно соотношению  $\mathcal{E} = mc^2$ , где  $c$  — скорость света. А раз свет обладает массой  $m$  и скоростью  $c$ , то он должен обладать и количеством движения (импульсом)  $p = mc = \frac{\mathcal{E}}{c^2} \cdot c = \frac{\mathcal{E}}{c}$  и, следова-

тельно, при отражении от поверхности должен производить определенное давление. Наличие массы у света должно приводить к его способности притягиваться другими материальными телами, т. е. свет должен быть «весомым». И, действительно, этот вывод теории относительности подтвердился на опыте. Точные наблюдения во время полных солнечных затмений за положением звезд, свет которых проходит вблизи края Солнца, показывают, что свет при этом подвергается притяжению Солнцем и отклоняется от своего первоначального пути:



звезды представляются смещенными по сравнению с тем положением, определяемым по отношению к другим звездам, которое они занимают, когда путь их лучей не проходит в непосредственной близости к краю Солнца, т. е. при других положениях Солнца.

Таким образом, и теоретически и экспериментально мы устанавливаем для света разнообразные свойства, которые характеризуют вообще всякую материю (электроны, атомы, молекулы и т. п.).

Таким образом, мы неизбежно приходим к выводу, что свет представляет собой *материю* со всеми ее неотъемлемыми свойствами: массой, весом, способностью двигаться с конечной скоростью, переносить энергию и количество движения. Однако более углубленное изучение показывает, что свет является *особым видом материи*, отличным от материи, представляемой электронами, атомами, молекулами и вообще обычными видами вещества, каждый из которых обладает определенной массой как при движении, так и при остановке. Правда, масса частицы ( $m$ ) зависит от ее скорости ( $v$ ) согласно соотношению, также устанавливаемому теорией относительности:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}},$$

где  $m$  — масса частицы, движущейся со скоростью  $v$ , а  $c$  — скорость света в пустоте. Из этой формулы видно, что при  $v=0$  (покоящаяся частица), масса ее равна  $m_0$ . Обычно именно эту «массу покоя» мы и измеряем в большинстве опытов с электронами, атомами и т. д., ибо обыкновенно  $v$  гораздо меньше  $c$ ; впрочем, современной физике приходится иметь дело и со столь быстрыми частицами, когда зависимость массы от скорости проявляется вполне отчетливо. При этом приведенная выше формула хорошо подтверждается опытом.

Что же означает соотношение  $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$  для света?

Перепишем его в виде  $m_0 = m\sqrt{1 - v^2/c^2}$ . Так как для света  $v=c$  и  $m = \mathcal{E}/c^2$  есть конечная величина для каждой световой «частицы» (фотона), обладающей конечной энергией  $\mathcal{E}$ , то из приведенной формулы следует, что  $m_0=0$ , т. е. *масса покоя света есть нуль*. Другими словами, «остановка» света означает исчезновение всех его свойств: масса становится равной нулю, а следовательно, обращаются в нуль и энергия и импульс: свет как таковой *перестает существовать*. Это, впрочем, совершенно понятно, ибо «остановка» света означает не что иное, как его поглощение веществом (атомом, молекулой и т. д.), т. е. свет со всеми его свойствами и особенностями прекращает свое существование как свет. Во что же он обращается? Куда девается его энергия и связанная с ней масса, импульс и другие качества? Ответ, казалось бы, дать нетрудно: поглощение света означает, что его энергия, масса и импульс переходят к поглощаемому веществу (атому, молекуле), энергия, а следовательно, и масса которого соответствующим образом увеличиваются, что проявляется в нагревании тела или в какой-нибудь иной форме увеличения его внутренней энергии, например переходе атомов или молекул в возбужденное, более богатое энергией состояние, обуславливающее способность этих атомов и молекул испускать свет или вступать в химические соединения и т. д. Передача импульса (количества движения) означает, что атом, молекула или состоящее из них тело,

поглотившее свет, получило толчок, проявляющийся в том самом давлении, которое наблюдал П. Н. Лебедев в своих опытах: легкие крылышки (или молекула газа) приходят в движение, пока их не остановит действие закрутившегося подвеса (повышение давления газа).

Таким образом, казалось, можно было бы составить полную картину результатов «исчезновения» света с передачей им всех его механических свойств поглотившему свет телу.

Однако современная ядерная физика установила еще одно, крайне своеобразное явление, могущее сопровождать «исчезновение» света. В поле действия атомных ядер может иметь место процесс, в результате которого квант света исчезает и взамен его образуется пара элементарных частиц: электрон и позитрон (частица, имеющая массу электрона и *положительный* заряд, равный по абсолютной величине заряду электрона), причем ядро остается без изменений (см. § 219). В этих опытах было доказано, что электрон и позитрон не выделились из ядра под действием света, ибо ядро осталось неизменным, а возникли из света. Разлетевшиеся электрон и позитрон обладают массой и энергией, которые они заимствуют из массы и энергии исчезнувшего фотона.

Так как массы электрона и позитрона довольно значительны — сумма их масс покоя равна  $1,8 \cdot 10^{-27}$  г, — то подобный процесс может иметь место только с фотоном (квантом света) большой массы, а следовательно, и большой энергии или большой частоты. Действительно, масса превратившегося фотона должна быть не менее  $1,8 \cdot 10^{-27}$  г. Но масса фотона определяется из соотношения взаимосвязи массы и энергии  $mc^2 = \mathcal{E} = h\nu$ , ибо энергия фотона ( $\mathcal{E}$ ) зависит от его частоты ( $\nu$ ) (см. § 180). Отсюда

$$\nu = \frac{mc^2}{h} = \frac{1,8 \cdot 10^{-27} \cdot 9 \cdot 10^{29}}{6,62 \cdot 10^{-27}} \approx 3 \cdot 10^{23} \text{ сек}^{-1}.$$

Таким образом, частота такого фотона примерно в миллион раз больше, чем частота кванта видимого света. Следовательно, эти фотоны принадлежат к рентгеновской области (или  $\gamma$ -лучам, см. § 150).

Был обнаружен и *обратный процесс*, когда электрон и позитрон, соединяясь, перестают существовать как элементарные заряженные частицы: их заряды взаимно нейтрализуются, а их масса и связанная с ней энергия целиком переходят в массу и энергию образующихся за их счет пары разлетающихся со скоростью  $c$  фотонов.

Таким образом, не остается никаких сомнений в том, что свет, представляющий собой электромагнитное поле, есть известная *форма материи*, обладающая всеми основными свойствами материи и способная переходить в электроны и позитроны или, наоборот, образовываться вместо пары электрон — позитрон.

Особенностью света как материи, отличающей его от других форм материи (электронов, позитронов, атомов, молекул и т. д.), является то, что свет не имеет массы покоя.

**У п р а ж н е н и я.** 1. Получить с помощью принципа Гюйгенса законы отражения.

2. На рис. 332 дано расположение максимумов интерференционной картины для  $\lambda = 4000$  Å. Показать, что для  $\lambda = 8000$  Å линии *ab*, *nl*, *n'n'*, *qq*, *q'q'* будут по-прежнему соответствовать положению максимумов, а линии *tp*, *m'm'*, *rp*, *p'p'* дадут положение минимумов.

3. Напомним, что разность хода лучей в тонких пленках в проходящем свете равна  $2h$ , а в отраженном  $2h + \lambda/2$ , где  $h$  — толщина пленки, а  $\lambda$  — длина волны в ней. Показать, что в проходящем свете радиусы светлых колец Ньютона пропорциональны корню квадратному из четных чисел, а радиусы темных — корню квадратному из нечетных чисел; в отраженном же свете — наоборот.

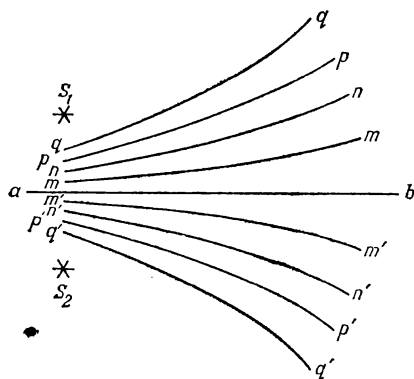


Рис. 332. К упражнению 2.

$S_1$  и  $S_2$  — положения когерентных источников света;  $ab$  — линия симметрии;  $mm'$ ,  $m'm'$ ,  $nn$ ,  $n'n'$ ,  $pp$ ,  $p'p'$ ,  $qq$ ,  $q'q'$  — линии максимумов для  $\lambda = 4000 \text{ \AA}$ .

линиям Na:  $\lambda_1 = 5890 \text{ \AA}$  и  $\lambda_2 = 5896 \text{ \AA}$ . г) Которое темное кольцо в отраженном свете зеленой линии меди  $\lambda = 5150 \text{ \AA}$  имеет радиус  $r = 6 \text{ мм}$ ?

5. Каков радиус кривизны линзы в опыте Ньютона, если красная линия водорода ( $\lambda = 6560 \text{ \AA}$ ) дает в проходящем свете восьмое светлое кольцо с радиусом  $8,6 \text{ мм}$ ?

Примечание. Найденными в этой задаче соотношениями удобно пользоваться для решения задач 4 и 5.

4. Для опытов с кольцами Ньютона применена плосковыпуклая линза, радиус которой равен  $10 \text{ м}$ . а) Определить радиус 10-го темного кольца в проходящем и отраженном свете для желтого света ( $\lambda = 6000 \text{ \AA}$ ). б) Определить длину волны зеленой линии ртути, если она дает в отраженном свете второе светлое кольцо с радиусом  $r = 2,862 \text{ мм}$ . в) Определить, каково расстояние между вторыми темными кольцами Ньютона в отраженном свете, относящимися к двум желтым

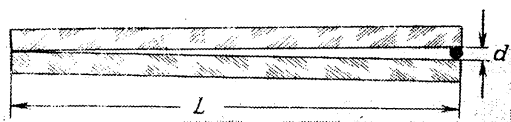


Рис. 333. К упражнению 7.

6. Физо, наблюдая кольца Ньютона в желтом свете линии натрия, обнаружил, что четкость картины постепенно уменьшается по мере увеличения номера  $N$  кольца. При  $N = 500$  наблюдалось полное смазывание интерференционной картины, т. е. не наблюдалось резких максимумов, разделенных минимумами. Однако при переходе к большим кольцам ( $N > 500$ ) обнаруживается вновь улучшение четкости.

Объяснение этого явления связано с тем, что желтый свет натрия соответствует двум близким линиям  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . Объясните явление. Из-

вестно, что  $\lambda_1 = 5890 \text{ \AA}$ ; определите из указанных наблюдений  $\lambda_2$ . При каком  $N > 500$  четкость картины будет вновь наибольшей?

7. Между двумя стеклянными пластинками зажата с одной стороны проволочка, диаметр которой  $d = 10 \text{ мк}$  (рис. 333), так, что образуется воздушный клин. Длина пластинки  $L = 10 \text{ см}$ . Какой вид будет иметь интерференционная картина? Каково будет расстояние между соседними темными линиями, если пластинка освещена зеленым светом ртутной лампы ( $\lambda = 5400 \text{ \AA}$ )? Как изменится ширина полос (расстояние между соседними максимумами) при увеличении угла между пластинками (увеличение  $d$  или уменьшение  $L$ ).

8. На основании результатов упражнения 7 объяснить, почему в случае, изображенном на рис. 269, интерференционные полосы сужаются к нижней части пленки.

9. Для расположения, изображенного на рис. 333, известно, что  $d = 20 \text{ мк}$  и  $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ . Сколько интерференционных полос уложится на поверхности стеклянной пластинки. Как зависит число полос от толщины зазора  $d$ ? Как зависит число полос от размера пластинки?

10. Два когерентных источника  $S_1$  и  $S_2$  расположены на расстоянии  $l$  друг от друга. На экране, расположенном на расстоянии  $D$  от источников, наблюдаются полосы интерференции (рис. 334). Рассчитать ширину интерференционной полосы, т. е. расстояние  $h$  между соседними максимумами, если длина волны равна  $\lambda$ . Расстояние  $D$  весьма велико по сравнению с  $l$  и  $\lambda$ .

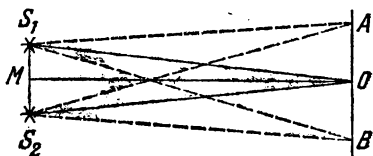


Рис. 334. К упражнению 10.  
Расстояние  $S_1S_2 = l$ ,  $MO = D$ ,  $OA = h$ .

У к а з а н и е. Положения максимумов на экране соответствуют точкам, разность расстояний которых до  $S_1$  и  $S_2$  равна целому числу длин волн.

11. Перед двойной призмой (бипризмой), тупой угол которой близок к  $180^\circ$ , расположен маленький источник света  $S$ . Показать, что пучки, преломленные обеими половинами бипризмы, интерферируют так, как если бы они исходили из двух когерентных источников  $S_1$  и  $S_2$  (рис. 335).

Рассчитайте расстояние  $S_1S_2$  между этими когерентными источниками, если тупой угол бипризмы равен  $179,8^\circ$ ; расстояние  $SB$  от  $S$  до бипризмы равно  $10 \text{ см}$  и показатель преломления стекла бипризмы равен  $1,5$ .

У к а з а н и е. Обратит внимание на то, что угол  $CAB$  (и  $ACB$ ) призмы очень мал.

12. В качестве источника  $S$  в предыдущей задаче использована тонкая щель, параллельная ребру призмы и освещенная желтым светом натрия ( $\lambda = 5890 \text{ \AA}$ ). Интерференция наблюдается на экране, расположенном на расстоянии  $10 \text{ м}$  от  $S$ . Показать, что центральный максимум интерференции лежит в том месте, где продолжение линии  $SB$  (рис. 335) пересекает экран. Найти положение на экране других максимумов и минимумов. Вычислить ширину интерференционной полосы, т. е. расстояние между соседними максимумами (или минимумами). Как она будет меняться при уменьшении тупого угла бипризмы; при увеличении расстояния до экрана?

13. В задачах 10 и 11 показано, что ширина интерференционных полос тем больше, чем меньше расстояние между двумя когерентными источниками.

Интерференцию при отражении от тонкой пленки можно рассматривать как интерференцию от двух когерентных источников, представляющих собой отражение источника света в верхней и нижней поверхностях пленки. Как изменится ширина полос, если пленка станет толще?

14. Вывести формулы для радиуса первой и второй зон Френеля для точки, отстоящей на расстоянии  $D$  от фронта плоской волны, длина которой равна  $\lambda$ .

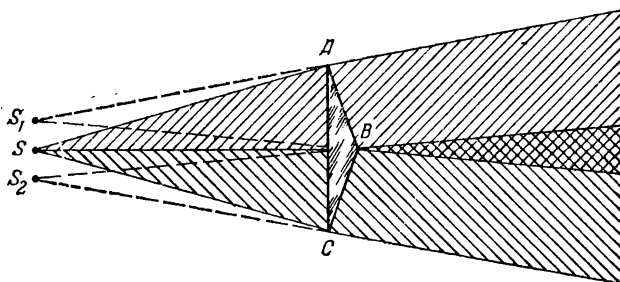


Рис. 335. К упражнению 12.

Для ясности чертежа углы  $A$  и  $C$  бипризмы сильно преувеличены; пучки лучей, идущих на нижнюю и верхнюю половины бипризмы, заштрихованы различно.

15. Рассчитать площадь первой, второй и третьей зон Френеля для точки, отстоящей на расстоянии 2 м от фронта плоской волны, если  $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ .

16. Какая длина волны максимума третьего порядка дифракционной решетки совпадает с максимумом четвертого порядка с  $\lambda = 4050 \text{ \AA}$ ?

17. Для каких длин волн можно наблюдать дифракционные максимумы с решеткой, период которой равен  $d$ ?

18. На дифракционную решетку с периодом  $d$  падает монохроматический свет, длина волны которого равна  $\lambda$ . Спектры наблюдаются с помощью трубы, как показано на рис. 336. Сколько порядков спектров может быть наблюдеено? Дайте общее решение; примените его для частного случая, когда  $d = 0,01 \text{ мм}$ , а  $\lambda = 5200 \text{ \AA}$ .

19. Сколько штрихов на миллиметр должна иметь дифракционная решетка, пригодная для исследований инфракрасных спектров с длиной волны около 100 мк.

20. Вывести соотношение между длинами волн максимумов  $m$ -го и  $n$ -го порядков, которые совпадают между собой.

Р а с с м о т р е т ь: а) Какие длины волн спектра второго порядка и спектра третьего порядка накладываются на  $\lambda = 6000 \text{ \AA}$  спектра первого порядка. б) Какая длина волны спектра первого порядка накладывается на  $\lambda = 4500 \text{ \AA}$  спектра второго порядка.

21. Дифракционная решетка имеет 100 штрихов на миллиметр. Определить углы, под которыми расположены максимумы первого, второго и третьего порядка для  $\lambda=5000 \text{ \AA}$ .

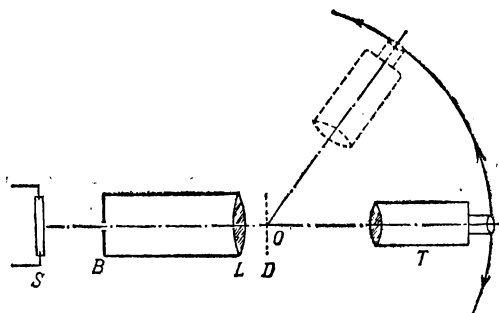


Рис. 336. К упражнению 18.

$S$  — источник монохроматического света;  $BL$  — коллиматор;  $D$  — дифракционная решетка;  $T$  — труба, которую можно вращать около центра  $O$ .

22. Дифракционный спектроскоп имеет устройство, изображенное на рис. 337. Период решетки 6 мк, фокусное расстояние объектива  $L_2$  равно 1 м. а) Определить расстояния между двумя желтыми линиями натрия  $\lambda_1=5890 \text{ \AA}$  и  $\lambda_2=5896 \text{ \AA}$  в первом и втором порядках. б) Определить расстояние между положениями линии  $\lambda=6000 \text{ \AA}$  в спектрах первого и второго порядков. в) В каком порядке расстояние между

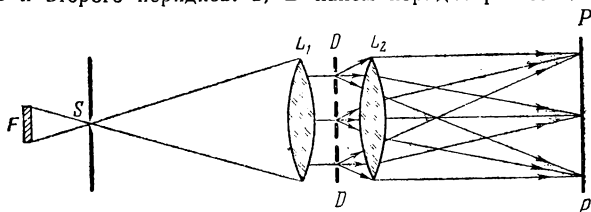


Рис. 337. К упражнению 22.

$S$  — коллиматор;  $DD$  — дифракционная решетка;  $L_2$  — объектив камеры;  $PP$  — фотопластинка.

двумя желтыми линиями ртути  $\lambda=5770 \text{ \AA}$  и  $\lambda=5790 \text{ \AA}$  будет равно 1,33 мм. г) Дисперсия спектроסקопа измеряется числом ангстремов, приходящихся на участок пластинки длиной в 1 мм. Зависит ли дисперсия дифракционного спектроסקопа от длины волны? Вычислите дисперсию нашего спектроסקопа для первого и второго порядков.

23. Если смотреть, прищурив глаз, на нить лампочки накаливания, то нить кажется окаймленной светлыми бликами по двум перпендикулярным направлениям. При поворачивании головы около луча зрения картина также поворачивается. Если нить лампы расположена примерно параллельно носу наблюдателя, то удастся наблюдать ряд цветных

(радужных) изображений нити; это не удастся или удастся лишь очень нечетливо, если нить лампы расположена перпендикулярно к носу наблюдателя.

Выполните эти наблюдения.

Обратите внимание, в каком порядке расположены цвета в цветном изображении.

Объясните наблюдаемые явления.

24. Принимая в предыдущей задаче толщину волосков ресниц в  $0,1 \text{ мм}$  и считая, что волоски отстоят друг от друга на  $0,15 \text{ мм}$ , рассчитайте примерное расстояние между изображениями нити лампы,

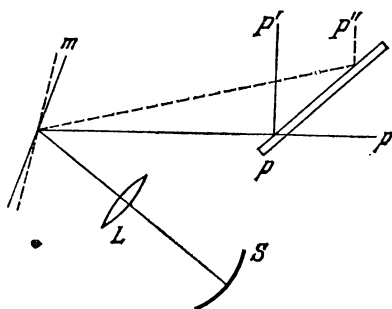


Рис. 338. К упражнению 25.

если она находится в  $3 \text{ м}$  от наблюдателя. Изменяется ли это расстояние при приближении и удалении лампы? Проверьте последнее заключение на опыте.

25. Более точная схема расположения приборов при определении скорости света по методу Фуко приведена на рис. 338.

Линза  $L$  дает изображение источника  $p$  на поверхности сферического зеркала  $S$ , центр которого совпадает с осью вращения зеркала  $m$ . Стеклянная пластинка  $P$ ,

отражая часть света в направлении  $P''$ , облегчает выполнение наблюдений. Рассмотреть, как работает эта схема.

26. Разрешающая способность телескопа такова, что две звезды, угловое расстояние между которыми равно  $\frac{1}{8} \text{ сек}$ , различаются в этот телескоп как отдельные. На каком расстоянии (в км) должны находиться друг от друга такие различимые звезды, если свет от них идет до Земли  $100$  световых лет?

27. Разрешающая способность глаза при достаточной освещенности объекта равна  $1'$ . На расстоянии  $1 \text{ м}$  от глаза на белом фоне натянуты тонкие черные проволочки. Каково должно быть расстояние между проволочками, чтобы они не сливались для глаза?

28. Почему близорукий глаз может различать более мелкие детали (например, читать более мелкий шрифт), чем нормальный глаз?

29. Диаметр объектива микроскопа близок к диаметру зрачка глаза. Поэтому их угловая разрешающая сила, обусловленная дифракцией на отверстии зрачка или объектива, примерно одинакова и равна  $1'$ . Но так как фокусное расстояние объектива мало, то рассматриваемый объект можно сильно приблизить к объективу. На каком расстоянии должны быть штрихи сетки, чтобы их можно было различить в микроскоп, фокусное расстояние объектива которого равно  $1 \text{ мм}$ ?

30. Разрешающая способность глаза (острота зрения) зависит от освещенности и характера рассматриваемого объекта. Нормальный глаз при освещенности около  $100 \text{ лк}$  может различать на черном фоне детали белого объекта (например, буквы, написанные мелом на черной доске), если угловые размеры их около  $100$  дуговых секунд ( $\sim 2'$ ). Какой величины должны быть буквы на классной доске, чтобы ученик мог их различать с парты, расположенной на расстоянии  $8 \text{ м}$  от доски?

Детали, отличающие одну букву от другой, составляют примерно пятую часть буквы.

31. На каком расстоянии должны быть два пункта на Луне (например, две вершины), чтобы они не сливались при наблюдении глазом и с помощью телескопа? Освещенность и контрастность предполагаются достаточными для того, чтобы можно было для глаза считать разрешающую способность равной  $1'$ , а для телескопа  $1/8''$ . Расстояние до Луны равно 382 000 км.

32. Лист белой бумаги освещен одновременно двумя электрическими дугами, перед одной из них стоит желтое стекло, а перед другой — синее (рис. 339). Желтое стекло поглощает голубую, синюю и фиолетовую части спектра, а синее стекло — красную, оранжевую и желтую.

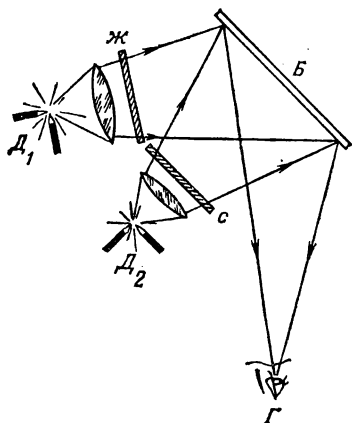


Рис. 339. К упражнению 32.  
Г — глаз,  $D_1$  и  $D_2$  — дуги, Б — белая бумага; Ж и С — желтое и синее стекла.

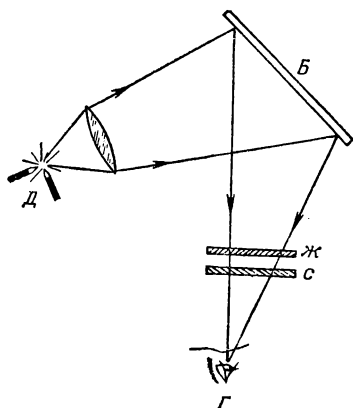


Рис. 340. К упражнению 32.  
Г — глаз, Д — дуга; Б — белая бумага; Ж и С — желтое и синее стекла.

Тот же лист бумаги, ярко освещенный электрической дугой, рассматривают через те же два цветных стекла — желтое и синее, сложенные вместе (рис. 340).

Объясните, какой будет казаться освещенная бумага в первом и втором случаях.

33. Опишите, как выглядит белая, красная, желтая, зеленая и синяя бумага, освещенная желтым светом натриевого пламени.

34. Объясните происхождение цвета: а) синего неба; б) синего стекла; в) синей бумаги.

35. Пластина никеля, для которого работа выхода равна  $A = 5 \text{ эВ}$ <sup>1)</sup>, освещена ультрафиолетовыми лучами, длина волны которых  $\lambda = 2000 \text{ \AA}$ . Определить максимальную скорость  $v_{\text{макс}}$  фотоэлектронов.

<sup>1)</sup> 1 эВ — один электронвольт означает энергию, приобретаемую электроном при прохождении разности потенциалов в 1 в.



Значения необходимых постоянных: масса электрона  $m=0,9 \cdot 10^{-27}$  г, скорость света  $c=3 \cdot 10^{10}$  см/сек, заряд электрона  $e_0=4,8 \cdot 10^{10}$  СГСЭ, постоянная Планка  $h=6,6 \cdot 10^{-27}$  эрг·сек.

36. Какова наибольшая длина волны света, под действием которой можно получить фотоэффект с поверхности натрия (работа выхода  $A_{Na}=2,5$  эв), вольфрама ( $A_W=4,5$  эв), платины ( $A_{Pt}=6,3$  эв)? [Эта длина волны носит название *длинноволновой* (или *красной*) *границы фотоэффекта*.]

37. Под действием рентгеновских лучей пластинка Zn, изображенная на рис. 323, зарядилась так, что электрометр показывает 1500 в. 1) Каков знак заряда электрометра? 2) Какова длина волны рентгеновских лучей, примененных в этом опыте? 3) Изменится ли заметно результат опыта, если пластинку сделать из никеля или вольфрама?

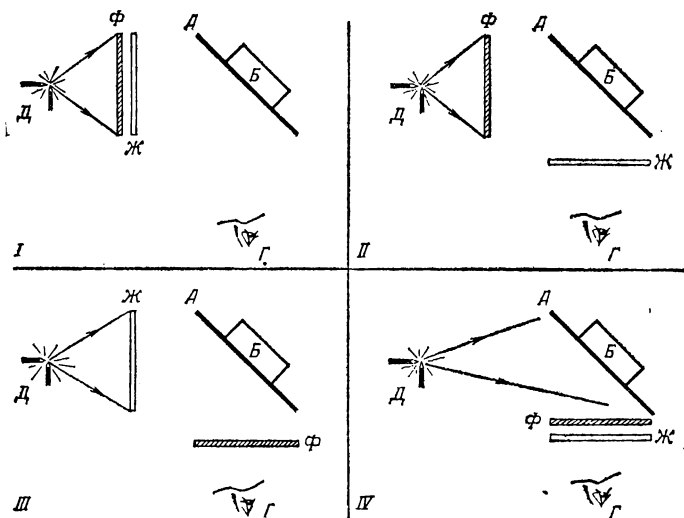


Рис. 341. К упражнению 40.

$D$  — дуга;  $Г$  — глаз;  $A$  — лист бумаги;  $Б$  — сосуд с флуоресцеином;  $Ф$  и  $Ж$  — фиолетовый и желто-зеленый фильтры.

38. Вычислите отношение путей солнечных лучей в атмосфере для положения Солнца на горизонте и в зените (ср. рис. 311 текста).

Примечание. Атмосферу рассматривать как имеющую равномерную плотность, равную плотности у поверхности Земли (так называемая приведенная атмосфера). Ее толщину принять равной  $d=10$  км, а радиус Земли  $R=6400$  км.

39. Нередко замечается, что классная доска «отсвечивает», т. е. написанное белым мелом неразлично на черной доске. Объясните это явление. При каких положениях учеников, доски и окна оно будет наблюдаться? Будет ли отсвечивать экран из черного бархата?

**Примечание.** Буквы, написанные мелом, отражают свет диффузно (рассеивают) и обладают большим коэффициентом отражения (альбедо для мела близко к единице); черная лакированная доска отражает зеркально, хотя и с небольшим коэффициентом отражения; этот коэффициент отражения заметно возрастает по мере приближения угла падения к прямому.

**40.** Даны два фильтра: фиолетовый и желто-зеленый; первый пропускает фиолетовую и темно-синюю часть спектра, а второй — красную, оранжевую, желтую и желто-зеленую. Сложенные вместе, они задерживают, следовательно, все цвета спектра. Такие фильтры называются *дополнительными*.

Свет от электрической дуги направляется на белую бумагу или на сосуд с флюоресцеином, причем фильтры располагаются в одном из четырех положений, изображенных на рис. 341.

Что мы будем наблюдать в первом (бумага) и втором (флюоресцеин) случаях?

## ЧАСТЬ ЧЕТВЕРТАЯ

### АТОМНАЯ ФИЗИКА

---

#### ГЛАВА XX

#### СТРОЕНИЕ АТОМА

**§ 191. Представление об атомах.** Из химии и предыдущих разделов физики мы знаем, что все тела построены из отдельных, очень малых частиц — атомов и молекул. Под атомами понимают мельчайшую частицу химического элемента. Молекулой называют более сложную частицу, состоящую из нескольких атомов. Физические и химические свойства элементов определяются свойствами атомов этих элементов.

Слово «атом» происходит от греческого «атомос» — неделимый. Вплоть до конца XIX века было распространено убеждение, что атомы являются простейшими, неделимыми частицами вещества. Однако последующее развитие науки опровергло эту точку зрения. Было установлено, что атомы не являются простейшими частицами, а представляют собой довольно сложные образования. Указание на это дает нам оптика, и в частности электромагнитная теория света. Было доказано, что электромагнитные волны, а следовательно, и свет, испускаются при ускоренном движении электрических зарядов. Но и атомы вещества способны испускать свет — видимые электромагнитные волны, давая характерное для каждого атома излучение — спектр (см. гл. XVIII). Отсюда мы должны заключить, что атомы содержат в себе электрические заряды, способные перемещаться. Изучение электропроводности металлов (см. т. II, § 86) и газов (см. т. II, § 91 и 92) показывает, что в состав атомов входят отрицательно заряженные частицы — электроны, масса которых очень мала по сравнению с массой атома. Так как атом в целом нейтрален, то наряду с электронами атомы содержат также и положительно заряженные частицы.

Таким образом, атомы являются сложными частицами, построенными из других, более простых частиц. Составными частями атомов являются *электроны* и, как мы увидим в гл. XXII, положительно заряженные частицы — *протоны* и незаряженные частицы — *нейтроны*.

Атомы представляют собой весьма прочные системы, неизмеримо более стойкие, чем составленные из атомов молекулы. Действительно, мы можем сравнительно легко разложить молекулу на атомы. Для этой цели достаточно, например, *нагреть* вещество. Так, нагревая газообразный азот или водород до температуры порядка  $2000^{\circ}$ , мы заставим значительную часть молекул ( $N_2$  или  $H_2$ ) распадаться на соответствующие атомы; при этом надо отметить, что молекулы  $N_2$  и  $H_2$  принадлежат к числу наиболее прочных. Молекула хлористого аммония ( $NH_4Cl$ ), например, распадается на аммиак  $NH_3$  и хлористый водород  $HCl$  уже при комнатной температуре или небольшом нагревании. Бросая в воду кусочек металлического натрия, мы вызываем химическую реакцию, в результате которой молекула воды  $H_2O$  распадается, выделяется газообразный водород  $H_2$  и образуется едкий натр  $NaOH$ , т. е. происходит радикальное преобразование молекул. С атомами такие преобразования долго не удавались. Весьма сильные воздействия (нагрев, изменение давления, пропускание мощных электрических разрядов и т. д.) приводят лишь к очень незначительным изменениям атомов: они могут *ионизироваться*, т. е. от них могут отделиться один или несколько электронов.

Хотя ион обладает некоторыми чертами, отличающими его от атома, однако основные свойства атома сохранены в ионе; ион крайне легко вновь становится нейтральным атомом, присоединяя к себе обратно потерянные электроны. Длительные усилия алхимиков превратить один атом в другой (в частности, получить золото из «неблагородных» элементов) путем различных химических и физических воздействий на атом остались тщетными.

Лишь в последние десятилетия были открыты явления, в которых атомы претерпевают глубокие изменения, превращаясь в атомы других элементов. С кругом этих явлений мы познакомимся в гл. XXI и XXII.

**§ 192. Число Авогадро. Размеры и массы атомов.** Одной из важных постоянных атомной физики является *число Авогадро* (см. т. I, § 242) — число атомов в грамм-атоме

(или молекул в грамм-молекуле) любого вещества. Зная число Авогадро, можно найти величины, характеризующие отдельный атом: массу и размеры атома, заряд иона и т. п.

Существует ряд способов измерения числа Авогадро. В них используются физические явления различного рода. К числу таких явлений относятся броуновское движение мелких частиц, взвешенных в жидкости или газе (см. т. I, § 219), радиоактивность (см. гл. XXI), рассеяние света в газах и др. Наиболее точным методом определения этого числа является метод, основанный на дифракции рентгеновских лучей.

Из оптики (см. гл. XV) мы знаем, что рентгеновские лучи представляют собой, электромагнитные волны, отличающиеся от видимого света значительно меньшей длиной волны. Волновая природа рентгеновских лучей была установлена впервые в опытах по их дифракции на кристаллах. Эти опыты одновременно подтвердили справедливость представления о кристаллах как о совокупности правильно расположенных атомов, образующих пространственную решетку (см. т. I, § 266).

Пучок рентгеновских лучей, падающих на кристалл, рассеивается по преимуществу в некоторых избранных направлениях (см. § 149). Углы рассеяния определяются длиной волны рентгеновских лучей и расстоянием между соседними атомами в кристалле. Если одна из этих величин известна, то, измерив углы рассеяния, можно определить вторую из них.

Длину волны рентгеновских лучей измеряют с большой точностью по их дифракции на обыкновенной штриховой решетке, подобной решеткам, применяемым в оптике (см. § 135 и 138). Зная же длину волны рентгеновских лучей, мы можем определить межатомное расстояние в кристалле. В кристаллах типа каменной соли ( $\text{NaCl}$ ) атомы расположены по вершинам куба со стороной, равной кратчайшему межатомному расстоянию  $a$ . Объем кристалла, приходящийся на один атом, составляет  $a^3$ , на одну молекулу  $2a^3$ . Пусть объем кристалла весом в одну грамм-молекулу равен  $V$ . Тогда число Авогадро можно найти по формуле

$$N = V/2a^3.$$

Все разнообразные способы измерения числа Авогадро приводят к одному и тому же значению. По современным

измерениям значение это есть

$$N = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ атомов в грамм-атоме.}$$

Согласие различных способов определения числа Авогадро (равно как и согласие различных способов измерения масс, размеров и скоростей атомов) является убедительным доказательством справедливости атомистической теории вещества.

Обратим внимание на резкое различие сжимаемости газов, с одной стороны, и жидкостей и твердых тел, с другой стороны.

Согласно закону Бойля — Мариотта (см. т. I, § 226) для уменьшения объема газа на 1% достаточно на 1% увеличить давление. В твердых же телах и жидкостях уменьшение объема на 1% требует увеличения давления в десятки и сотни раз против атмосферного. Это различие объясняется тем, что молекулы газов находятся на расстояниях, которые во много раз превосходят размеры молекул. Их сближению препятствует тепловое движение. Силы же взаимодействия между молекулами газа, находящимися на больших расстояниях друг от друга, настолько слабы, что их можно не учитывать. Наоборот, в жидкостях и в твердых телах атомы (или молекулы) можно рассматривать как расположенные почти «в п л о т н у ю». При сближении атомов (молекул) возникают огромные силы отталкивания, которые и затрудняют уменьшение объема этих тел.

Таким образом, среднее расстояние между центрами соседних атомов твердого или жидкого тел можно приближенно считать линейным размером атома. Зная число Авогадро, легко вычислить это расстояние.

Грамм-атом вещества содержит  $N$  атомов и занимает объем  $A/\rho$ , где  $\rho$  — плотность вещества,  $A$  — его атомный вес. Придадим грамм-атому вещества форму куба. На ребре куба уложится  $\sqrt[3]{N}$  атомов; длина ребра будет равна корню кубическому из объема куба, т. е.  $\sqrt[3]{\frac{A}{\rho}}$ . Поделив длину ребра на число атомов на нем, получим среднее расстояние между центрами соседних атомов, которое мы принимаем за п р и б л и ж е н н ы й размер атома. Это расстояние равно:

$$a = \frac{\sqrt[3]{A/\rho}}{\sqrt[3]{N}} = \sqrt[3]{\frac{A}{\rho N}}.$$

Для жидкого водорода (при температуре  $T=24^\circ \text{ K}$ ), подставляя  $A=1$  и  $\rho=0,086 \text{ г/см}^3$ , находим:

$$a = \sqrt[3]{\frac{1}{0,086 \cdot 6,02 \cdot 10^{23}}} = 2,7 \cdot 10^{-8} \text{ см.}$$

Для других элементов расчет дает сходные значения. Мы можем заключить, что линейные размеры всех атомов близки к  $1 \text{ \AA}$ , т. е. к одной стомиллионной доле сантиметра.

Зная число Авогадро, можно также определить массу отдельного атома:  $m=A/N$ .

Эта формула дает нам среднее значение массы атома. Вопрос о том, одинаковы ли все атомы данного элемента по массе или нет, должен быть решен опытом (см. § 195).

Легчайшим из атомов является атом водорода, атомный вес которого очень мало отличается от единицы. Подставляя  $A=1$ , находим:

$$m_{\text{H}} = \frac{1}{6,02 \cdot 10^{23}} = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ г.}$$

**§ 193. Элементарный электрический заряд.** Законы электролиза, открытые Фарадеем, свидетельствуют в пользу существования мельчайших, неделимых количеств электричества. При электролизе один грамм-атом любого  $n$ -валентного вещества переносит заряд  $F \cdot n = 96\,400 \cdot n$  кулонов ( $F$  — постоянная Фарадея). На один атом (точнее, ион) приходится, таким образом, заряд

$$e = \frac{Fn}{N} = \frac{96\,400}{6,02 \cdot 10^{23}} n = 1,60 \cdot 10^{-19} n \text{ кулонов (к).}$$

На одновалентный ион ( $n=1$ ) приходится заряд  $e_0 = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ к}$ , на двухвалентный ( $n=2$ ) — заряд  $2e_0$ , на трехвалентный ( $n=3$ ) — заряд  $3e_0$  и т. д.

Эту закономерность легко понять, если принять, что заряд  $e_0 = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ к}$  является мельчайшей порцией заряда, *элементарным зарядом*.

Но законы электролиза можно понимать и в том смысле, что  $e_0$  является *средней* величиной порции заряда, переносимой одновалентным ионом; свойство  $n$ -валентного иона переносить в  $n$  раз больший заряд должно было бы объясняться тогда не атомарной структурой электричества, а только свойствами иона. Поэтому для выяснения вопроса о существовании элементарного заряда необходимы прямые

опыты по измерению мельчайших количеств электричества. Такие опыты были выполнены Миллиkenом<sup>1)</sup> в 1909 г.

Установка Миллиkenа изображена схематически на рис. 342. Основной ее частью является плоский конденсатор  $MN$ , на пластины которого с помощью переключателя  $\Pi$  можно подавать разность потенциалов того или иного знака. В сосуд  $C$  с помощью пульверизатора вбрызгиваются

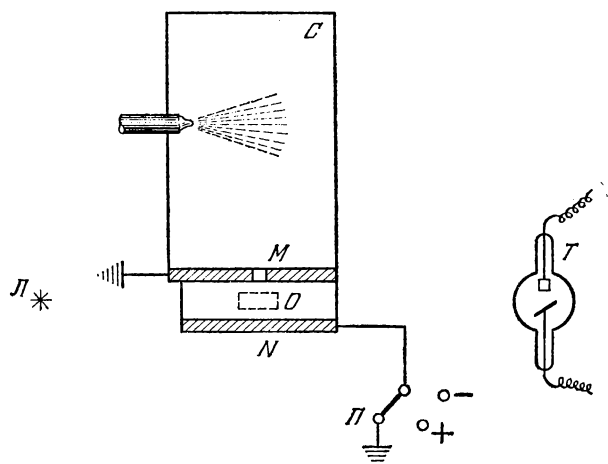


Рис. 342. Схема опыта по измерению элементарного электрического заряда.

$C$  — сосуд, в который пульверизатором вбрызгивают мелкие капли жидкости;  $M$ ,  $N$  — пластины конденсатора, на которые переключателем  $\Pi$  можно подавать напряжение любого знака;  $O$  — окно для наблюдения капель с помощью микроскопа;  $Л$  — лампа-осветитель;  $Т$  — рентгеновская трубка. Трубка  $Т$  служит для изменения заряда капель; ее излучение создает в объеме между пластинами  $M$  и  $N$  ионы, которые, прилипая к капле, изменяют ее заряд.

мельчайшие капли масла или другой жидкости. Некоторые из этих капель через отверстие в верхней пластине попадают в пространство между пластинами конденсатора, освещаемое лампой  $Л$ . Капли наблюдаются в микроскоп через окошко  $O$ ; они выглядят яркими звездочками на темном фоне.

Когда между пластинами конденсатора нет электрического поля, капли падают вниз с постоянной скоростью. При включении поля незаряженные капли продолжают опускаться с неизменной скоростью. Но многие капли

<sup>1)</sup> Роберт Миллиken (1868—1953) — американский физик.



при разбрызгивании приобретают заряд (электризация трением). На такие заряженные капли действует, кроме силы тяжести, также сила электрического поля. В зависимости от знака заряда можно выбрать направление поля так, чтобы электрическая сила была направлена навстречу силе тяжести. В таком случае заряженная капелька после включения поля будет падать с меньшей скоростью, чем в отсутствие поля. Можно подобрать значение поля  $E$  так, что электрическая сила превзойдет силу тяжести и капля будет двигаться вверх.

В установке Милликена можно наблюдать за одной и той же каплей в течение часов; для этого достаточно выключать (или уменьшать) поле, как только капля начнет приближаться к верхней пластине конденсатора, и включать (или увеличивать) его снова, когда она будет опускаться к нижней пластине.

Равномерность движения капли свидетельствует о том, что действующая на нее сила уравнивается сопротивлением воздуха, величина которого пропорциональна скорости капли. Поэтому для такой капли можно написать равенство

$$mg = av, \quad (1)$$

где  $mg$  — сила тяжести, действующая на каплю с массой  $m$ ,  $v$  — скорость капли,  $av$  — сила сопротивления воздуха (сила трения),  $a$  — коэффициент, зависящий от вязкости воздуха и размеров капли.

Измерив с помощью микроскопа диаметр капли, следовательно, зная ее массу, и определив далее скорость свободного равномерного падения  $v$ , мы можем найти из (1) значение коэффициента  $a$ , которое для данной капли сохраняется неизменным. Условие равномерного движения для капли с зарядом  $q$ , поднимающейся со скоростью  $v_E$  в электрическом поле  $E$ , есть

$$qE - mg = av_E. \quad (2)$$

Из (2) имеем:

$$q = \frac{av_E + mg}{E}.$$

Таким образом, проделав с одной и той же каплей нужные измерения в отсутствие поля и при его наличии, мы найдем начальный заряд капли  $q$ . Мы можем изменить этот начальный заряд. Для этой цели служит рент-

геновская трубка  $T$  (см. рис. 342), с помощью которой можно ионизировать воздух в конденсаторе. Образовавшиеся ионы будут захватываться капелькой, и заряд ее изменится, сделавшись равным  $q'$ . При этом изменится и скорость равномерного движения капли и она станет равной  $v'_E$ , так что

$$q'E - mg = av'_E. \quad (3)$$

Из (2) и (3) найдем величину изменения заряда

$$q - q' = \frac{a}{E}(v_E - v'_E),$$

которая также может быть определена, поскольку  $a$  для нашей капли известно.

Многочисленные измерения этого рода с каплями из различных веществ (вода, масло, глицерин, ртуть), заряженных положительно и отрицательно, обнаружили, что как заряд  $q$ , так и все наблюдаемые изменения зарядов  $q - q'$  всегда оказываются кратными одного и того же минимального заряда

$$e_0 = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ к.}$$

Этот минимальный заряд равен, как мы видим, элементарному заряду, проявляющемуся в процессе электролиза. Важно отметить, что начальный заряд капли есть «электричество трения», изменения же этого заряда происходили за счет захвата капель газových ионов, образованных рентгеновскими лучами. Таким образом, заряд, образующийся при трении, заряды газových ионов и ионов электролита слагаются из одного и того же элементарного заряда. Данные других опытов позволяют обобщить этот вывод: *все встречающиеся в природе положительные и отрицательные заряды состоят из целого числа элементарных зарядов*

$$e_0 = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ к.}$$

В частности, заряд электрона равен одному элементарному заряду.

**§ 194. Единицы заряда, массы и энергии в атомной физике.** Итак, заряд любой частицы содержит всегда целое число элементарных зарядов. Для частицы атомных размеров это целое число будет к тому же и небольшим. Ввиду этого в атомной физике удобно за единицу электрического заряда принять один элементарный заряд, для

краткости обозначаемый эл. з.:

$$1 \text{ эл. з.} = e_0 = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ к.}$$

За единицу массы в атомной физике условились принимать  $1/12$  долю массы атома углерода. Атомный вес углерода принимается равным 12. Один грамм-атом, т. е. 12 г углерода, содержит  $N=6,02 \cdot 10^{23}$  атомов ( $N$  — число Авогадро). Поэтому атомная единица массы, которую мы для краткости обозначаем *аеи*, равна

$$1 \text{ аеи} = \frac{12}{N} : 12 = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ г.}$$

Атомную единицу массы можно определить также как массу атома элемента с атомным весом 1. Поэтому масса атома (точнее ее средняя величина), выраженная в атомных единицах массы, равна атомному весу элемента.

Отметим, что элемента с атомным весом 1 в природе не существует. Атомный вес водорода близок к 1, но несколько больше; он равен 1,008. Масса легчайшего из атомов — атома водорода — равна, следовательно, 1,008 *аеи*.

Единица энергии, общепринятая в атомной физике, есть энергия, приобретаемая зарядом в одну элементарную единицу (например, электроном) при прохождении разности потенциалов 1 в. Эта единица носит название *электронвольт* и обозначается *эв*. Энергия, приобретаемая зарядом при движении в электрическом поле, равна произведению заряда на разность потенциалов начальной и конечной точек пути, поэтому

$$1 \text{ эв} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ к.} \cdot 1 \text{ в} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ дж} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$$

(*эв* — электронвольт, *к* — кулон, *в* — вольт, *дж* — джоуль).

Из определения электронвольта следует, что электрон, ускоренный разностью потенциалов  $U$  вольт, имеет энергию  $U$  электронвольт. Ион с зарядом 2 эл. з., пройдя ту же разность потенциалов, приобретает энергию  $2U$  эв, и т. д.

В электронвольтах можно измерять энергию не только заряженных, но и нейтральных частиц. Для примера выразим в электронвольтах энергию атома кислорода ( $m=16$  *аеи*), движущегося со скоростью 1000 м/сек

( $v = 10^5$  см/сек):

$$\begin{aligned}\vartheta &= \frac{mv^2}{2} = \frac{16 \cdot 1,66 \cdot 10^{-24} \cdot (10^5)^2}{2} \text{ эрг} = 1,33 \cdot 10^{-13} \text{ эрг} = \\ &= \frac{1,33 \cdot 10^{-13}}{1,6 \cdot 10^{-12}} \text{ эв} = 0,083 \text{ эв}.\end{aligned}$$

Для измерения энергии быстрых частиц используют более крупные единицы — килоэлектронвольт (кэв,  $10^3$  эв), мегаэлектронвольт (Мэв,  $10^6$  эв) и гигаэлектронвольт (Гэв,  $10^9$  эв).

У п р а ж н е н и я. 1. Пройдя разность потенциалов 1000 в, частица приобрела энергию 8 кэв. Каков заряд частицы?

2. Найти скорость атома гелия, кинетическая энергия которого равна 2 Мэв.

3. Найти энергию (в электронвольтах), выделяющуюся при образовании одной молекулы  $\text{CO}_2$  из углерода и кислорода, если теплота образования  $\text{CO}_2$  равна 94,5 ккал/моль.

**§ 195. Измерение массы заряженных частиц. Масс-спектрограф.** Из курса электричества мы знаем, что на заряженную частицу, движущуюся в магнитном поле, действует сила, называемая *силой Лорентца* (см. т. II, § 137). Сила Лорентца перпендикулярна к магнитному полю и к скорости частицы, и ее направление определяется *правилом левой руки* (рис. 243). Величина этой силы пропорциональна заряду частицы  $e$ , ее скорости  $v$  и напряженности магнитного поля  $H$ . Если  $v$  перпендикулярно к  $H$ , то сила Лорентца выражается соотношением

$$F = 0,1evH \text{ дин},$$

где  $e$  выражено в кулонах,  $H$  — в эрстедах, а  $v$  — в см/сек. Ускорение  $a$ , сообщаемое силой Лорентца  $F$ , как и всякой силой вообще, прямо пропорционально величине силы и

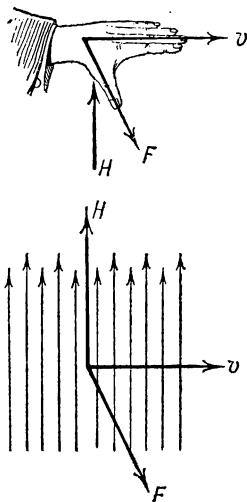


Рис. 243. Направление силы Лорентца  $F$ , действующей на заряд, движущийся в магнитном поле  $H$  со скоростью  $v$ .

Изображен случай положительного заряда. Для отрицательного заряда сила направлена в противоположную сторону.

обратно пропорционально массе  $m$  частицы, т. е. для случая, когда  $v \perp H$ , имеем:

$$a = \frac{F}{m} = 0,1 \frac{e}{m} v H.$$

Рассмотрим движение частицы в однородном магнитном поле, направленном перпендикулярно к начальной скорости частицы. Так как сила Лорентца и, следовательно, ускорение перпендикулярны к скорости, то частица будет двигаться по окружности; при этом численное значение скорости  $v$  остается неизменным, ибо, как известно из механики, перпендикулярность ускорения и скорости характерна для равномерного обращения по окружности. Ускорение частицы (центростремительное ускорение) при равномерном обращении по окружности равно  $v^2/r$ ,

где  $r$  — радиус окружности. Таким образом, ускорение частицы

$$a = 0,1 \frac{e}{m} v H = \frac{v^2}{r},$$

или

$$r = 10 \frac{mv}{eH}. \quad (4)$$

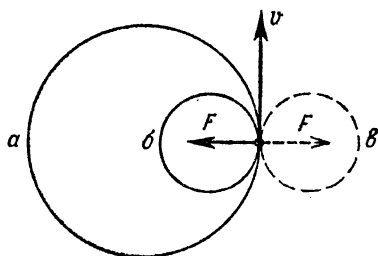


Рис. 344. Траектории заряженных частиц с равными начальными скоростями в однородном магнитном поле.

$a$  — большое отношение  $m/e$ ;  $b$  — малое отношение  $m/e$ ;  $a$  и  $b$  — отрицательно заряженные частицы;  $v$  — положительно заряженная частица. Силовые линии магнитного поля перпендикулярны к плоскости чертежа и направлены вверх.

Чем больше  $m/e$ , тем больше радиус траектории частицы при заданных  $v$  и  $H$  (рис. 344). Зная  $v$  и  $H$  и измерив радиус круговой траектории  $r$ , мы можем определить  $m/e$  — отношение массы частицы к ее заряду. Заряд частицы равен

одному или нескольким элементарным зарядам. Если он известен, то может быть вычислена масса частицы. Этот принцип лежит в основе действия важного физического прибора, называемого *масс-спектрографом* и служащего для измерения масс мельчайших заряженных частиц — ионов и электронов.

Схема масс-спектрографа с однородным магнитным полем изображена на рис. 345. Прибор представляет собой откачанный до высокой степени разрежения сосуд, помещенный в магнитное поле, силовые линии которого перпен-

дикулярны к плоскости чертежа. Заряженные частицы испускаются источником  $T$ . Простейшим источником является электрический разряд в газе. Разряд сопровождается интенсивной ионизацией газа. При положительной разности потенциалов между диафрагмой  $D$  и щелью источника из разряда будут «отсасываться» электроны и отрицательные ионы, при отрицательной разности потенциалов — положительные ионы. Заполняя источник различными газами или парами, можно получить ионы различных элементов.

Частицы, прошедшие через щель  $A$ , попадают в магнитное поле с теми скоростями, которые им сообщает засасывающая их разность потенциалов. Все частицы с данными зарядом и массой приобретают равные скорости и будут в магнитном поле описывать окружности одного и того же радиуса. После отклонения на  $180^\circ$  пучок частиц попадает на фотопластинку; в месте попадания пучка (точка  $B$  на рис. 345) после проявления пластинки

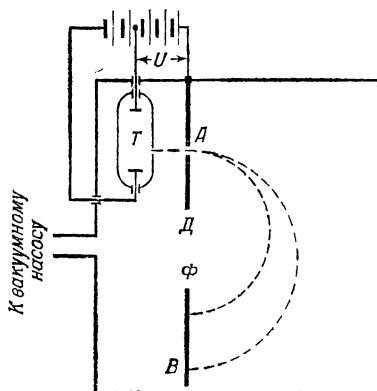


Рис. 345. Схема масс-спектрографа.

$T$  — источник ионов (газоразрядная трубка);  $D$  — диафрагма со щелью  $A$ ;  $\Phi$  — фотопластинка;  $U$  — напряжение, ускоряющее ионы.

обнаружится темная полоска<sup>1)</sup>. Расстояние  $AB$  (рис. 345) равно удвоенному радиусу  $r$  окружности, по которой двигалась частица. Величина  $r$  зависит от скорости частицы. Для нахождения скорости мы используем то обстоятельство, что частица влетает в магнитное поле с кинетической энергией  $T = mv^2/2$ , полученной за счет работы засасывающей разности потенциалов  $U$ . Если  $e$  выражено в кулонах, а  $U$  — в вольтах, то работа электрического поля равна  $eU$  дж, или  $eU \cdot 10^7$  эрг. Таким образом,

$$T = \frac{1}{2}mv^2 = eU \cdot 10^7 \text{ эрг.} \quad (5)$$

<sup>1)</sup> Опыты показывают, что быстрые заряженные частицы производят на светочувствительную эмульсию фотопластинок действие, аналогичное действию световых лучей.

Из (4) и (5) имеем

$$m = \frac{eH^2 r^2}{2 \cdot 10^9 U}.$$

Подставляя в эту формулу известные значения  $e$ ,  $H$ ,  $U$  и полученную измерением величину радиуса  $r$ , можем вычислить массу частиц, попавших в точку  $B$  пластинки.

Если в пучке, испускаемом источником, содержатся частицы с различными отношениями массы к заряду, на фотопластинке получится несколько параллельных полосок. Самая близкая к щели полоска вызвана частицами, которые движутся по окружности наименьшего радиуса. Эти частицы обладают наименьшим отношением массы к заряду. Если заряды всех частиц в пучке одинаковы, то ближайшая к щели полоска соответствует частицам наименьшей массы.

По аналогии с оптикой изображение, полученное на фотопластинке, называют *спектром*. Оптический спектрограф дает спектр длин волн светового пучка, т. е. распределение спектральных линий по длинам волн. Масс-спектрограф дает спектр масс пучка частиц, т. е. распределение частиц по массам (точнее, по отношениям  $m/e$ ).

**У п р а ж н е н и я.** 4. Ион описывает в магнитном поле окружность радиусом 5 см. Какой радиус траектории будет иметь в том же поле вчетверо более тяжелый ион, обладающий тем же зарядом и а) той же скоростью; б) той же энергией?

5. Радиус траектории иона  $\text{He}^+$   $\left( \frac{m}{e} = \frac{4 \text{ аеи}}{1 \text{ эл. з.}} \right)$  равен 10 см. Найти радиус траектории в том же магнитном поле частицы с вдвое меньшим отношением массы к заряду, ускоренной той же разностью потенциалов. Рассмотреть случаи:

$$\text{а) } \frac{m}{e} = \frac{4 \text{ аеи}}{2 \text{ эл. з.}} \text{ (ион } \text{He}^{++} \text{)}$$

и

$$\text{б) } \frac{m}{e} = \frac{2 \text{ аеи}}{1 \text{ эл. з.}} \text{ (ион } \text{H}_2^+ \text{)}.$$

6. Вычислить радиус траектории однократно заряженного иона с массой 20 аеи в магнитном поле 500 э, если ион был ускорен разностью потенциалов 1000 в в направлении, перпендикулярном к силовым линиям поля.

7. Две одинаковые частицы, но одна быстрая, а другая медленная, движутся по окружности в одном и том же магнитном поле. Которая из частиц совершает обороты быстрее?

8. Написать выражение для времени одного оборота заряженной частицы в магнитном поле. Вычислить время оборота частицы с зарядом 1 эл. з. и массой 1 аеи в магнитном поле 15 000 э.

### § 196. Масса электрона. Зависимость массы от скорости.

В опыте по измерению массы электрона с помощью масс-спектрографа на фотопластинке обнаруживается только одна полоска. Так как заряд каждого электрона равен одному элементарному заряду<sup>1)</sup>, мы приходим к заключению, что все электроны обладают одной и той же массой.

Величина массы, однако, оказывается непостоянной. Она *растет* при увеличении разности потенциалов  $U$ , ускоряющей электроны в масс-спектрографе (см. рис. 345). Так как кинетическая энергия электрона  $T$  прямо пропорциональна ускоряющей разности потенциалов  $U$  ( $T=eU$ ), то отсюда следует, что масса электрона растет с его кинетической энергией. Опыты приводят к следующей зависимости массы от энергии:

$$m = m_0 + T/c^2, \quad (6)$$

где  $m$  — масса электрона, обладающего кинетической энергией  $T$ ,  $m_0$  — постоянная величина,  $c$  — скорость света в пустоте ( $c = 3 \cdot 10^{10}$  см/сек). Из формулы (6) вытекает, что масса покоящегося электрона (т. е. электрона с кинетической энергией  $T=0$ ) равна  $m_0$ . Величина  $m_0$  получила поэтому название *массы покоя* электрона.

Измерения с различными источниками электронов (газовый разряд, термоэлектронная эмиссия, фотоэлектронная эмиссия и др.) приводят к совпадающим значениям массы покоя электрона. Масса эта оказывается крайне малой; в атомных единицах массы она равна

$$m_0 = \frac{1}{1820} \text{ а.е.м.}$$

Таким образом, *электрон* (покоящийся или медленно движущийся) *почти в две тысячи раз легче атома легчайшего вещества — водорода*.

Величина  $T/c^2$  в формуле (6) представляет собой добавочную массу электрона, обусловленную его движением. Пока эта добавка мала, можно при вычислении кинетической энергии приближенно заменить  $m$  на  $m_0$  и положить  $T = m_0 v^2/2$ . Тогда  $T/c^2 = m_0 v^2/2c^2$ ; отсюда видно, что наше предположение о малости добавочной массы по сравнению с массой покоя  $m_0$  равносильно условию, что скорость электрона много меньше скорости света ( $v/c \ll 1$ ).

<sup>1)</sup> Многочисленные данные свидетельствуют о том, что не существует электронов, несущих два или более элементарных заряда.



Напротив, когда скорость электрона приближается к скорости света, добавочная масса становится большой.

Альберт Эйнштейн в своей теории относительности (1905 г.) теоретически обосновал соотношение (6). Он доказал, что оно применимо не только к электронам, но и к любым частицам или телам без исключения, причем под  $m_0$  каждый раз нужно понимать массу покоя рассматриваемой частицы или тела. Выводы Эйнштейна были проверены в дальнейшем в разнообразных опытах и полностью подтвердились.

Таким образом, масса любого тела возрастает при увеличении его кинетической энергии или скорости. Однако, как и для электрона, добавочная масса, обусловленная движением, заметна только тогда, когда скорость движения приближается к скорости света.

В механике Ньютона масса тела считается величиной постоянной, не зависящей от его движения. Это означает, что ньютонова механика (точнее, 2-й закон Ньютона) применима только к движениям тел со скоростями очень малыми по сравнению со скоростью света. Скорость света колоссальна; при движении земных или небесных тел всегда выполняется условие  $v/c \ll 1$ , и масса тела практически не отличается от его массы покоя (см. упражнение 10). Ввиду этого при рассмотрении движения таких тел можно и нужно пользоваться механикой Ньютона.

Иначе обстоит дело в мире мельчайших частиц вещества — электронов, атомов. Здесь нередко приходится сталкиваться с быстрыми движениями, когда скорость частицы уже не мала по сравнению со скоростью света. В этих случаях механика Ньютона неприменима и нужно пользоваться более точной, но и более сложной механикой Эйнштейна; зависимость массы частицы от ее скорости (энергии) — один из важных выводов этой новой механики.

Другим характерным выводом механики Эйнштейна (теории относительности) является заключение о невозможности движения тел со скоростью, большей скорости света в пустоте. Скорость света является предельной скоростью движения тел.

Существование предельной скорости движения тел можно рассматривать как следствие роста массы со скоростью: чем больше скорость, тем тяжелее тело и тем труднее дальнейшее увеличение скорости (так как ускорение уменьшается с ростом массы).

**У п р а ж н е н и я . 9.** Во сколько раз масса движущихся электрона и атома водорода больше соответствующей массы покоя, если кинетическая энергия равна 1 кэв; 1 Мэв; 1 Гэв?

**10.** Снаряд весом 1 кг движется со скоростью 1000 м/сек. Найти дополнительную массу снаряда, обусловленную движением.

**11.** Теоретическая формула Эйнштейна, выражающая зависимость массы от скорости, имеет вид

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Сравнивая это выражение с (6), получим уточненную формулу для кинетической энергии движущегося тела, учитывающую зависимость массы от скорости:

$$T = m_0 c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - 1 \right).$$

Показать, что для малых скоростей ( $v/c \ll 1$ ) отсюда следует классическое выражение  $T = m_0 v^2/2$ .

**У к а з а н и е .**

$$1 - \sqrt{1 - v^2/c^2} = \frac{v^2/c^2}{1 + \sqrt{1 - v^2/c^2}} \approx \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2}.$$

**12.** Используя приведенную в упражнении 11 формулу зависимости массы от скорости, найти отношение массы движущегося тела к массе покоя для скоростей движения  $v/c = 0,1; 0,99$ .

**§ 197. Закон Эйнштейна.** В предыдущем параграфе мы установили связь между кинетической энергией тела и его массой: если телу сообщается кинетическая энергия  $T$ , то его масса возрастает на величину  $T/c^2$ . Эта связь носит общий характер: она относится к любым телам — большим и малым, заряженным и незаряженным и т. д. В то же время кинетическая энергия является только одним из многих видов энергии. Другие известные нам формы энергии — это внутренняя энергия тел, электрическая энергия, энергия световых квантов и т. д.

Как мы знаем, все виды энергии могут переходить друг в друга. Встает вопрос: нет ли между всеми видами энергии и массой тела такой же связи, как в случае кинетической энергии?

Для одного случая мы сразу можем дать утвердительный ответ. Предположим, что мы нагреваем одноатомный газ. В случае одноатомных газов увеличение внутренней энергии при нагревании сводится к увеличению кинетической

энергии его частиц <sup>1)</sup>. Но с увеличением кинетической энергии частиц растет, как мы видели, их масса. Следовательно, при нагревании возрастает и масса всего газа. Так как в целом тело (газ) остается неподвижным, покоящимся, то отсюда следует, что при нагревании возрастает масса покоя тела. Таким образом, некоторая (крайне малая — см. упражнение 13) часть массы покоя газа связана с наличием у него тепловой энергии, которая является одним из видов внутренней энергии.

Теория относительности широко обобщает этот вывод и доказывает, что *вся* масса покоя тела пропорциональна его внутренней энергии. Коэффициент пропорциональности между массой покоя и внутренней энергией тела тот же, что и между добавочной массой тела  $T/c^2$  и кинетической энергией  $T$ , т. е. он равен  $1/c^2$ . Следовательно,

$$m_0 = \frac{E_{\text{внутр.}}}{c^2}, \text{ или } E_{\text{внутр}} = m_0 c^2, \quad (7)$$

где  $E_{\text{внутр}}$  — *вся* внутренняя энергия тела, называемая также энергией покоя;  $m_0$  — масса покоя тела.

Используя соотношение (6), мы можем теперь написать:

$$m = m_0 + \frac{T}{c^2} = \frac{E_{\text{внутр}}}{c^2} + \frac{T}{c^2} = \frac{E}{c^2};$$

здесь  $m$  — масса тела, а  $E$  — *полная* энергия тела, равная сумме внутренней энергии (энергии покоя) и кинетической энергии ( $E = E_{\text{внутр}} + T$ ).

Мы пришли к **з а к о н у Э й н ш т е й н а**, который гласит: *масса тела пропорциональна его полной энергии или обратно: полная энергия тела пропорциональна его массе*. Таким образом, закон Эйнштейна выражается формулой

$$m = E/c^2, \text{ или } E = mc^2. \quad (7a)$$

Найдем с помощью закона Эйнштейна энергию покоя (*всю* внутреннюю энергию), которой обладает **1 г** вещества:

$$E_{\text{внутр}} = 1 \cdot (3 \cdot 10^{10})^2 \text{ эрг} = 2,16 \cdot 10^{10} \text{ ккал}$$

Эта энергия чудовищно велика: для получения такого ко-

<sup>1)</sup> Строго говоря, это относится к идеальному одноатомному газу. Но и для реальных газов изменение потенциальной энергии частиц при нагревании ничтожно мало по сравнению с изменением кинетической энергии. При нагревании жидких и твердых тел, а также многоатомных газов изменение внутренней энергии связано с увеличением как кинетической, так и потенциальной энергии.

личества энергии необходимо сжечь 2 миллиона килограммов наиболее теплотворного топлива — нефти!<sup>1)</sup>).

Во всех обычных процессах (химические реакции, механическое движение тел и т. д.) количества энергии, переходящие от одного тела (или системы тел) к другому телу (или системе тел) ничтожно малы по сравнению с энергией покоя участвующих тел. Они не превышают миллиардных долей энергии покоя. Ввиду этого при обычных процессах полная энергия каждого из участвующих тел изменяется не более чем на миллиардные доли своей величины. Масса тел, пропорциональная полной энергии, остается поэтому при таких процессах практически (с очень большой точностью) неизменной. В этом состоит закон сохранения массы, открытый Ломоносовым и Лавуазье еще задолго до создания теории относительности.

В последние десятилетия физика и техника столкнулись с явлениями, в которых выделение энергии настолько велико, что составляет уже заметную долю энергии покоя взаимодействующих тел (пример: атомная энергия). В этих явлениях изменения массы тел, сопровождающие превращения энергии, также велики и поддаются точному измерению. Путем таких измерений была доказана, как мы увидим в § 220, 222, справедливость закона Эйнштейна. В изучении этого круга процессов, идущих с большим энерговыделением, закон Эйнштейна оказывается очень полезным. С его помощью трудная задача измерения содержания энергии в теле заменяется гораздо более простой задачей точного измерения массы.

Закон Эйнштейна справедлив для любых объектов — не только для тел или частиц, но и, например, для электрических и магнитных полей. Согласно этому закону электромагнитные поля обладают массой, весомы. Рассмотрим для примера световые кванты — сгустки электромагнитного волнового поля. Каждый квант света частоты  $\nu$  обладает энергией  $h\nu$ , где  $h$  — постоянная Планка. Согласно (7а) квант  $h\nu$  имеет массу  $h\nu/c^2$ . Этот результат подтвержден опытами.

Световые кванты обладают важной особенностью: масса покоя светового кванта равна нулю. В этом легко убедиться, используя формулу зависимости массы от скорости, приведенную в упражнении 11. Согласно этой формуле масса покоя  $m_0$  равна

$$m_0 = m \sqrt{1 - v^2/c^2}.$$

---

<sup>1)</sup> При сгорании 1 кг нефти выделяется около 11 000 ккал.

Световые кванты движутся со скоростью света, т. е. для них  $v/c=1$ ,  $\sqrt{1-v^2/c^2}=0$  следовательно,  $m_0=0$ .

У п р а ж н е н и е 13. Насколько увеличится масса 1 г гелия в результате нагревания от 0 до  $1000^\circ\text{C}$  (теплоемкость 1 г газообразного гелия при постоянном объеме равна  $0,75 \text{ кал/град}$ )?

**§ 198. Массы атомов; изотопы.** Рассмотрим результаты опытов по измерению массы положительных ионов. На рис. 346 представлена масс-спектрограмма положительных ионов неона. На спектрограмме четко видны три полосы различной интенсивности. Сравнивая расстояния полосок от

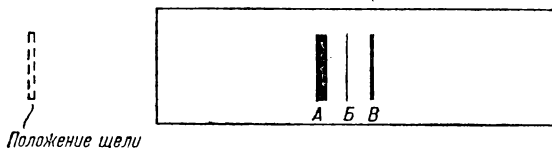


Рис. 346. Масс-спектрограмма неона.

щели, можно подсчитать, что полоскам *A*, *B* и *V* соответствуют величины  $\frac{m}{e}$ , находящиеся в отношениях 20 : 21 : 22.

Появление трех полосок нельзя объяснить различием в заряде ионов. Ион неона может нести заряд, не превышающий нескольких элементарных единиц<sup>1)</sup>. Отношение зарядов может быть 3 : 2 : 1, но никак не  $\frac{1}{20} : \frac{1}{21} : \frac{1}{22} \approx 22:21:20$ . Остается принять, что полоски *A*, *B* и *V* обусловлены ионами, несущими один и тот же заряд, но обладающими различными массами, относящимися, как 20 : 21 : 22. Атомный вес неона равен 20,2. Следовательно, среднее значение массы атома неона есть 20,2 ае<sub>м</sub>. Абсолютные же величины масс ионов, обусловивших полоски *A*, *B* и *V*, равны 20, 21 и 22 ае<sub>м</sub>. Мы приходим к выводу, что элемент неон представляет собой смесь атомов трех типов, отличающихся друг от друга по массе<sup>2)</sup>. Сравнивая интенсивность почернения

<sup>1)</sup> Как мы увидим в § 205 атом неона (порядковый номер 10 в системе Менделеева) содержит всего 10 электронов. Однако в условиях газового разряда, происходящего в ионном источнике масс-спектрографа, от атома неона отщепляется чаще всего только один и реже два электрона.

<sup>2)</sup> Так как масса электрона очень мала, масса нейтрального атома неона практически равна массе положительного иона неона.

линий на масс-спектрограмме, можно найти относительные количества различных атомов в природном неоне. Количества атомов неона с массами 20, 21 и 22 относятся, как 90 : 0,3 : 9,7.

Вычислим среднюю массу атома неона:

$$m_{\text{ср}} = \frac{20 \cdot 90 + 21 \cdot 0,3 + 22 \cdot 9,7}{90 + 0,3 + 9,7} = 20,2 \text{ а.е.м.}$$

Совпадение  $m_{\text{ср}}$  с атомным весом неона, найденным из опыта, подтверждает представление, согласно которому элемент неон является смесью трех типов атомов. Важно отметить, что пропорция атомов с массами 20, 21 и 22 одна и та же в образцах неона различного происхождения (атмосферный неон, неон из горных пород и т. д.). Пропорция эта не изменяется или изменяется в очень малой степени при обычных физических и химических процессах: сжижение, испарение, диффузия и т. д. Это доказывает, что три разновидности неона почти тождественны по своим свойствам.

Атомы одного и того же элемента, отличающиеся только массой, носят название *изотопов*. Все изотопы одного и того же элемента тождественны по химическим и очень близки по физическим свойствам<sup>1)</sup>.

Наличие изотопов является особенностью не только неона. Большинство элементов представляет собой смесь двух или нескольких изотопов. Примеры изотопного состава даны в табл. 11.

Как видно из таблицы, *массы изотопов всех элементов выражаются целым числом атомных единиц масс*. Смысл этой важной закономерности мы выясним в § 221. Наиболее точные измерения показывают, что правило целочисленности масс изотопов является *приближенным*. Массы изотопов обнаруживают, как правило, небольшие отклонения от целочисленности (во втором — четвертом знаках после запятой). В некоторых задачах эти малые отклонения от целочисленности играют основную роль (см., например, § 222).

Для многих целей можно, однако, пользоваться значением массы, округленным до целого числа атомных

<sup>1)</sup> В гл. XXI, XXII мы познакомимся с некоторыми физическими явлениями, в отношении которых свойства изотопов одного и того же элемента могут сильно отличаться.

единиц массы. Масса изотопа в *аеи* (атомный вес), округленная до целого числа, называется *массовым числом*.

Таблица 11

Изотопный состав некоторых элементов

Элемент	Атомный вес (округленный)	Изотопы	
		масса ( <i>аеи</i> ) округленная	содержание (%)
Водород . . . . .	1	1	99,986
		2	0,014
Кислород . . . . .	16	16	99,76
		17	0,04
		18	0,20
Хлор . . . . .	35,5	35	75
		37	25
Уран . . . . .	238	234	0,006
		235	0,720
		238	99,274

Выше мы отметили постоянство изотопного состава неона и почти полное совпадение большинства свойств его изотопов. Эти положения справедливы также и для всех остальных элементов, обладающих изотопами.

Для краткого обозначения изотопов химический символ соответствующего элемента снабжают знаком, указывающим массовое число изотопа. Так, например,  $O^{17}$  — изотоп кислорода с массовым числом 17,  $Cl^{37}$  — изотоп хлора с массовым числом 37 и т. д. Иногда внизу слева указывают еще порядковый номер элемента в периодической системе Менделеева:  ${}_8O^{16}$ ,  ${}_8O^{17}$ ,  ${}_{17}Cl^{37}$  и т. д.

**§ 199. Разделение изотопов. Тяжелая вода.** Все изотопы данного элемента вступают в одни и те же химические реакции и образуют химические соединения, почти неотличимые по растворимости, летучести и подобным свойствам, используемым в химии для разделения элементов. Поэтому обычные химические методы разделения, основанные на различиях в поведении веществ при химических реакциях, непригодны для отделения друг от друга изотопов одного и того же элемента. Разделение изотопов представляет собой ввиду этого задачу, несравненно более трудную, чем разделение элементов.

Мы уже знакомы с одним из способов разделения изотопов: именно эту задачу решает масс-спектрограф, на фотопластинке которого каждый изотоп откладывается в виде особой полоски. Однако производительность прибора, изображенного на рис. 345, ничтожна. Для получения весо-  
мых

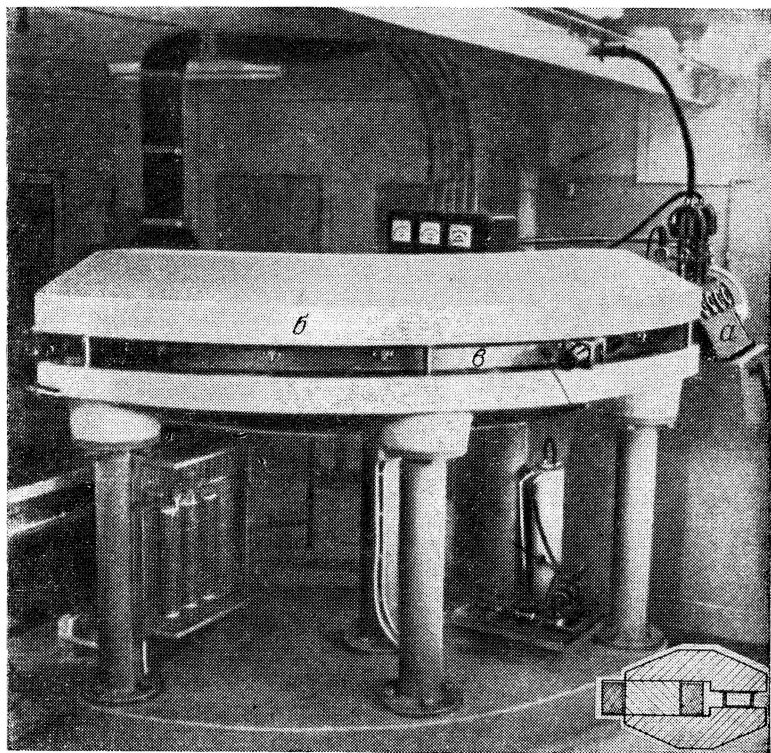


Рис. 347. Фотография установки для электромагнитного разделения изотопов (производительность — несколько миллиграммов в день). *а* — ионный источник; *б* — электромагнит; *в* — вакуумная камера, в которой ионы совершают четверть оборота по окружности; справа внизу поперечное сечение электромагнита.

количеств разделенных изотопов употребляют масс-спектрографы, отличающиеся как конструкцией, так и гораздо большими размерами (рис. 347). Естественно, приемником в этих приборах служит уже не фотопластинка,



а специальные сосуды со щелями в местах попадания ионов (рис. 348).

В последние десятилетия задача разделения изотопов приобрела большое значение в производстве ядерной (атомной) энергии (см. ниже § 223). В связи с этим получили развитие и другие методы разделения изотопов. Большинство этих методов использует тот факт, что в газовой или жидкой смеси средняя кинетическая энергия различных частиц одинакова, и следовательно, чем меньше масса частицы, тем (в среднем) больше ее скорость. Ввиду этого атомы легкого изотопа обладают в среднем большей скоростью, чем атомы тяжелого изотопа, и быстрее диффундируют через пористые перегородки, в растворах и т. п.

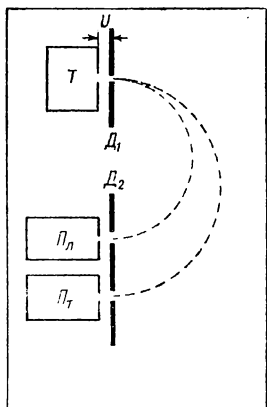


Рис. 348. Схема прибора для разделения изотопов. Т — источник ионов;  $D_1$  и  $D_2$  — диафрагмы;  $P_L$  — приемник для легкого изотопа;  $P_T$  — приемник для тяжелого изотопа;  $U$  — напряжение, ускоряющее ионы изотопов.

Важной для физики и техники разновидностью водорода является мало распространенный в природе изотоп с массой 2 — так называемый *тяжелый водород*, или *дейтерий* (химический символ  $H^2$  или D). Соединяясь с кислородом, тяжелый водород образует воду  $D_2O$  с молекулярным весом  $2 \times 2 + 16 = 20$  — *тяжелую воду*. Тяжелая вода по своим свойствам заметно отличается от обычной воды. Так, при нормальном давлении температура замерзания тяжелой

воды  $3,8^\circ C$ , температура кипения  $101,4^\circ C$ . Биологические процессы в тяжелой воде протекают иначе, чем в обычной. Тяжелая вода непригодна поэтому для питания земных организмов, приспособившихся исторически к обычной воде. Сравнительно большое различие свойств обычного и тяжелого водорода, а вместе с тем обычной и тяжелой воды обусловлено тем, что атом тяжелого водорода в два раза тяжелее атома легкого, тогда как в других элементах масса тяжелого изотопа лишь незначительно превосходит массу легкого изотопа (например, для неона только на 5 или 10%).

При электролизе тяжелая вода разлагается медленнее обычной. Это явление используется как один из способов

получения тяжелой воды. Выделение тяжелой воды представляет собой довольно трудную задачу, так как относительное содержание ее в обычной воде ничтожно мало — около сотой доли процента.

У п р а ж н е н и я. 14. Найти расстояние между центрами щелей приемников в масс-спектрографе (по схеме рис. 348), служащем для разделения изотопов урана  $U^{238}$  и  $U^{235}$ , если радиус траектории ионов  $U^{235}$  равен 50 см.

15. Ток пучка ионов урана  $U^+$  в масс-спектрографе равен 1 ма. Какое количество  $U^{235}$  выделится на приемнике за сутки?

**§ 200. Ядерная модель атома.** В предыдущих параграфах мы познакомились с данными о размерах и массах атомов. Перейдем теперь к вопросу о внутреннем строении атома.

Изучению строения атома способствовало открытие явлений радиоактивности. Мы подробно остановимся на этих явлениях в гл. XXI. Пока нам достаточно знать о радиоактивности следующее.

Некоторые элементы, расположенные в конце периодической системы Д. И. Менделеева, обладают способностью испускать быстрые заряженные частицы, называемые *альфа-частицами* ( $\alpha$ -частицами). Опыты показали, что  $\alpha$ -частицы представляют собой ионизованные атомы гелия. Они несут положительный электрический заряд в две элементарные единицы (2 эл. з.) и обладают массой 4 аеи. Обнаруживаться  $\alpha$ -частицы могут по различным своим действиям, например по действию на люминесцирующие экраны. При ударе даже одной быстрой  $\alpha$ -частицы об экран, покрытый люминесцирующим веществом (например, сернистым цинком), возникает кратковременная вспышка света, называемая сцинтилляцией. Сцинтилляции легко замечаются глазом, в особенности при наблюдении в микроскоп с небольшим увеличением.  $\alpha$ -частицы вылетают из радиоактивных атомов со скоростью, превышающей 10 000 км/сек. Благодаря своей громадной скорости  $\alpha$ -частицы при столкновениях с атомами могут проникать внутрь последних. Этим удастся воспользоваться, чтобы получить сведения о внутреннем устройстве атома.

Рассмотрим следующий опыт (рис. 349). Перед источником  $\alpha$ -частиц  $I$  помещена диафрагма  $D$  с небольшим отверстием в центре.  $\alpha$ -частицы, попадающие на материал диафрагмы, задерживаются;  $\alpha$ -частицы, попадающие в отверстие, проходят через него в виде узкого пучка. В месте

попадания пучка  $\alpha$ -частиц на прозрачный люминесцирующий экран *Л. Э.* образуется светящееся пятно, представляющее собой сцинтилляции, возникающие под ударом каждой отдельной  $\alpha$ -частицы. Так как число частиц, попадающих на экран за 1 сек, велико, то отдельные сцинтилляции сливаются для наблюдателя в световое пятно.

Поместим перед экраном тонкий слой какого-либо вещества, например золотую фольгу, толщиной примерно 1 мк.

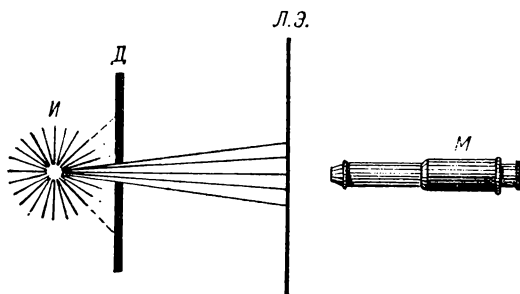


Рис. 349. Наблюдение сцинтилляций, вызываемых  $\alpha$ -частицами.

*И* — источник  $\alpha$ -частиц; *Д* — диафрагма с небольшим отверстием; *Л. Э.* — люминесцирующий экран; *М* — микроскоп для наблюдения сцинтилляций.

Мы увидим (рис. 350), что интенсивность центрального светящегося пятна уменьшится, правда незначительно. В то же время появится некоторое число сцинтилляций вне центрального пучка. Эти сцинтилляции вызваны  $\alpha$ -частицами, которые при прохождении сквозь золотую фольгу изменили направление полета, или, как говорят, *р а с с е я л и с ь*. Передвигая микроскоп по экрану от центрального пятна наружу, мы установим, что число рассеянных  $\alpha$ -частиц быстро убывает с увеличением угла рассеяния.

В описанном опыте замечательным является следующее. Диаметр атома золота равен  $3 \cdot 10^{-8}$  см. Золотая фольга толщиной 1 мк содержит  $10^{-4} : (3 \cdot 10^{-8}) = 3300$  атомных слоев. В твердом теле атомы расположены почти вплотную (§ 192). Поэтому при прохождении через фольгу  $\alpha$ -частица должна столкнуться примерно с 3000 атомов золота. Тем не менее, как мы видели, подавляющая доля  $\alpha$ -частиц проходит фольгу и не испытывает при этом заметного рассея-

ния. На основании этих опытов мы приходим к заключению, что атом золота ни в коем случае нельзя считать непроницаемым.

С другой стороны, важно отметить, что некоторые  $\alpha$ -частицы, проходя через фольгу, рассеиваются на большие углы. Чтобы отклонить обладающую колоссальной скоростью  $\alpha$ -частицу на большой угол, нужны громадные силы. Следовательно, внутри атома на  $\alpha$ -частицу могут действовать очень большие силы, но в поле этих сил попадает лишь малая доля пролетающих частиц.

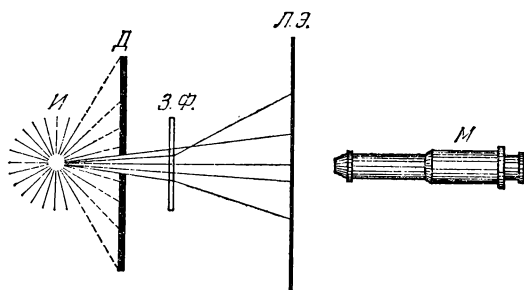


Рис. 350. Рассеяние  $\alpha$ -частиц золотой фольгой З. Ф.  
Остальные обозначения те же, что и на рис. 349

Чтобы объяснить эти опыты, Резерфорд <sup>1)</sup> предложил (в 1911 г.) ядерную модель строения атома. Согласно ядерной модели почти вся масса атома сосредоточена в положительно заряженном ядре, занимающем лишь ничтожную часть объема атома. Положительное ядро окружено отрицательными электронами. Электронная оболочка занимает практически весь объем атома, но масса ее ввиду легкости электрона незначительна.

Рассмотрим с точки зрения такой ядерной модели процесс прохождения  $\alpha$ -частицы через атом. На  $\alpha$ -частицу, проникающую в атом, действуют электрические силы со стороны ядра и электронов <sup>2)</sup>. Масса электрона

<sup>1)</sup> Эрнест Резерфорд (1871—1937) — знаменитый английский физик.

<sup>2)</sup> Между частицами внутри атома действуют также и силы гравитации, но они настолько малы по сравнению с электрическими силами, что их можно в данном случае не учитывать (см. упражнение 18).

почти в 8000 раз меньше массы  $\alpha$ -частицы. Поэтому взаимодействие  $\alpha$ -частицы с электроном протекает аналогично упругому соударению быстро движущегося тяжелого шара с легким. При таком соударении направление движения легкого шара может резко измениться, тогда как скорость тяжелого шара изменяется незначительно (рис. 351). Таким образом, взаимодействие с электронами не приводит к заметному отклонению  $\alpha$ -частицы. Что касается взаимодействия  $\alpha$ -частицы с ядром, то оно может заметно

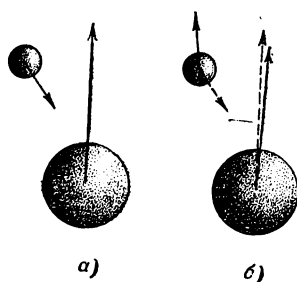


Рис. 351. Соударение тяжелого шара с легким.

а) Скорости до удара; б) после удара (пунктиром указаны скорости до удара). Движение тяжелого шара изменяется в результате соударения лишь незначительно.

изменить движение  $\alpha$ -частицы. В самом деле, в случае золота роль тяжелого шара играет ядро атома золота, а роль легкого —  $\alpha$ -частица (масса атома золота равна 197 аеи, масса  $\alpha$ -частицы — 4 аеи).

Отклонение  $\alpha$ -частицы пропорционально действующей на нее силе, которая тем больше, чем ближе к ядру подходит  $\alpha$ -частица.

То обстоятельство, что некоторые  $\alpha$ -частицы испытывают весьма значительные отклонения, доказывает, что иногда  $\alpha$ -частица и ядро могут сблизиться до очень небольшого расстояния, т. е. что размеры и  $\alpha$ -частицы и ядра очень малы. Но такие  $\alpha$ -частицы, которые пролетают близко от ядра, встречаются редко. Большинство  $\alpha$ -частиц пролетает на сравнительно большом расстоянии от ядра и поэтому слабо отклоняется (рис. 352).

Используя закон Кулона и законы динамики Ньютона, Резерфорд рассчитал зависимость числа рассеянных  $\alpha$ -частиц от угла рассеяния. Результаты расчета прекрасно согласуются с данными измерений, проведенных с фольгами из различных материалов. Это согласие доказывает правильность ядерной модели атома. Оно же доказывает правильность допущения, что электрические силы, действующие внутри атома, подчиняются закону Кулона ( $\sim 1/r^2$ ). Но мы знаем, что закон Кулона справедлив в том случае, когда размеры взаимодействующих зарядов малы по сравнению с расстояниями между ними. То обстоятельство, что закон

этот соблюдается даже при очень значительном сближении центров взаимодействующих ядра и  $\alpha$ -частицы, показывает, что размеры ядер должны быть очень малы. Теоретический расчет и сравнение его с опытными данными позволяет сделать количественные заключения о размерах ядра и величине его заряда.

Оказывается, что диаметры ядер разных атомов несколько различны (диаметр ядра тем больше, чем больше масса атома) и составляют около  $10^{-12}$  см. Размер ядра, таким образом, примерно в 10 000 раз меньше размера атома. Вообразим на минуту, что мы проникли глазом внутрь плотной среды — жидкости или твердого тела. Мы увидим «туман» легких электронов, заполняющий весь объем вещества. В этом «тумане» редко-редко расположены крошечные, но тяжелые атомные ядра, отстоящие друг от друга на расстояния, в десять тысяч раз превышающие размеры самих ядер.

Что касается заряда ядра, то, будучи выражен в элементарных электрических зарядах, он оказался равным номеру элемента в периодической системе Д. И. Менделеева. Так как атом в целом нейтрален, то число электронов в атоме равно заряду ядра в элементарных единицах. Таким образом, порядковый номер элемента в таблице Менделеева имеет глубокий физический смысл: *порядковый номер элемента есть заряд атомного ядра в элементарных единицах заряда и в то же время число электронов в электронных оболочках атома.*

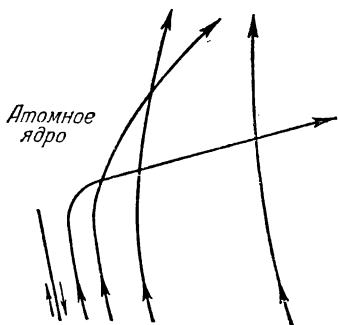


Рис. 352. Траектории  $\alpha$ -частиц, пролетающих на разных расстояниях от атомного ядра.

**§ 201. Энергетические уровни атомов.** Попыты по рассеянию  $\alpha$ -частиц обнаружили существование в атомах тяжелого положительного ядра и электронной оболочки. Дальнейшие сведения о свойствах атомов дало изучение таких атомных процессов, которые сопровождаются изменением внутренней энергии атома. Сюда относятся столкновения атомов с электронами, испускание и поглощение

света атомами и др. Исследуя эти процессы, удалось установить своеобразные и очень важные закономерности, которым подчиняется внутренняя энергия атомов.

Столкновения электронов с атомами. Наиболее простые условия для изучения передачи энергии от электронов к атомам могут быть осуществлены в устройстве, изображенном на рис. 353. Из трубки  $T$

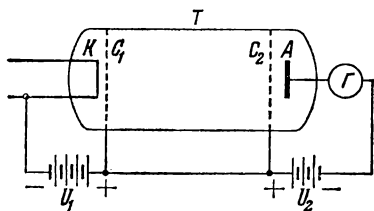


Рис. 353. Устройство для измерения потери энергии электроном при движении его в парах ртути.

$T$  — стеклянная трубка, заполненная парами ртути (давление — тысячные доли мм рт. ст.);  $K$  — накаливаемый катод (нагреватель на чертеже не указан);  $C_1$  и  $C_2$  — редкие металлические сетки, соединенные между собой;  $A$  — анод;  $\Gamma$  — гальванометр;  $U_1$  — ускоряющая разность потенциалов;  $U_2$  — тормозящая разность потенциалов.

выкачан воздух, и в нее введено небольшое количество одноатомных паров какого-нибудь вещества, например ртути<sup>1)</sup>. Электроны, испускаемые накаливаемым катодом  $K$ , ускоряются разностью потенциалов  $U_1$ , действующей между  $K$  и  $C_1$ . Благодаря очень малой концентрации атомов электроны пролетают короткий путь  $KC_1$  без столкновений и приобретают энергию  $U_1$  эв.

За сеткой  $C_1$  на пути  $C_1C_2$  электрическое поле равно нулю, так как  $C_1$  и  $C_2$

находятся при одинаковом потенциале, и энергия электрона может измениться только за счет соударения с атомом. Путь  $C_1C_2$  выбирается достаточно длинным, так что каждый электрон испытывает хотя бы одно соударение. Далее, на пути между  $C_2$  и  $A$  действует разность потенциалов  $U_2$ , тормозящая электроны; ввиду этого до  $A$  могут дойти только те электроны, энергия которых больше  $U_2$  эв.

Постепенно увеличивая  $U_2$ , определим запирающую разность потенциалов, т. е. то наименьшее значение  $U_2$ , при котором электроны не доходят до  $A$  и ток через гальванометр  $\Gamma$  прекращается. Измерив запирающую разность потенциалов, можем установить, теряют ли электроны энергию при столкновениях с атомами. В самом деле,

<sup>1)</sup> Опыты можно вести не только с атомами, но и с молекулами. Однако при этом явления сильно усложняются. Поэтому мы ограничимся случаем одноатомных веществ.

если на пути  $C_1C_2$  электроны не теряют энергии, то запирающая разность потенциалов будет равна ускоряющей; в противном случае она будет меньше. При этом, если каждый электрон отдает  $W$  эв, то превышение ускоряющего напряжения над тормозящим составит  $W$  в.

Опыты такого рода, проведенные с парами ртути, дали замечательный результат. Оказалось, что передача энергии от электронов к атомам существенно зависит от энергии электрона. Пока энергия электронов меньше, чем 4,9 эв (т. е.  $U_1 < 4,9$  в), электроны вовсе не теряют энергии при соударениях с атомами (т. е.  $U_2 = U_1$ ). Но когда энергия электронов достигает (или немного превышает) 4,9 эв ( $U_1 \geq 4,9$  в), потеря энергии при соударениях сразу становится большой (т. е.  $U_2 \ll U_1$ ). При этом при столкновении электрон отдает, а значит, атом ртути воспринимает всегда одну и ту же порцию энергии, равную 4,9 эв<sup>1</sup>). Очевидно, эта величина характеризует свойство атома ртути: энергия его может меняться только на конечную величину в 4,9 эв. Меньшие количества энергии атом ртути не воспринимает.

При изучении механики, теплоты, электричества мы не встречались с подобным явлением: энергия любого тела или системы тел в принципе могла изменяться непрерывно, т. е. сколь угодно малыми порциями. В случае же атома ртути непрерывное изменение энергии невозможно — энергия ртутного атома меняется только прерывно, т. е. на конечную величину<sup>2</sup>).

Делая соответствующие опыты с другими веществами, мы приходим к тому же заключению о прерывности (дискретности) энергетических состояний атомов.

Исследование оптических спектров. Как известно (§ 168), элементы в газообразном состоянии обладают линейчатыми спектрами испускания и поглощения света. Каждому элементу свойственны определенные спектральные линии, отличные от линий других эле-

---

<sup>1</sup>) Если энергия электронов превышает 6,7; 8,3 эв и т. д., то при соударениях с атомами ртути передаваемые порции энергии могут быть не только 4,9, но и 6,7; 8,3 эв и т. д.

<sup>2</sup>) Речь идет о внутренней энергии атома. Кинетическая энергия атома, двигающегося как целое, может меняться на сколь угодно малые количества в соответствии с тем, что скорость поступательного движения атома может меняться на любую малую величину.



ментов. Так как атомы газа находятся в среднем на больших расстояниях и не влияют друг на друга, частоты линейчатого спектра элемента должны определяться свойствами отдельного атома этого элемента.

В гл. XIX мы выяснили, что световая энергия существует в виде мельчайших неделимых порций — квантов; атомы должны, следовательно, излучать и поглощать свет такими же порциями, квантами. Энергия кванта пропорциональна частоте света  $\nu$ , т. е. равна  $h\nu$ , где  $h=6,6 \cdot 10^{-27}$  эрг·сек — постоянная Планка. Энергия испущенного атомом кванта по закону сохранения энергии равна разности энергий атома до и после излучения, т. е.

$$h\nu = \mathcal{E} - \mathcal{E}', \quad (8)$$

где  $\mathcal{E}$  — энергия начального состояния атома (до излучения);  $\mathcal{E}'$  — энергия конечного состояния атома (после излучения).

Соотношение (8) связывает изменение энергии атома при испускании или поглощении света с частотой последнего  $\nu$ . Если бы энергия атома могла испытывать всевозможные изменения, то в атомном спектре присутствовали бы всевозможные частоты и он был бы сплошным подобно спектру раскаленного твердого тела. В действительности же атомный спектр (т. е. спектр испускания или поглощения одноатомного газа) не сплошной, а линейчатый. Он содержит только некоторые определенные характерные для данного атома частоты. Следовательно, энергия атома не может испытывать всевозможные, любые изменения. Энергия атома может изменяться только на некоторые определенные значения. Зная спектр вещества, нетрудно найти эти значения с помощью соотношения (8).

Так, например, спектр поглощения ртутного пара содержит следующие линии (в порядке убывания длин волн): 2537, 1850, 1403 Å и т. д. Подставляя в (8), находим для первой линии:

$$\mathcal{E} - \mathcal{E}' = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \frac{6,6 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{2537 \cdot 10^{-8}} = 7,8 \cdot 10^{-12} \text{ эрг},$$

или

$$\mathcal{E} - \mathcal{E}' = \frac{7,8 \cdot 10^{-12}}{1,6 \cdot 10^{-12}} = 4,9 \text{ эв}.$$

Для второй и третьей линий получаем соответственно

$\mathcal{E} - \mathcal{E}' = 6,7$  эв и  $\mathcal{E} - \mathcal{E}' = 8,3$  эв. Атом ртути может, таким образом, воспринимать энергию только в виде порций, равных 4,9; 6,7; 8,3 эв и т. д. Наименьшая воспринимаемая порция оказывается равной 4,9 эв в согласии с результатом, полученным из опытов по соударениям электронов с атомами<sup>1)</sup>.

Итак, оба рассмотренных нами класса явлений — оптические спектры и взаимодействие атомов с электронами — указывают на прерывной (дискретный) характер внутренней энергии атомов. Энергия атома не может изменяться непрерывно. Она изменяется скачками на определенные, конечные порции, различные для разных атомов. Отсюда следует, что энергия атома не может быть любой, а может принимать только некоторые избранные значения, характерные для каждого атома. Возможные значения внутренней энергии атома получили название *энергетических* или *квантовых уровней*.

Схема энергетических уровней атома водорода, построенная на основании спектральных данных, изображена на

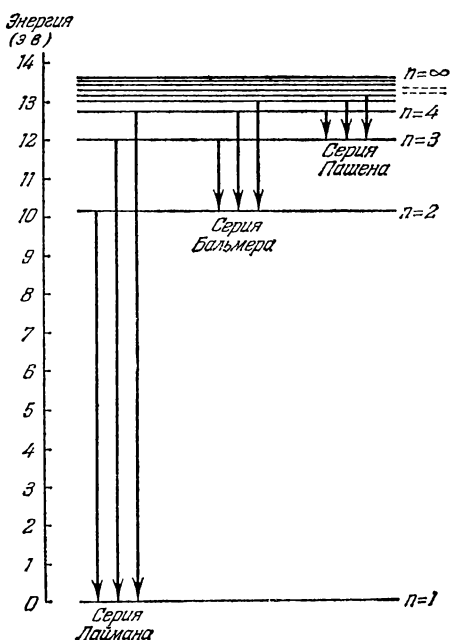


Рис. 354. Схема энергетических уровней атома водорода.

Горизонтальные линии — энергетические уровни ( $n$  — номер уровня). За начало отсчета по шкале энергий принята наименьшая внутренняя энергия атома водорода, т. е. энергия уровня  $n=1$ . Вертикальные линии — переходы с верхних энергетических уровней на нижние. Длина такой линии дает энергию  $h\nu$  светового кванта, излучаемого при данном переходе. Переходы группируются в серии: серия Лаймана — переходы с уровней  $n>1$  на уровень  $n=1$ , серия Бальмера — переходы с уровней  $n>2$  на уровень  $n=2$  и т. д. (см. также § 170).

<sup>1)</sup> Отметим, что в этих опытах наблюдается свечение паров ртути с испусканием света с длиной волны 2537 Å, возникающее, когда энергия электронов становится равной или больше 4,9 эв.

рис. 354 в виде ряда параллельных линий. Расстояние между двумя линиями равно разности энергий двух состояний водородного атома и, следовательно, пропорционально частоте кванта, излучаемого при переходе из одного состояния в другое (более низкое). Поэтому величины этих расстояний выражают также в некотором масштабе частоты спектральных линий водорода.

Атом, находящийся в одном из высших энергетических состояний (обозначенных номером  $n > 1$  на рис. 354), через некоторый небольшой промежуток времени (около  $10^{-8}$  сек) перейдет в более бедное энергией состояние, испуская соответствующий квант. Из низшего энергетического состояния ( $n=1$ ) атом не может самопроизвольно (без сообщения энергии извне) перейти в другое состояние. Следовательно, низшее состояние является устойчивым. При нормальных условиях все атомы находятся в низшем состоянии, и газ не светится.

Сообщая атому энергию, мы можем возбудить его, т. е. перевести из нормального (низшего) состояния в одно из высших энергетических состояний. В случае водорода расстояние от низшего энергетического уровня ( $n=1$ ) до ближайшего высшего уровня составляет 10,1 эв. Эта величина является той наименьшей порцией энергии, которую находящийся в низшем состоянии водородный атом может поглотить. Меньшего количества энергии атом водорода не может воспринять, ибо у него не существует состояний, энергия которых отличается от энергии нормального состояния меньше чем на 10,1 эв. Для атома ртути аналогичная величина равна, как мы видели, 4,9 эв.

**Упражнения. 16.** Свечение атомарного водорода возбуждают электронами с энергией 12,5 эв. Кванты какой энергии будут испускаться? **Указание.** Использовать схему энергетических уровней водорода (см. рис. 354).

**17.** Используя схему рис. 354, найти частоты и длины волн линий в спектре поглощения атомарного водорода.

**18.** Вычислить электрическую силу и силу тяготения, действующие между электроном и ядром в атоме водорода. Радиус атома принять равным  $r=0,5 \cdot 10^{-8}$  см. Постоянная тяготения равна  $f=6,7 \cdot 10^{-8}$  дин·см<sup>2</sup>/г<sup>2</sup>.

**§ 202. Вынужденное излучение света. Квантовые генераторы.** Представление о квантовых энергетических уровнях атомов было введено в физику Н. Бором в 1913 г. Оно

очень естественно объяснило линейчатые атомные спектры как результат процессов спонтанного (самопроизвольного) излучения и резонансного (избирательного) поглощения света атомами (рис. 355, а и б). В 1919 г. Эйнштейн показал, что наряду с процессами спонтанного излучения и резонансного поглощения существует третий процесс — *вынужденное* (индуцированное)

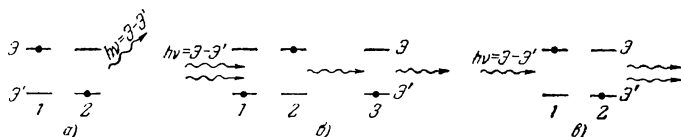


Рис. 355. а) Спонтанное излучение света. 1 — в результате столкновения с другим атомом или с электроном, или в результате поглощения светового кванта атом перешел на один из своих верхних уровней Э (для простоты на схеме указаны только два квантовых уровня Э и Э'); 2 — через некоторое время возбужденный атом сам по себе (без внешних воздействий) переходит на нижний уровень Э', испуская световой квант  $h\nu = \mathcal{E} - \mathcal{E}'$ . б) Резонансное поглощение света. 1 — атом, находящийся на квантовом уровне Э', облучается светом с частотой

$$\nu = \frac{\mathcal{E} - \mathcal{E}'}{h}$$

(резонансная частота); 2 — атом поглощает из светового пучка один квант  $h\nu = \mathcal{E} - \mathcal{E}'$  и переходит на уровень Э; световой пучок ослабляется; в) Вынужденное излучение света. 1 — атом, находящийся на верхнем уровне Э, облучается светом резонансной частоты; 2 — атом испускает квант  $h\nu = \mathcal{E} - \mathcal{E}'$  в направлении падающего светового пучка, который в результате этого усиливается; атом переходит при этом на нижний уровень Э'.

*излучение.* По Эйнштейну свет резонансной частоты, т. е. той частоты, которую атомы способны поглощать, переходя на более высокий квантовый уровень, должен вызывать высвечивание атомов, уже находящихся на этом верхнем уровне (рис. 355, в).

Характерная особенность вынужденного излучения состоит в том, что *испускаемый свет не отличим от вынуждающего света*, т. е. совпадает с ним по всем признакам — по частоте, фазе, поляризации и направлению распространения.

Это означает, что вынужденное излучение добавляет в световой пучок точно такие же кванты, какие уводит из него резонансное поглощение. Поэтому на опыте проявляется только разность поглощенного и вынужденного излучения. Поглощают свет атомы, находящиеся на нижнем из двух участвующих в игре уровней, и излучают же атомы, находящиеся на верхнем уровне.

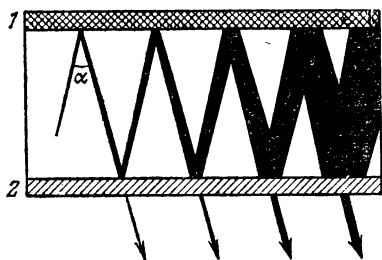


Рис. 356. Схема действия оптического квантового генератора.

1, 2 — плоскопараллельные зеркала; зеркало 2 слегка прозрачно. Пространство между зеркалами заполнено активной средой, т. е. средой, содержащей больше возбужденных атомов, чем невозбужденных. Среда усиливает проходящий через нее свет, начало которому дает спонтанное излучение одного из атомов. Большое усиление достигается, когда угол  $\alpha$  очень мал, так что свет испытывает много отражений и все лучи накладываются, усиливая друг друга. (Это соответствует образованию в пространстве между пластинами 1 и 2 стоячей световой волны, см. § 47). Излучение генератора выходит наружу через зеркало 2.

Ввиду этого, если среда содержит на нижнем уровне больше атомов, чем на верхнем, то преобладает поглощение и световой пучок ослабляется средой.

Напротив, если больше населен верхний уровень, то преобладает вынужденное излучение и среда усиливает проходящий свет. В последние годы это явление получило применение в очень перспективных приборах — *квантовых усилителях и генераторах света*. Схема действия квантового генератора приведена на рис. 356. Такой генератор излучает свет с частотой  $\nu = \frac{\mathcal{E} - \mathcal{E}'}{h}$ , где

$\mathcal{E} - \mathcal{E}'$  — разность уровней, участвующих в процессе. До настоящего времени построены генераторы (и усилители), действующие в диапазоне коротких радиоволн, инфракрасного, видимого и ультрафиолетового света<sup>1)</sup>.

Так как при излучении света атомы переходят с верхнего уровня на нижний, генерация приводит к быстрому уменьшению избытка населенности верхнего уровня. Если не восполнять уменьшение, то действие генератора пре-

<sup>1)</sup> Для этих приборов употребляют также названия «лазер» («микроволновый») — сокращения английских слов в фразе «Light (Microwave) Amplification by Stimulated Emission of Radiation», т. е. «усиление света (микроволн) при помощи индуцированного излучения».

кратится, как только избыточная населенность снизится до некоторого предельного уровня.

Изложенные принципы были осознаны и реализованы только спустя 3—4 десятилетия после открытия Эйнштейном вынужденного излучения <sup>1)</sup>. Причина этого кроется в необычности состояния, когда большая часть атомов находится на верхнем уровне. В обычных условиях всегда наблюдается обратное положение — сильнее заселен нижний уровень. Это связано с тем, что для перехода с нижнего уровня на верхний атому надо сообщить порцию энергии, равную разности уровней  $\mathcal{E} - \mathcal{E}'$ , тогда как для обратного перехода подвода энергии не требуется. При низких температурах только ничтожная доля атомов обладает кинетической энергией, большей  $\mathcal{E} - \mathcal{E}'$ . Поэтому возбуждение атома при атомных столкновениях является исключительно редким событием, и все атомы находятся на нижнем уровне. Это проявляется в хорошо известном факте — холодные вещества не светятся. С повышением температуры населенность верхнего уровня возрастает и появляется свечение.

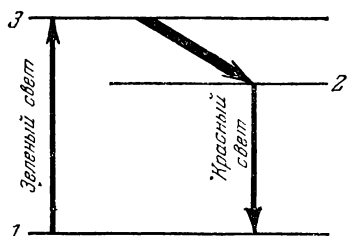


Рис. 357. Схема квантовых уровней атома хрома в рубине.

При очень высоких температурах, когда кинетическая энергия атомов много больше  $\mathcal{E} - \mathcal{E}'$ , энергия, необходимая для возбуждения атома при атомных столкновениях, становится легко доступной. В этих условиях населенности уровней выравниваются. Однако добиться, чтобы верхний уровень стал более населенным, чем нижний, нагревом нельзя. Этого можно достигнуть только с помощью специальных методов, один из которых мы рассмотрим сейчас при описании оптического квантового генератора на рубине.

Рубин — кристалл окиси алюминия  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , содержащий небольшую примесь хрома. Для работы квантового генератора используются энергетические уровни атомов (точнее ионов) хрома, входящих в рубин; схема этих уровней представлена на рис. 357. Освещая кристалл зеленым

<sup>1)</sup> Толчок этому дали исследования нескольких групп физиков в СССР (Н. Г. Басов, А. М. Прохоров, В. А. Фабрикант), США и Канаде.

светом, можно перевести атом хрома с основного уровня 1 на уровень 3. С уровня 3 атом в большинстве случаев переходит на уровень 2, а уже с уровня 2 — на уровень 1. Скорость переходов  $3 \rightarrow 2$  в тысячи раз больше скорости перехода  $2 \rightarrow 1$ . Благодаря этому атомы «оседают» на уровне 2. Если кристалл освещать зеленым светом очень большой интенсивности, то на уровень 2 можно перевести больше половины атомов

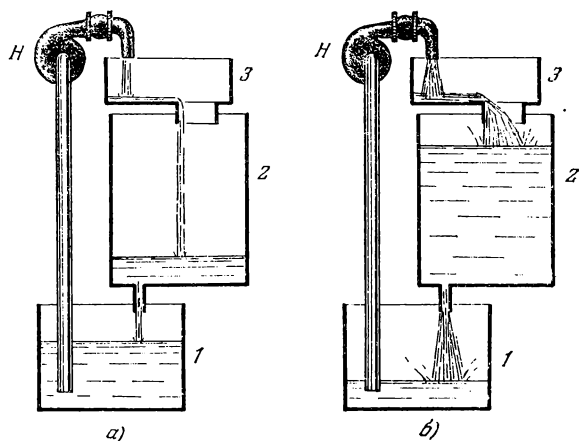


Рис. 358. Гидравлическая аналогия метода оптической «накачки» для создания избыточной населенности на возбужденном уровне.

Высота столба воды в баке 2 возрастает при работе насоса  $H$  до тех пор, пока не станет достаточной, чтобы «протолкнуть» всю доставляемую насосом воду через узкую сливную трубу. а) Работа насоса с малой и б) с большой производительностью. В этой аналогии баки 1, 2 и 3 играют роль уровней атома хрома в рубине, высоты столбов воды — роль населенностей уровней, насос — роль источника «накачивающего» зеленого света.

хрома, содержащихся в кристалле, т. е. получить то «нестественное» соотношение населенностей уровней, которое нужно для работы квантовых генераторов (рис. 358).

Устройство рубинового генератора изображено на рис. 359. «Накачивающая» вспышка зеленого света возникает при разряде конденсатора  $C$  через импульсную газоразрядную лампу  $ИЛ$ , помещенную в отражающем кожухе  $K$ . Лампа в виде спирали окружает рубиновый стерженек  $P$  со строго плоскопараллельными отполированными торцами, на которые нанесены зеркальные слои. Как только под действием «накачивающей» вспышки на уровне 2 (рис. 357)

накопится достаточный избыток атомов по сравнению с уровнем 1, возникнет рассмотренный ранее процесс генерации света с частотой, соответствующей разности уровней 2 и 1 (красный свет с длиной волны около 6900 Å). Через один из своих торцов (покрытие которого сделано слегка прозрачным) рубин испустит при этом узкий красный луч. Луч будет в высокой степени параллельным, так как генерация происходит лучше всего на волнах, распространяющихся перпендикулярно к торцам рубинового стержня (см. рис. 356).

Очень важным свойством излучения квантового генератора является его *когерентность* (см. §§ 44 и 124): световые волны, испускаемые разными участками светящейся поверхности генератора, находятся в одной фазе; колебания являются правильными в том смысле, что их частота

постоянна, а фаза не испытывает нерегулярных изменений. В этом отношении квантовые генераторы намного превосходят все другие источники света и, по существу, не отличаются от обычных генераторов радиоволн. Когерентность, правильность излучения квантового генератора обусловлена тем, что вынужденно испущенный свет строго согласован с вынуждающим светом, неотличим от него. Правильность излучения квантового генератора настолько велика, что с некоторыми типами таких устройств удается наблюдать интерференцию пучков света, испускаемых двумя независимыми генераторами. Как отмечено в § 124, с обычными источниками света такой результат не может быть получен.

Когерентность, монохроматичность и направленность излучения квантовых генераторов позволяют с помощью собирающих линз фокусировать излучение в малую область размером порядка длины волны света. Концентрация энергии в фокусе оказывается настолько большой, что луч рубинового генератора, сфокусированный на стальную пластинку, мгновенно прожигает в ней тончайшее отверстие.

Эти же свойства квантовых генераторов позволяют предвидеть многие другие применения, например, для передачи

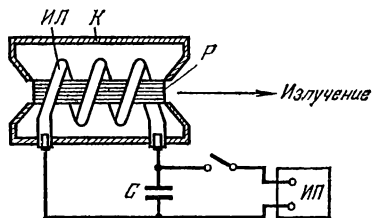


Рис. 359. Устройство оптического генератора на рубине.

ИП — источник питания, служащий для зарядки конденсатора С.



энергии и для связи на большие расстояния, вплоть до космических. Эти перспективы объясняют большие усилия физиков и техников, направленные на дальнейшее совершенствование квантовых генераторов.

Эйнштейн пришел к выводу о существовании индуцированного излучения путем рассуждений, идею которых упрощенно можно изложить следующим образом. Рассмотрим непрозрачный сосуд с двумя отверстиями *А* и *В*, наполненный газом и помещенный в термостат (рис. 360). Пусть во всех частях системы установилась одна и та же температура. В дальнейшем температура внутри сосуда сама собой

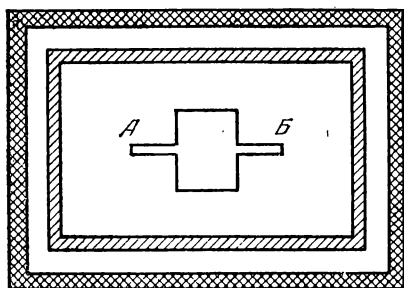


Рис. 360. Возникновение индуцированного излучения.

изменяться не может, так как для создания разности температур (т. е. переноса тепла от холодного тела к горячему) нужно затратить работу (см. т. I, гл. XVIII). Так как нагретый термостат светится, в нем присутствует излучение. Интенсивность пучка излучения, входящего в сосуд через канал *А*, должна равняться интенсивности пучка, выходящего из *В*. В противном случае в сосуд будет вноситься (или выноситься) энергия и температура внутри него будет изменяться, что невозможно.

Но атомы газа внутри сосуда, находящиеся на нижнем энергетическом уровне, поглощают свет резонансной частоты, ослабляя излучение, выходящее через *В*. Следовательно, это поглощение должно компенсироваться излучением. Спонтанное излучение атомов, находящихся на верхнем уровне, не может дать полной компенсации. Действительно, при увеличении температуры интенсивность спонтанного излучения перестает возрастать после того, как населенности верхнего и нижнего уровней сравняются. В то же время интенсивность теплового свечения с нагревом возрастает неограниченно; пропорционально растут интенсивность пучка света, входящего в сосуд, и число поглощаемых в секунду квантов. Поэтому при очень высокой температуре спонтанное излучение можно не принимать во внимание. Отсюда следует, что должно существовать излучение той же резонансной частоты, пропорциональное силе света в пучке и при равной населенности атомных уровней в точности компенсирующее поглощение. Это и есть вынужденное излучение.

**§ 203. Атом водорода. Своеобразие законов движения электрона в атоме.** Существование дискретных энергетических уровней является фундаментальным свойством атомов (так же как и молекул и атомных ядер).

Попробуем применить известные нам законы физики, чтобы представить себе устройство атома, объясняющее

дискретность, т. е. прерывность его энергетических уровней. Рассмотрим простейший из атомов — атом водорода. Порядковый номер водорода в периодической системе элементов равен единице, следовательно, водородный атом состоит из положительного ядра, заряд которого равен 1 эл. з., и одного электрона. Между ядром и электроном действует сила притяжения зарядов. Наличие этой силы обеспечивает радиальное (центростремительное) ускорение, благодаря чему легкий электрон будет обращаться вокруг тяжелого ядра по круговой или эллиптической орбите точно так же, как планета обращается вокруг Солнца под влиянием силы тяготения. Различным возможным состояниям атома соответствует, таким образом, различие в размерах (и форме) орбиты электрона, обращающегося около ядра<sup>1)</sup>.

Энергия электрона в атоме складывается из кинетической энергии движения по орбите и потенциальной энергии в электрическом поле ядра. Можно показать (см. в

конце параграфа), что энергия электрона на круговой орбите, а следовательно, и энергия атома в целом, зависит от радиуса электронной орбиты: меньшему радиусу орбиты соответствует меньшая энергия атома. Но, как мы видели в § 201, энергия атома может принимать не любые, а только определенные избранные значения. Так как энергия определяется радиусом орбиты, то каждому энергетическому уровню атома отвечает орбита определенного избранного радиуса.

Картина возможных круговых орбит электрона в атоме водорода изображена на рис. 361. Низшему энергетическому уровню атома соответствует орбита наименьшего радиуса.

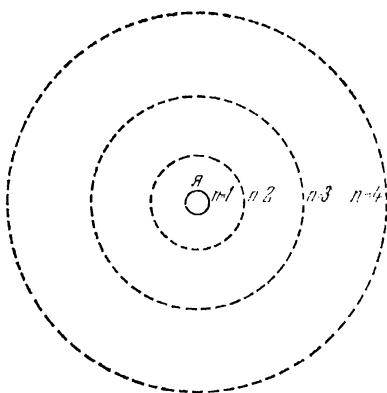


Рис. 361. Возможные орбиты электрона в атоме водорода.

Радиус орбит возрастает пропорционально  $n^2$ , т. е. в отношении 1 : 4 : 9 : 16 и т. д.

<sup>1)</sup> В дальнейших рассуждениях будем считать все орбиты круговыми; это упрощение не повлияет на выводы.

Нормально электрон находится на этой орбите. При сообщении достаточно большой порции энергии электрон переходит на другой энергетический уровень, т. е. «перескакивает» на одну из внешних орбит. Как указывалось, в таком так называемом возбужденном состоянии атом неустойчив. Через некоторое время электрон переходит на более низкий уровень, т. е. «перескакивает» на орбиту меньшего радиуса. Переход электрона с дальней орбиты на ближнюю сопровождается испусканием светового кванта.

Итак, из ядерной модели атома и дискретности его энергетических уровней вытекает существование избранных, «разрешенных», орбит электрона в атоме. Встает вопрос, почему электрон не может вращаться вокруг ядра по орбите произвольного радиуса. В чем физическое различие дозволенных и недозволенных орбит?

Законы механики и электричества, знакомые нам из предыдущего курса физики, не дают на эти вопросы никакого ответа. С точки зрения этих законов все орбиты совершенно равноправны. Существование выделенных орбит **п р о т и в о р е ч и т** этим законам.

Не менее разительным противоречием известным нам законам физики является **у с т о й ч и в о с т ь** атома (в основном состоянии). Мы знаем, что всякий заряд, движущийся с ускорением, излучает электромагнитные волны. Электромагнитное излучение уносит с собой определенное количество энергии. В атоме электрон движется с большой скоростью по орбите малого радиуса и, следовательно, обладает огромным центростремительным ускорением. Согласно известным нам законам электрон должен терять энергию, излучая ее в виде электромагнитных волн. Но, как было указано выше, если электрон теряет энергию, радиус его орбиты уменьшается. Следовательно, электрон не может вращаться по орбите постоянного радиуса. Расчеты показывают, что в результате уменьшения радиуса орбиты из-за излучения электрон должен был бы упасть на ядро за стомиллионную долю секунды. Этот вывод резко противоречит нашему ежедневному опыту, который свидетельствует об устойчивости атомов.

Итак, существует **п р о т и в о р е ч и е** между данными о строении атома, полученными из эксперимента, и между основными законами механики и электричества, также найденными на опыте.

Но не следует забывать, что упомянутые законы найдены и проверены в экспериментах с телами, содержащими большое количество электронов, большое количество атомов<sup>1)</sup>. Мы не имеем основания считать, что эти законы применимы к движению отдельного электрона в атоме. Более того, расхождение между поведением электрона в атоме и законами классической<sup>2)</sup> физики указывает на неприменимость этих законов к атомным явлениям (см. также § 206).

Выше мы развили так называемую *планетарную модель атома*, т. е. представление об электронах, вращающихся по разрезанным орбитам вокруг атомного ядра<sup>3)</sup>. При обосновании планетарной модели мы пользовались законами классической физики. Но, как уже отмечалось и как мы увидим подробнее в § 206, движение электрона в атоме относится к области явлений, в которой классическая механика неприменима, дает неточные результаты. Неудивительно поэтому, что более глубокое изучение «микромира» показало неполноту, грубую приближенность планетарной модели; действительная картина атома сложнее. Все же эта модель отражает правильно многие основные свойства атома и поэтому, несмотря на приближенность, ею продолжают пользоваться.

Рассмотрим зависимость энергии атома водорода от радиуса электронной орбиты. Кинетическую энергию обращения электрона по орбите радиуса  $r$  мы определим из того условия, что центростремительное ускорение  $v^2/r$  обеспечивается силой кулонового притяжения зарядов  $e^2/r^2$ . Приравняв ускорение  $e^2/mr^2$ , создаваемое этой силой, центростремительному ускорению  $v^2/r$ , найдем, что кинетическая энергия электрона  $mv^2/2$  обратно пропорциональна радиусу орбиты, т. е.

$$mv^2/2 = e^2/2r.$$

Выделим две орбиты радиусами  $r+a$  и  $r-a$ . Кинетическая энергия вращения электрона на второй орбите больше, чем на первой на величину

$$\frac{e^2}{2(r-a)} - \frac{e^2}{2(r+a)} = \frac{a^2}{r^2 - a^2}.$$

Если орбиты недалеко отстоят одна от другой, то  $a \ll r$  и  $a^2 \ll r^2$ . Поэтому в знаменателе можно пренебречь величиной  $a^2$ , и разница кинетических энергий будет приближенно равна  $ae^2/r^2$ .

<sup>1)</sup> Такие тела называются макроскопическими.

<sup>2)</sup> Под законами классической физики мы понимаем законы, установленные для тел макроскопических размеров.

<sup>3)</sup> Планетарная модель атома была обоснована Э. Резерфордом и Н. Бором в 1913 г.

Потенциальная энергия электрона, напротив, больше на первой, далекой орбите, ибо для удаления электрона от ядра нужно совершить работу против сил электрического притяжения, действующих между электроном и ядром, эта работа идет на увеличение потенциальной энергии.

Пусть электрон переводится с ближней орбиты на дальнюю по радиальному пути. Длина пути равна  $(r+a) - (r-a) = 2a$ . Электрическая сила вдоль этого пути непостоянна по величине. Но так как орбиты близки одна к другой ( $a \ll r$ ), можно для приближенного вычисления работы использовать значение силы на среднем расстоянии электрона от ядра, равном  $\frac{(r+a) + (r-a)}{2} = r$ . По закону Кулона сила есть  $e^2/r^2$ , а работа на пути  $2a$ , равная приросту потенциальной энергии, будет  $2ae^2/r^2$ .

Таким образом, при переходе электрона с дальней орбиты на ближнюю уменьшение его потенциальной энергии равно удвоенному приросту кинетической энергии. Мы доказали эту теорему для близких орбит, расстояние между которыми удовлетворяет условию  $2a \ll r$ . Суммируя изменения энергии электрона при переходах между последовательными парами близких орбит, убеждаемся, что теорема справедлива и для сколь угодно удаленных орбит.

Рассмотрим теперь бесконечно далекую орбиту, т. е.  $r \rightarrow \infty$ . Потенциальную энергию электрона на ней примем за начало отсчета потенциальной энергии, т. е. положим  $U(r=\infty) = 0$ . Кинетическая энергия  $mv^2/2 = e^2/2r$  обращается при  $r = \infty$  в нуль; при переходе с орбиты  $r = \infty$  на конечную орбиту радиуса  $r$  она возрастет на величину  $e^2/2r$ . Потенциальная энергия уменьшится на вдвое большую величину ( $e^2/r$ ), т. е.

$$U(r) = U(r = \infty) - \frac{e^2}{r} = 0 - \frac{e^2}{r};$$

$$U(r) = -\frac{e^2}{r}. \quad (9)$$

Полная энергия электрона равна, следовательно,

$$\frac{mv^2}{2} + U(r) = \frac{e^2}{2r} - \frac{e^2}{r} = -\frac{e^2}{2r};$$

она тем меньше (знак минус!), чем меньше радиус орбиты.

**§ 204. Многоэлектронные атомы. Происхождение оптических и рентгеновских спектров атомов.** Точно так же, как и в атоме водорода, в более сложных атомах электроны могут двигаться вокруг ядра только по определенным избранным орбитам. Различные экспериментальные данные указывают, что возможные орбиты электронов в атоме группируются в систему оболочек. Грубо схематически можно представить себе эти оболочки в виде концентрических сфер, окружающих ядро (рис. 362). Каждая из оболочек содержит определенное число орбит, на каждой

из которых может находиться только один электрон. Оболочка наименьшего радиуса, называемая *K*-оболочкой, содержит две орбиты. На второй оболочке — *L*-оболочке — имеется восемь орбит. Столько же орбит на следующей оболочке — *M*-оболочке; далее идет *N*-оболочка с 18 орбитами и т. д.

Как указано в предыдущем параграфе, при переходе электрона с орбиты большего радиуса на орбиту меньшего радиуса выделяется энергия. Электрон, находящийся на внешней оболочке, обязательно «перескочит» на внутреннюю, если только на ней имеется свободная орбита. Поэтому в многоэлектронном атоме нормально все электроны сосредоточены на внутренних орбитах.

Рассмотрим, например, элемент с порядковым номером 11 — н а т р и й. Заряд атомного ядра натрия равен  $Z = 11$  элементарных зарядов. Атом натрия содержит 11 электронов: 10 из этих электронов заполняют все наличные орбиты на *K*- и *L*-оболочках, а последний 11-й электрон находится на *M*-оболочке (рис. 363).

Внешние электроны атома связаны с ядром значительно слабее внутренних. Во-первых, они находятся на гораздо большем расстоянии от ядра. Во-вторых, сила притяжения внешних электронов к ядру в большей степени компенсируется отталкиванием со стороны отрицательных электронов, расположенных на внутренних оболочках. Как показывают измерения, чтобы оторвать от атома один из наружных электронов, нужна энергия от 5 до 20 эв в зависимости от рода атома. Для того чтобы перевести какой-либо наружный электрон на одну из более далеких оболочек, не отрывая его от атома (т. е. для возбуждения атома), достаточна еще меньшая энергия. При возвращении такого электрона на ниже лежащую

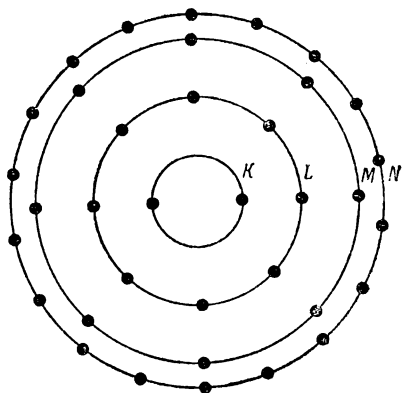


Рис. 362. Условная схема электронных оболочек атома.

Число точек равно наибольшему возможному числу электронов на оболочке.

оболочку будет испущен световой квант с энергией, не превышающей 5—20 эв, т. е. с длиной волны, лежащей в области видимого или ультрафиолетового света. Испускание света в оптических областях спектра связано, таким образом, с поведением внешних электронов атома.

Для отделения от атома внутренних электронов нужна гораздо большая энергия, быстро растущая с увеличением заряда атомного ядра. Так, чтобы вырвать электрон из *K*-оболочки, нужна энергия около 1,1 кэв для натрия

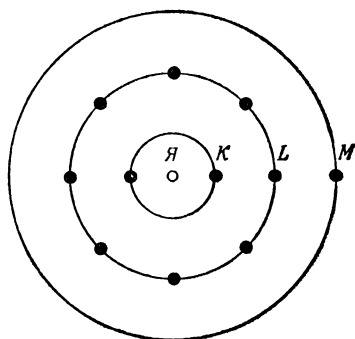


Рис. 363. Схема атома натрия.

Кружок я — ядро атома, точки — электроны. Заполнены все места на *K*-и *L*-оболочках и один электрон находится на *M*-оболочке.

( $Z=11$ ), свыше 9 кэв для меди ( $Z=29$ ), около 70 кэв для вольфрама ( $Z=74$ ). Переход электронов с *L*-оболочки и следующих за ней оболочек на свободное место в *K*-оболочке приводит поэтому к испусканию больших квантов энергии с малой длиной волны, соответствующей рентгеновским лучам.

Ранее уже указывалось, что рентгеновские лучи есть электромагнитное излучение, возникающее при резком торможении электронов в веществе (тормозное излучение). Теперь мы видим, что существует второй механизм испускания рентгеновских лучей, состоящий в следующем. Электронная бомбардировка антиматериала в рентгеновской трубке приводит к вырыванию электронов из внутренних оболочек некоторых атомов, составляющих антиматериал. На освободившиеся места переходят электроны из внешних оболочек тех же атомов; при таких переходах испускается рентгеновское излучение, получившее название *характеристического рентгеновского излучения* данного атома.

Итак, испускание рентгеновских лучей атомами связано с внутренними электронными оболочками атомов. Изучение рентгеновских спектров дало поэтому ценные сведения о строении внутренних электронных оболочек атомов.

## § 205. Периодическая система элементов Менделеева.

Периодический закон изменения химических свойств элементов, открытый великим Менделеевым, является отражением глубоких закономерностей строения атомов; он имеет поэтому первостепенное значение не только для химии, но и для физики. Правильная теория строения атома должна согласовываться с законом Д. И. Менделеева, т. е. должна объяснять закономерности в химических свойствах элементов, которые нашли выражение в периодической системе Менделеева. Рассмотрим, как решает эту задачу планетарная модель атома.

Химические свойства проявляются при атомных столкновениях, ведущих к образованию молекул. Но при столкновении атомов сближаются и взаимодействуют прежде всего их электронные оболочки. Поэтому химические особенности атома определяются строением его электронных оболочек, т. е. в конечном счете зарядом атомного ядра<sup>1)</sup>. В этом состоит причина того, что элементы в периодической системе располагаются в порядке возрастания ядерного заряда. Этим объясняется также совпадение химических свойств атомов-изотопов, ядра которых отличаются по массе, но имеют равные заряды.

На рис. 364 изображено начало таблицы Менделеева, причем для каждого элемента указано размещение электронов по возможным орбитам. Как отмечалось в предыдущем параграфе, возможные орбиты группируются в оболочки ( $K$ ,  $L$ ,  $M$ ,  $N$  и т. д.).

Обращает на себя внимание тот факт, что номер группы системы Менделеева, в которую входит элемент, равен числу электронов на *последней* из занятых оболочек атома<sup>2)</sup>. Так, в первую группу входят водород (один электрон на  $K$ -оболочке), литий (один электрон на  $L$ -оболочке), натрий (один электрон на  $M$ -оболочке) и т. д. Все эти элементы обладают сходными химическими свойствами. Во вторую группу входят бериллий (два электрона на  $L$ -оболочке), магний (два электрона на  $M$ -оболочке) и т. д. Элементы второй

<sup>1)</sup> Напомним, что полное число электронов в электронных оболочках атома равно заряду атомного ядра (в элементарных единицах). Последний в свою очередь равен порядковому номеру элемента в периодической системе.

<sup>2)</sup> За исключением атомов с целиком заполненной последней оболочкой, т. е. атомов, у которых заполнены электронами все имеющиеся на оболочке места. Эти атомы входят в нулевую группу (см. ниже).



Группы элементов

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	0	
1	${}^1_1\text{H}$ 								${}^2_2\text{He}$ 	
2	${}^3_3\text{Li}$ 	${}^4_4\text{Be}$ 	${}^5_5\text{B}$ 	${}^6_6\text{C}$ 	${}^7_7\text{N}$ 	${}^8_8\text{O}$ 	${}^9_9\text{F}$ 		${}^{10}_{10}\text{Ne}$ 	
3	${}^{11}_{11}\text{Na}$ 	${}^{12}_{12}\text{Mg}$ 	${}^{13}_{13}\text{Al}$ 	${}^{14}_{14}\text{Si}$ 	${}^{15}_{15}\text{P}$ 	${}^{16}_{16}\text{S}$ 	${}^{17}_{17}\text{Cl}$ 			${}^{18}_{18}\text{Ar}$ 

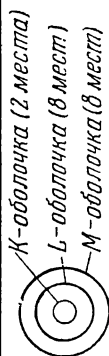


Рис. 364. Первые три периода периодической системы Менделеева. Для каждого элемента указано размещение атомных электронов по оболочкам.

группы также весьма сходны в химическом отношении. Аналогичное положение имеет место и для остальных групп. Отсюда следует, что химические свойства атомов определяются электронами, расположенными на последней, не полностью занятой оболочке. Эти электроны носят название *валентных*. Число валентных электронов определяет *валентность* элемента. Так, все щелочные металлы (Li, Na, K, Rb, Cs), имеющие по одному валентному электрону, *одновалентны*; все щелочноземельные элементы (Mg, Ca, Sr, Ba) *двухвалентны* и имеют по два валентных электрона и т. д. Атомы с целиком заполненными оболочками не имеют валентных электронов и химически неактивны. Они образуют инертные газы — гелий, неон, аргон и др. и составляют нулевую группу, ибо их валентность равна нулю.

С возрастанием числа электронов в атоме свойства элемента изменяются от основных к кислотным. Когда очередная оболочка *целиком* заполняется электронами, получаем инертный газ. При дальнейшем увеличении количества электронов начинает строиться новая атомная оболочка — открывается следующий период периодической системы, в котором снова имеет место переход от основных к кислотным элементам.

Начиная с 4-го периода системы Менделеева наблюдаются отступления от указанного порядка заполнения оболочек. На некоторых участках периодической системы новая оболочка начинает заполняться еще до того, как завершилось построение предыдущей оболочки. На других участках с увеличением числа электронов в атоме число электронов на *последней* оболочке остается неизменным и достраиваются предыдущие оболочки. В этом случае образуется группа соседних элементов с одинаковым числом *валентных* электронов, т. е. со сходными химическими свойствами. Примером такой группы являются так называемые *редкие земли*.

Мы нашли, таким образом, причину периодичности химических свойств элементов. Периодичность вызвана тем, что химические свойства в главных чертах определяются числом внешних (валентных) электронов в атоме, а число внешних электронов периодически повторяется по мере заполнения оболочек *K*, *L* и т. д.

Почему же на химических свойствах атома сказывается не вся совокупность атомных электронов, а только внешние электроны? Дело в том, что энергия, выделяемая или поглощаемая при химических реакциях, не превышает нескольких электронвольт на атом (см. упражнение 3). Этой

энергии достаточно, чтобы изменить расположение внешних электронов атома. Но она слишком мала, чтобы изменить орбиты внутренних электронов, для которых энергия переходов значительно больше (см. § 204). Поэтому при объединении атомов в молекулы расположение внутренних электронов объединяющихся атомов сохраняется. Это доказывается тем, что спектр рентгеновского излучения химических соединений (возбужденного, например, электронной бомбардировкой) представляет собой наложение спектров излучений чистых элементов, входящих в это соединение.

В отличие от рентгеновского оптический спектр обусловлен, как мы видели, поведением внешних электронов, т. е. тех же электронов, которые определяют и химические свойства атома. Этим объясняется, что химически сходные элементы характеризуются сходными оптическими спектрами. При образовании молекулы из атомов происходит перегруппировка «химических» (валентных) электронов, которые в то же время являются и «оптическими». Следовательно, образование молекулы сопровождается изменением и оптических свойств атомов. Поэтому-то оптический спектр молекулы обычно резко отличается от спектров атомов, составляющих молекулу.

Остановимся в заключение на устойчивости, прочности атомов, о которой шла речь в начале этой главы. Эта устойчивость связана с устойчивостью атомных ядер. Поверхностные изменения свойств атома (например, его ионизация, образование сложных молекул из атомов) ограничиваются перегруппировкой внешних электронов и не затрагивают атомного ядра. Поэтому после таких изменений атом сравнительно легко может быть вновь восстановлен (нейтрализация иона, распад молекулы и т. д.). Но для радикального преобразования свойств атома, при котором атом изменяет свою природу и восстановление его представляет новый, сложный процесс, должно произойти изменение заряда ядра и связанное с этим изменение нормального числа электронов в атоме. Изменить заряд ядра, вообще говоря, можно. Однако ввиду малости и прочности ядер задача эта требует особых, исключительно мощных средств, с которыми мы познакомимся в главе XXII.

**§ 206. Понятие о квантовой (волновой) механике.** Изучая строение атома, мы пришли к выводу, что поведение

атомных электронов противоречит законам так называемой классической физики, т. е. законам, установленным в опытах с телами макроскопических размеров.

Важный шаг в разъяснении этого противоречия был сделан в 1923 г. де-Бройлем<sup>1)</sup>. Он выдвинул и обосновал смелое предположение о том, что частицы вещества обладают волновыми свойствами, которые не учитываются законами классической механики, но существенны в атомных явлениях.

На такую мысль наводит, например, аналогия со светом. Как мы знаем (см. § 179), законы фотоэффекта противоречили сложившимся представлениям о свете как о волновом процессе. Для их объяснения оказалось необходимым признать, что световые волны в известных условиях, например при передаче энергии электронам, проявляют свойства потока частиц (корпускул, квантов, см. § 180). Оба аспекта природы света — волновой и корпускулярный — одинаково существенны. Поэтому мы с равным правом можем обернуть предыдущее положение и утверждать, что частицы света (кванты) проявляют волновые свойства.

Квант света частоты  $\nu$  характеризуется массой  $m = h\nu/c^2$  (см. § 197;  $h$  — постоянная Планка,  $c$  — скорость света) и вместе с тем длиной волны  $\lambda = c/\nu$ . Исключая из этих выражений частоту, получаем связь между длиной волны и массой кванта

$$\lambda = h/mc.$$

Если и в самом деле в рамках представления о корпускулярно-волновом дуализме (двойственности) свет и вещество подобны, то это соотношение должно быть применимо и к частицам вещества. Заменяя скорость света  $c$  на скорость частицы  $v$ , приходим к формуле для *длины волны де-Бройля*, т. е. для длины волны, которую следует сопоставить частице с массой  $m$ , чтобы описать ее волновые свойства:

$$\lambda = h/mv. \quad (10)$$

Для проверки справедливости гипотезы де-Бройля были произведены опыты по рассеянию электронов на кристаллах.

---

<sup>1)</sup> Луи де-Бройль (род. в 1892 г.) — французский физик.

В свое время рассеяние рентгеновских лучей на кристаллах было использовано для доказательства их волновой природы (§ 149). Благодаря интерференции вторичных волн, испускаемых правильно расположенными атомами кристалла, рассеяние происходит не в любых направлениях, а только под некоторыми определенными углами к падающему пучку. На фотопленке, расположенной позади рассеивающего кристалла (рис. 365), помимо центрального

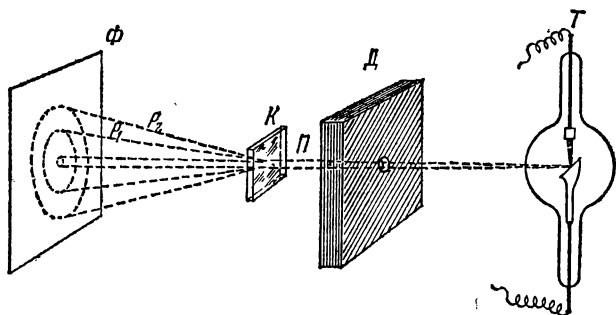


Рис. 365. Схема опыта по наблюдению дифракции рентгеновских лучей на кристаллах.

$T$  — рентгеновская трубка;  $Д$  — свинцовая диафрагма, вырезающая узкий пучок рентгеновских лучей ( $П$ );  $К$  — поликристаллический образец;  $Ф$  — фотопластинка (в черной бумаге);  $P_1$  и  $P_2$  — пучки рассеянных кристаллом рентгеновских лучей.

пятна от прямого пучка получается система пятен от рассеянных (дифрагированных) лучей. Пример такого снимка приведен на рис. 366,  $a$ <sup>1)</sup>.

Оказалось, что если кристалл вместо рентгеновских лучей облучать электронами, то рассеянные электроны также образуют на пленке систему колец, аналогичную кольцам от рассеянных рентгеновских лучей (рис. 366,  $b$ ). Отсюда следовал удивительный вывод: *электроны способны к интерференции, т. е. они обладают волновыми свойствами.*

В дальнейшем дифракционные явления были наблюдаемы и с другими частицами — с атомами, молекулами, нейтронами<sup>2)</sup>. Эти опыты неопровержимо доказали, что

<sup>1)</sup> На рис. 366,  $a$  и  $b$  изображены картины, получаемые с поликристаллическим образцом, т. е. образцом, состоящим из большого числа мелких, беспорядочно ориентированных кристалликов. При таком образце отдельные пятна от рассеянных лучей сливаются в окружности, окаймляющие центральный пучок.

<sup>2)</sup> Нейтрон — нейтральная частица с массой около 1 а.е.м (см. § 215 и 216).

мельчайшие частицы вещества в некоторых явлениях ведут себя как волны. Опыты позволили также определить длину волны, которая должна быть связана с данной частицей, чтобы объяснить ее дифракцию. Было найдено полное согласие с формулой де-Бройля (10): длина волны оказалась обратно пропорциональной произведению массы  $m$  частицы на ее скорость  $v$ , а коэффициент пропорциональности — равным известной нам постоянной Планка  $h$ .

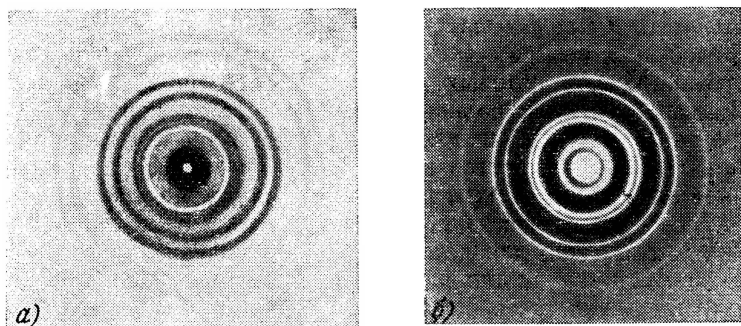


Рис. 366. Фотоснимки дифракции рентгеновских лучей (а) и электронов (б) на поликристаллическом золоте.

Постоянная Планка очень мала:  $h = 6,6 \cdot 10^{-27}$  эрг·сек; ввиду этого длина волны де-Бройля для частиц сколь угодно заметной массы совершенно ничтожна. Согласно формуле де-Бройля пылинке массой в один микрограмм ( $10^{-6}$  г), летящей со скоростью 1 см/сек, соответствует длина волны  $\lambda = \frac{6,6 \cdot 10^{-27}}{10^{-6} \cdot 1} = 6,6 \cdot 10^{-21}$  см. Эта величина исчезающе мала по сравнению даже с размерами атомных ядер.

Иначе обстоит дело с электронами или атомами, массы которых несравненно меньше микрограмма. При не слишком большой скорости им соответствует длина волны того же порядка, что и длины волн рентгеновских лучей. Так, для атома гелия с энергией 0,04 эв (энергия теплового движения при комнатной температуре)  $\lambda = 0,7 \cdot 10^{-8}$  см; для электрона с энергией 13,5 эв  $\lambda = 3,3 \cdot 10^{-8}$  см.

Из оптики мы знаем, что волновой характер света проявляется весьма отчетливо в тех случаях, когда длины

волн сравнимы с размерами тел, с которыми свет взаимодействует. Так, при прохождении света через отверстие размером в несколько длин волн или при отражении от дифракционной решетки с малым расстоянием между штрихами и т. д. нельзя не учитывать волновых свойств света. Напротив, при прохождении света через окно квартиры или при отражении от зеркала с редкими царапинами дифракционные явления можно не принимать во внимание; они практически незаметны. Точно так же *волновые свойства частиц имеют значение только тогда, когда длина волны де-Бройля не мала по сравнению с размерами объектов, с которыми происходит взаимодействие*. В процессах взаимодействия атомов с электронами и другими мельчайшими частицами, для которых длина волны де-Бройля порядка атомных размеров, волновые свойства частиц играют существенную и даже определяющую роль. Тем более это относится к процессам, связанным с поведением электронов внутри атомов или молекул.

При взаимодействии частиц макроскопических размеров, для которых, как мы видели, длина волны де-Бройля в миллиарды раз меньше их размеров, учет волновых свойств совершенно излишен. Вот почему классическая механика, которая была выведена из наблюдений над большими телами и в которой о волновых свойствах тел даже и не подозревали, прекрасно удовлетворяет задачам, возникающим при исследовании движения небесных светил, частей механизмов и т. д. Но именно поэтому классическая механика совершенно непригодна для трактовки атомных явлений. Для решения задач этого типа нельзя уже ограничиться механикой Ньютона, и необходимо разработать более совершенную механику, которая учитывала бы волновые свойства вещества.

Эта важная задача была решена к исходу 20-х годов. Основные заслуги в ее решении принадлежат Гейзенбергу, Шредингеру и Дираку<sup>1)</sup>.

Совокупность законов движения частиц вещества, учитывающая их волновые свойства, получила название *волновой* или *квантовой механики*. Квантовая механика решила обширный круг вопросов, связанных с поведением ча-

---

<sup>1)</sup> Вернер Гейзенберг (род. в 1901 г.) — немецкий физик. Эрвин Шредингер (1887—1961) — австрийский физик. Поль Мари Дирак (род. в 1902 г.) — английский физик.

стиц атомного мира. Сюда относятся: поведение электронов в атомах и молекулах и взаимодействие атомов друг с другом; излучение и поглощение света; соударения электронов и других частиц с атомами; ферромагнетизм и другие явления. Квантовая механика предсказала также ряд новых явлений; все предсказания неизменно оправдывались на опыте. Успех квантовой механики в объяснении атомных явлений доказывает, что она правильно отражает объективные закономерности природы.

Законы квантовой механики выражаются в довольно сложной математической форме, и мы не можем на них останавливаться.

Некоторые следствия этих законов можно, впрочем, довольно просто установить, опираясь на понятие волны де-Бройля. Для примера рассмотрим атом водорода.

Электрическое поле ядра удерживает атомный электрон в некоторой области пространства вблизи ядра. Рассматривая электрон как волну, мы не можем говорить о четко ограниченном объеме, в котором эта волна сосредоточена, подобно тому, как при колебаниях воздуха в открытой трубе (см. рис. 107) нельзя указать резкую границу, за которой колебаний нет. Будем понимать под диаметром атома  $D$  размер основной области сосредоточения электронной волны. Более четкое определение этого понятия нам не понадобится.

Волновое движение, ограниченное в пространстве, сводится, как известно (см. § 47—50, 56, 59), к стоячим волнам. Стоячая волна образуется при сложении двух одинаковых бегущих во встречных направлениях волн; расстояние между соседними узлами или пучностями стоячей волны оказывается равным половине длины волны колебания (см. рис. 97). Как иллюстрируют рис. 99 и 107, при свободных колебаниях возникают стоячие волны, удовлетворяющие условию: на длине струны или трубы укладывается целое число интервалов между узлами или пучностями, т. е. целое число полуволн колебания. Подобно этому, размер атома и длина волны де-Бройля атомного электрона должны находиться в определенном соотношении. По аналогии положим

$$D = n \frac{\lambda}{2}, \quad (a)$$

где  $n$  — целое число ( $n=1, 2, 3$  и т. д.).

В случае струны или трубы  $n=1$  соответствует основному тону,  $n=2$  — первому обертому,  $n=3$  — второму обертому и т. д. В атоме, как мы увидим,  $n=1$  отвечает основному состоянию атома,  $n=2$  — первому возбужденному состоянию и т. д.

Условие (a) связывает кинетическую энергию электрона  $mv^2/2$  с размером атома. Действительно, комбинируя (a) с формулой де-Бройля, получаем:

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{n^2 h^2}{8mD^2}. \quad (11)$$



Потенциальная энергия электрона в электрическом поле ядра дается выражением (9). Мы рассматриваем электрон как волну, заполняющую объем атома. Поэтому под  $r$  в (9) следует понимать некоторое среднее расстояние от ядра, меньшее радиуса атома  $D/2$ ; примем для грубой оценки потенциальной энергии  $r=D/3$ . Тогда

$$U = -\frac{e^2}{r} = -\frac{3e^2}{D}.$$

Полная энергия атома, т. е. сумма кинетической и потенциальной энергий электрона, равна

$$\mathcal{E} = \frac{mv^2}{2} + U = \frac{n^2 h^2}{8mD^2} - \frac{3e^2}{D}.$$

Это выражение удобно переписать в виде

$$\mathcal{E} = \left( \frac{nh}{2\sqrt{2mD}} - \frac{3\sqrt{2me^2}}{nh} \right)^2 - \frac{18me^4}{n^2 h^2}. \quad (6)$$

Графики зависимости  $\mathcal{E}$  от  $D$  приведены на рис. 367. При уменьшении размера атома его энергия уменьшается, проходит через минимум,

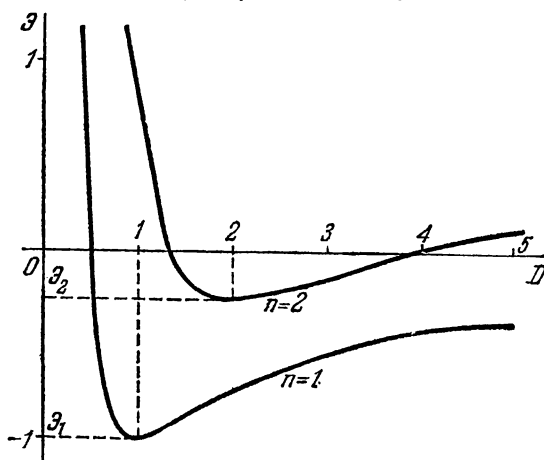


Рис. 367. Изменение энергии атома при изменении его размера.

Приведены графики функции (6) при значении параметра  $n=1$  и  $n=2$ . По оси ординат отложена энергия в единицах  $18me^4/h^2$ , по оси абсцисс — диаметр атома в единицах  $h^2/12me^2$ . Пунктиром показаны минимумы энергии, отвечающие основному ( $\mathcal{E}_1$ ) и первому возбужденному ( $\mathcal{E}_2$ ) уровням атома водорода.

а затем возрастает. Атом будет находиться в устойчивом состоянии, когда его размер соответствует минимуму энергии. В самом деле, в этом случае любое изменение размера атома требует затраты энергии и самопроизвольно происходить не может.

Энергия  $\mathcal{E}$  проходит через минимум при значениях  $D$ , обращающих в нуль скобку в выражении (б). Таким образом, энергия устойчивых состояний атома равна ( $n=1, 2, 3, \dots$ ):

$$\mathcal{E} = -\frac{18me^4}{n^2\hbar^2}.$$

Точное квантовомеханическое решение задачи об энергетических уровнях атома водорода приводит к результату, отличающемуся лишь величиной численного коэффициента:

$$\mathcal{E} = -\frac{2\pi^2 me^4}{n^2\hbar^2}. \quad (в)$$

Совокупность энергетических уровней атома водорода, определяемая формулой (в), в точности совпадает с приведенной на рис. 354 (за начало отсчета энергии на рис. 354 принято основное состояние атома  $n=1$ , т. е. к выражению (в) прибавлена константа  $\frac{2\pi^2 me^4}{\hbar^2}$ ).

Точное решение указывает также, что вполне устойчивым является лишь основное состояние атома, отвечающее самому нижнему энергетическому уровню ( $n=1$ ). Остальные состояния ( $n > 1$ ) оказываются не вполне устойчивыми — со временем они переходят в более низкие состояния, излучая избыток энергии в виде светового кванта.

Теперь мы можем понять причину устойчивости атома, т. е. невозможности падения электрона на ядро. Этому препятствует быстрое возрастание кинетической энергии электрона, сопровождающее уменьшение его длины волны де-Бройля при сокращении размеров атома (см. формулу (11)).

Отметим еще раз, что квантовая механика не находится в противоречии с классической механикой Ньютона. Все выводы ньютоновой механики заключены в квантовой механике и могут быть получены из этой последней как **п р и б л и ж е н н ы е** решения, **в п о л н е п р и г о д н ы е** для тех случаев, когда волновые свойства частиц не играют существенной роли. Аналогичным образом обстоит дело и с теорией относительности (см. § 196, 197) — она переходит в механику Ньютона, когда скорости частиц малы по сравнению со скоростью света. В атомной физике часто приходится сталкиваться с явлениями, в которых и волновые свойства существенны, и скорости частиц велики. В этих случаях необходимо принимать во внимание как квантовую теорию, так и теорию относительности — пользоваться так называемой **р е л я т и в и с т с к о й к в а н т о в о й м е х а н и к о й**<sup>1)</sup>.

Следует указать, что современная физика столкнулась уже с задачами, полного решения которых не в состоянии

<sup>1)</sup> Релятивистская — от латинского *relativus* — относительный.

дать и релятивистская квантовая механика. Сюда относятся вопросы о некоторых свойствах атомных ядер и о взаимодействии и свойствах частиц, их составляющих. Для такого рода вопросов требуется дальнейшее усовершенствование квантовой механики, которое в настоящее время еще не проведено.

У п р а ж н е н и я. 19. Вычислить длину волны светового кванта с энергией  $10 \text{ эв}$  и длину волны де-Бройля электрона и протона такой же энергии.

20. Объяснить, почему при рассеянии на кристаллах медленных нейтронов (энергия  $\sim 0,01 \text{ эв}$ ) наблюдаются резкие дифракционные явления (рассеяние происходит только в некоторых направлениях), в то время как при рассеянии более быстрых нейтронов (энергия  $\sim 100 \text{ эв}$ ) эти явления незаметны.

## ГЛАВА XXI

### РАДИОАКТИВНОСТЬ

**§ 207. Открытие радиоактивности.** Радиоактивные элементы. Уран, торий и некоторые другие элементы обладают свойством непрерывно и без каких-либо внешних воздействий (т. е. под влиянием внутренних причин) испускать невидимые лучи, которые подобно рентгеновским лучам способны проникать сквозь непрозрачные экраны и оказывать фотографическое и ионизационное действия.

Свойство самопроизвольного испускания подобных лучей получило название *радиоактивности* (от латинского слова *radius* — луч). Элементы, обладающие этим свойством, называются *радиоактивными элементами*, а испускаемые ими лучи — *радиоактивными излучениями*. Радиоактивные свойства были впервые обнаружены у урана А. Беккерелем <sup>1)</sup> в 1896 г.

Открытие радиоактивности произошло вслед за открытием рентгеновских лучей. Испускание рентгеновских лучей впервые было замечено при бомбардировке стеклянных стенок разрядной трубки катодными лучами. Наиболее эффектным результатом такой бомбардировки является интенсивное зеленое свечение стекла, люминесценция (см. т. II, § 102). Это обстоятельство навело на мысль, что рентгеновское излучение есть продукт люминесценции и сопровождается всякую люминесценцию, например возбужденную светом.

Опытной проверкой этого предположения занялся Беккерель. Он возбуждал люминесцирующие вещества светом, а затем подносил их к обернутой в черную бумагу фотопластинке. Испускание проникающих лучей должно было бы обнаружиться по почернению фотопластинки после проявления. Из всех испытанных Беккерелем люминесцирующих веществ почернение пластинки сквозь черную бумагу вызывала лишь соль урана. Но при этом оказалось, что образец, пред-

---

<sup>1)</sup> Антуан Анри Беккерель (1852—1908) — французский физик.

варительно возбужденный сильным освещением, давал такое же почернение, как и невозбужденный образец. Отсюда следовало, что испускаемые урановой солью лучи не связаны с люминесценцией, а излучаются независимо от внешних воздействий. Этот вывод подтвердился опытами с нелюминесцирующими соединениями урана — они все давали проникающие лучи.

После открытия радиоактивности урана Беккерелем Мария Кюри<sup>1)</sup> исследовала большую часть известных элементов и многие их соединения с целью установить, не

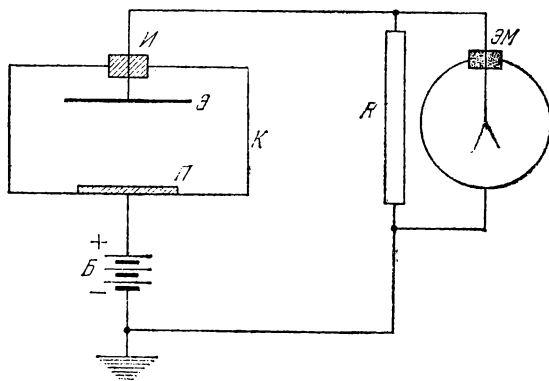


Рис. 368. Измерение ионизационного тока.

*К* — корпус ионизационной камеры; *Э* — электрод, отделенный от *К* изолирующей пробкой *И*; *П* — изучаемый препарат; *ЭМ* — электрометр; *R* — большое сопротивление ( $10^8$ — $10^{12}$  ом); *Б* — батарея. При достаточно высоком напряжении батареи все ионы, образуемые в объеме камеры ионизирующим излучением, собираются на электроды, и через камеру течет ток, пропорциональный ионизационному действию препарата. В отсутствие ионизирующих агентов воздух в камере является непроводником и ток равен нулю.

обладают ли какие-либо из них радиоактивными свойствами. В своих опытах М. Кюри пользовалась в качестве признака радиоактивности способностью радиоактивных веществ ионизовать воздух. Этот признак гораздо более чувствителен, чем способность радиоактивных веществ действовать на фотопластинку. Ионизирующее действие радиоактивного препарата легко обнаруживается с помощью опыта, изображенного на рис. 368 (ср. т. II, § 92). Опыты Марии Кюри привели к следующим результатам:

<sup>1)</sup> Мария Кюри, урожденная Склодовская (1867—1934) — знаменитый физик. Происходит из Польши. Основные научные работы выполняла во Франции в сотрудничестве со своим мужем Пьером Кюри (1859—1906).

1. Радиоактивность обнаруживают не только уран, но и все его химические соединения. Кроме того, радиоактивные свойства были обнаружены еще у одного элемента — тория и у всех химических соединений его.

2. Радиоактивность препарата с любым химическим составом равна радиоактивности чистых урана или тория, взятых в количестве, в котором они содержатся в этом препарате.

Последний результат означает, что свойства молекулы, в состав которой входит радиоактивный элемент, не влияют на радиоактивность. Таким образом, *радиоактивность представляет собой не молекулярное явление, а внутреннее свойство атомов радиоактивного элемента.*

Помимо чистых элементов и их соединений, Кюри исследовала также различные природные минералы. Радиоактивность минералов оказалась обусловленной присутствием в них урана или тория. При этом, однако, некоторые минералы обнаружили неожиданно большую радиоактивность. Так, урановая смоляная руда давала в четыре раза большую ионизацию, чем содержащийся в ней уран.

Повышенную активность смоляной руды можно было объяснить только примесью не известного радиоактивного элемента в количестве настолько малом, что он ускользал от химического анализа. Несмотря на малое содержание, этот элемент испускал больше радиоактивных лучей, чем присутствующий в большом количестве уран. Следовательно, радиоактивность этого элемента должна быть во много раз сильнее радиоактивности урана.

Исходя из этих соображений, Пьер и Мария Кюри предприняли химическое выделение гипотетического элемента из урановой смоляной руды. Контролем успешности проводимых химических операций служила радиоактивность на единицу веса получаемого продукта, которая должна была расти по мере увеличения в нем содержания нового элемента. После нескольких лет напряженной работы действительно удалось получить несколько десятых долей грамма чистого элемента, радиоактивность которого более чем в миллион раз превосходила радиоактивность урана. Элемент этот получил название *радий* (т. е. лучистый).

По своим химическим свойствам радий (Ra) относится к щелочноземельным металлам. Атомный вес его оказался

равным 226. На основании химических свойств и атомного веса радий был помещен в дотолу пустовавшую клетку № 88 периодической системы Менделеева.

Радий является постоянным спутником урана в рудах, но содержится в ничтожных количествах — примерно 1 г радия на 3 т урана; ввиду этого добыча радия представляет собой весьма трудоемкий процесс. Радий — один из самых редких и дорогих металлов. Он ценится как концентрированный источник радиоактивных излучений.

Дальнейшие исследования Кюри и других ученых значительно расширили число известных радиоактивных элементов.

Все элементы с порядковым номером, превышающим 83, оказались радиоактивными. Они были найдены в виде небольших примесей к урану, радю и торю<sup>1)</sup>.

Таким же образом были найдены радиоактивные изотопы элементов таллия ( $Z=81$ ), свинца ( $Z=82$ ) и висмута ( $Z=83$ ). Следует отметить, что радиоактивны только редкие изотопы этих элементов, примешанные к урану, радю и торю. Обычные таллий, свинец и висмут нерадиоактивны.

Помимо элементов, образующих конец периодической системы Менделеева, радиоактивными оказались также элементы самарий, калий, рубидий. Радиоактивность этих элементов слаба и обнаруживается с трудом.

**§ 208.  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -лучи. Камера Вильсона.** Как мы видели, радиоактивные излучения обладают ионизационным и фотографическим действием. Оба эти действия свойственны как быстрым заряженным частицам, так и рентгеновским лучам, представляющим собой электромагнитные волны. Чтобы выяснить, обладают ли радиоактивные лучи зарядом, достаточно подвергнуть их действию электрического или магнитного поля.

Рассмотрим следующий опыт. В откачанную коробку (рис. 369, а) перед узкой щелью в свинцовой перегородке Рb помещен радиоактивный препарат Р (например, крупинка радия). Установим по другую сторону щели фотографическую пластинку ФП. После проявления мы увидим на ней черную полосу — теневое изображение щели. Свинцовая

---

<sup>1)</sup> За исключением элементов с порядковыми номерами 85 и 87, которые в естественном виде не существуют.

перегородка, следовательно, задерживает радиоактивные лучи, и они проходят в виде узкого пучка через щель. Поместим теперь коробку между полюсами сильного магнита (рис. 369, б) и снова установим в положении  $\Phi П$  фотопластинку. Проявив пластинку, обнаружим на ней уже не одну, а три полоски, из которых средняя соответствует прямолинейному распространению луча из препарата через щель.

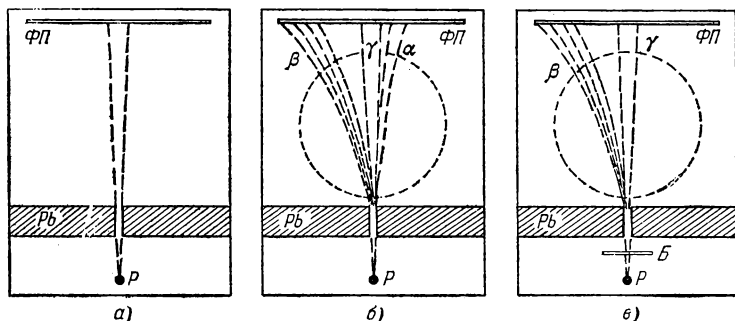


Рис. 369. Магнитное отклонение радиоактивных лучей.

$P$  — радиоактивный препарат;  $Pb$  — свинцовый экран;  $\Phi П$  — фотопластинка;  $B$  — лист бумаги толщиной 0,1 мм. а) Траектории лучей в отсутствие магнитного поля; б) траектории лучей в магнитном поле (пунктирный круг — проекция полюсов магнита; силовые линии направлены от плоскости чертежа вверх); в) лист бумаги толщиной 0,1 мм полностью поглощает  $\alpha$ -лучи.

Таким образом, в магнитном поле пучок радиоактивных лучей разбился на три составляющие, из которых две отклоняются полем в противоположные стороны, а третья не испытывает отклонения. Первые две составляющие представляют собой потоки противоположно заряженных частиц. Положительно заряженные частицы получили название  $\alpha$ -частиц, или  $\alpha$ -лучей. Отрицательно заряженные частицы называют  $\beta$ -частицами, или  $\beta$ -лучами. Магнитное поле отклоняет  $\alpha$ -частицы несравненно слабее, чем  $\beta$ -частицы. Нейтральная компонента, не испытывающая отклонения в магнитном поле, получила название  $\gamma$ -лучей.

$\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -лучи сильно отличаются друг от друга по свойствам, в частности по способности проникать сквозь вещество. Для исследования проникающей способности радиоактивных лучей можно использовать тот же прибор (рис. 369, в). Будем помещать между препаратом  $P$  и щелью экраны возрастающей толщины, производить снимки в



присутствии магнитного поля и отмечать, начиная с какой толщины экрана исчезнут следы лучей каждого рода.

Оказывается, первым исчезает след  $\alpha$ -частиц.  $\alpha$ -частицы полностью поглощаются уже листом бумаги толщиной около 0,1 мм (рис. 369, в; 370, а). Поток  $\beta$ -частиц постепенно ослабляется с увеличением толщины экрана и поглощается полностью при толщине алюминиевого экрана в несколько миллиметров (рис. 370, б). Наиболее проникающими являются  $\gamma$ -лучи. Слой алюминия толщиной 1 см почти не ослабляет интенсивности  $\gamma$ -лучей.

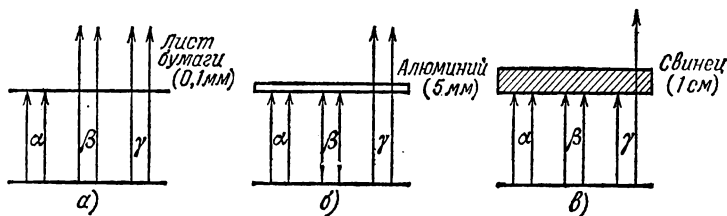


Рис. 370. Поглощение радиоактивных излучений веществом.

Вещества с большим атомным номером обладают значительно большим поглощающим действием для  $\gamma$ -лучей; в этом отношении  $\gamma$ -лучи сходны с рентгеновскими. Так, 1 см свинца ( $Z=82$ ) ослабляет пучок  $\gamma$ -лучей примерно в два раза (рис. 370, в).

Различие в свойствах  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -лучей наглядно проявляется в так называемой камере Вильсона — приборе для наблюдения путей быстрых заряженных частиц. Камера Вильсона (рис. 371) представляет собой стеклянный цилиндр со стеклянной крышкой, в котором может перемещаться поршень  $P$ . Объем цилиндра над поршнем заполнен воздухом, насыщенным парами воды (или спирта). При резком опускании поршня воздух в камере охлаждается вследствие быстрого расширения. Пары воды становятся пересыщенными, т. е. создаются условия для конденсации пара на ядрах конденсации (см. т. I, § 300). В качестве ядер конденсации могут служить продукты ионизации воздуха. Ионы поляризуют молекулы воды и притягивают к себе, облегчая этим конденсацию. Ядрами конденсации могут служить также частички пыли, но при работе с камерой Вильсона воздух в ней тщательно очищают от пыли.

Пусть пары в камере находятся в состоянии пересыщения. Быстрая заряженная частица, пролетая через камеру, оставляет на своем пути цепочку ионов. На каждом ионе оседает капелька, и траектория частицы становится видимой в виде туманного следа. Освещая туманные следы сбоку сильной лампой  $Л$  (рис. 371), можно сфотографировать их через прозрачную крышку камеры. Такие

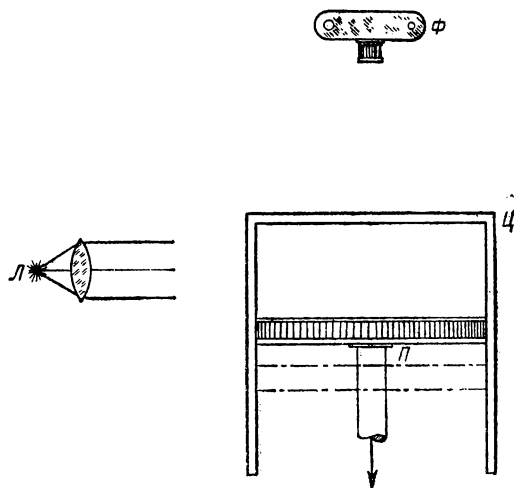


Рис. 371. Камера Вильсона (упрощенная схема).  
 Ц — стеклянный цилиндр; П — поршень; Л — осветитель; Ф — фотоаппарат. Воздух над поршнем насыщен парами воды. Пунктиром указано положение поршня после расширения.

фотографии изображены на рис. 372 и 373. При этом замечательном методе мы имеем возможность наблюдать траекторию полета (след) одной-единственной  $\alpha$ - и  $\beta$ -частицы. Туманные следы существуют в камере недолго, так как воздух нагревается, получая тепло от стенок камеры, и капли испаряются. Чтобы получить новые следы, необходимо удалить имеющиеся ионы с помощью электрического поля, сжать воздух поршнем, выждать, пока воздух в камере, нагревшийся при сжатии, охладится, и произвести новое расширение.

Ценность камеры Вильсона как физического прибора значительно возрастает, если поместить ее в магнитное поле, как это сделали советские физики П. Л. Капица

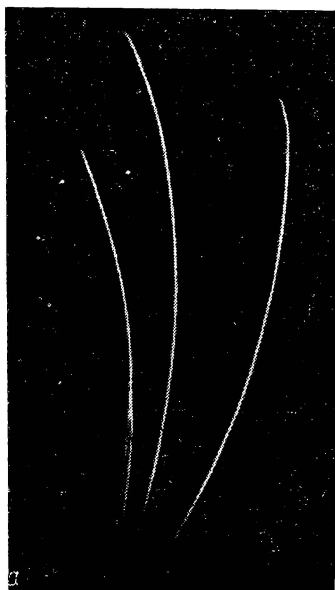


Рис. 372. Следы  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц в камере Вильсона.

Частицы испускаются радиоактивным препаратом, помещенным в нижней части камеры. а)  $\alpha$ -частицы; камера в магнитном поле 43 000 э, направленном перпендикулярно плоскости рисунка вниз (от читателя); б)  $\beta$ -частицы; магнитное поле 215 э направлено вверх (на читателя).

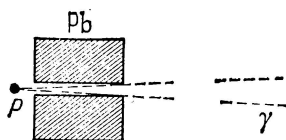
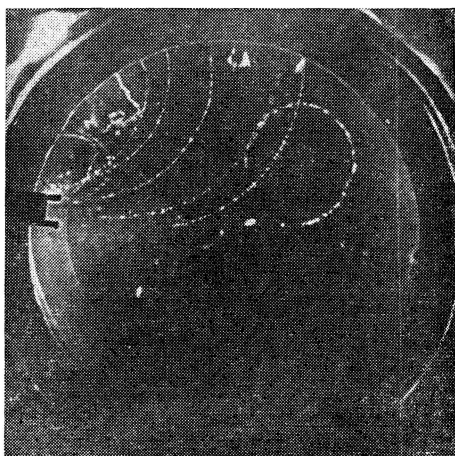


Рис. 373. Фотография следов в камере Вильсона, помещенной в магнитное поле и облучаемой  $\gamma$ -лучами.

Слева — расположение источника. Р — радиоактивный препарат; Рб — свинцовый экран со щелью;  $\gamma$  — пучок  $\gamma$ -лучей.



и Д. В. Скобельцын. Магнитное поле искривляет траектории частиц (см. рис. 372). Направление изгиба следа позволяет судить о знаке заряда частицы; измерив радиус траектории, можно определить скорость частицы, если известны ее масса и заряд (см. § 195).

Длина следов  $\alpha$ -частиц в воздухе при атмосферном давлении составляет около 5 см и много меньше длины следов большинства  $\beta$ -частиц. Следы  $\alpha$ -частиц гораздо жирнее следов  $\beta$ -частиц, что свидетельствует о меньшей ионизирующей способности последних.

На рис. 373 представлена камера Вильсона, помещенная в магнитное поле и облучаемая источником  $\gamma$ -лучей ( $P$ ).  $\gamma$ -лучи не отклоняются магнитным полем и их траектории в камере представляют собой прямые линии, исходящие из источника. Таких прямолинейных следов на фотографии нет. Следовательно,  $\gamma$ -лучи не оставляют на своем пути непрерывной цепочки ионизованных атомов. Действие  $\gamma$ -лучей на вещество сводится к редкому выбиванию из атомов электронов, которым за счет энергии  $\gamma$ -квантов сообщается большая скорость; эти электроны затем производят ионизацию атомов среды. Траектории таких электронов, изогнутые магнитным полем, видны на рис. 373. Большинство электронов исходит из стенок камеры.

Отметим в заключение, что большинство радиоактивных веществ излучает только один род частиц — либо  $\alpha$ -частицы, либо  $\beta$ -частицы. Испускание частиц часто (но не всегда) сопровождается испусканием  $\gamma$ -лучей.

**§ 209. Способы регистрации заряженных частиц.** В развитии знаний о «микромире», в частности в изучении явлений радиоактивности, исключительную роль сыграли приборы, позволяющие регистрировать ничтожное действие одной единственной частицы атомных размеров. Одним из таких замечательных приборов является камера Вильсона, делающая видимыми траектории отдельных быстро движущихся заряженных частиц (§ 208). Другой прибор этого рода, с примитивной формой которого мы познакомились в § 200, это — так называемый счетчик сцинтилляций.

При бомбардировке некоторых люминесцирующих веществ (сернистый цинк, нафталин и др.) быстрыми заряженными частицами наблюдается, что заметная доля энергии тормозящихся в них заряженных частиц превращается

в видимый свет: попадание быстрой заряженной частицы на слой такого вещества вызывает кратковременную вспышку света, называемую *сцинтилляцией*. Яркость вспышки особенно велика в случае  $\alpha$ -частиц, так как  $\alpha$ -частица тормозится на пути длиной менее 0,1 мм и выделяющаяся световая энергия оказывается сосредоточенной в ничтожном объеме. Сцинтилляции, вызываемые  $\alpha$ -частицами в экране из сернистого цинка, могут быть обнаружены глазом.

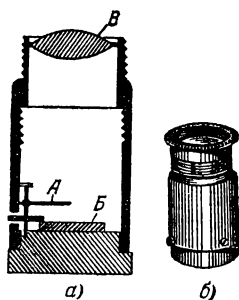


Рис. 374. Спintарископ.

а) Разрез: А — иголка, на конце которой находится крупинка радия; Б — экран из сернистого цинка; В — лупа. б) Внешний вид.

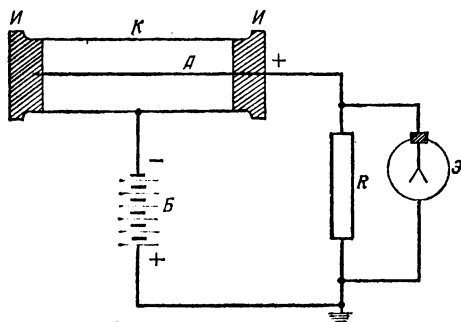


Рис. 375. Газоразрядный счетчик.

А — анод счетчика (тонкая нить); К — катод (металлический цилиндр); И — изоляторы; Б — батарея с напряжением около 1000 в; Э — электрометр для регистрации разрядов в счетчике. При разряде на нити счетчика скапливаются электроны и потенциал ее снижается. По окончании разряда потенциал нити восстанавливается благодаря притоку зарядов от батареи Б через сопротивление R. Если R достаточно велико ( $\sim 1000 \text{ Мом}$ ), потенциал нити сохраняется сниженным в течение нескольких миллисекунд, и электрометр Э успевает отклониться.

Простейший прибор, служащий для этой цели, — *спинтарископ* — изображен на рис. 374. Однако визуальный<sup>1)</sup> способ наблюдения сцинтилляций крайне утомителен. В настоящее время для счета сцинтилляций пользуются особо чувствительными фотоэлементами (см. § 181) — так называемыми *фотоэлектронными умножителями*, изобретенными советским физиком Л. А. Кубецким. Сцинтилляции, производимые  $\beta$ - и  $\gamma$ -лучами, гораздо слабее свечения, вызываемого  $\alpha$ -частицами; они недоступны глазу, и регистрация их производится только с помощью фотоэлектронных умножителей.

<sup>1)</sup> При помощи глаза.

Очень распространенным прибором для регистрации отдельных заряженных частиц является *газоразрядный счетчик Гейгера — Мюллера*. Газоразрядный счетчик (рис. 375) представляет собой металлический цилиндр, по оси которого натянута тонкая проволока, изолированная от цилиндра. Цилиндр заполняется специальной смесью газов (например, аргон + пары спирта) до давления 10—15 *см рт. ст.* На нить подается положительный потенциал порядка 1000 *в* относительно цилиндра.

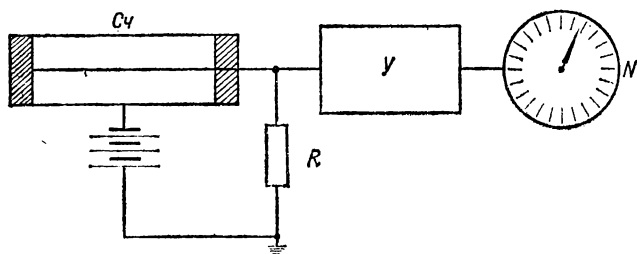


Рис. 376. Схема установки для регистрации радиоактивных излучений с помощью газоразрядного счетчика.

*Сч* — газоразрядный счетчик; *У* — усилитель; *N* — электромагнитный нумератор; *R* — сопротивление ( $\sim 1$  Мом).

Прохождение каждой ионизирующей частицы через счетчик вызывает в нем кратковременную вспышку газового разряда. При этом по цепи счетчика проходит кратковременный импульс тока. Этот импульс можно обнаружить по отбросу чувствительного электрометра ( $\mathcal{E}$  на рис. 375). На практике импульс тока, вызванный прохождением заряженной частицы через счетчик, усиливают транзисторным или электронно-ламповым усилителем и регистрируют по передвижению стрелки присоединенного к усилителю электромагнитного нумератора *N* (рис. 376).

Рассмотрим подробнее механизм действия газоразрядного счетчика. Счетчик представляет собой два коаксиальных цилиндра, и потому электрическое поле в нем неоднородно (см. т. II, § 30). Напряженность электрического поля достигает наибольшей величины у нити и быстро падает при удалении от нее (рис. 377, а). При разности потенциалов около 1000 *в* напряженность электрического поля вблизи нити оказывается достаточно большой, чтобы сообщать медленным электронам скорость, необходимую для ионизации газа.

Пусть где-либо в объеме счетчика образовался свободный медленный электрон (например, в результате ионизации газа под действием быстрой частицы, пролетающей через счетчик). Этот электрон будет

двигаться к положительно заряженной нити и в области сильного поля вблизи нити начнет ионизовать атомы газа. Электроны — продукты ионизации — ускоряются полем и в свою очередь производят ионизацию, давая начало новым и новым электронам и новой ионизации <sup>1)</sup>.

Число ионизованных атомов лавинообразно нарастает — в газе счетчика вспыхивает электрический разряд. Образующиеся при разряде электроны очень скоро собираются на нити, тогда как тяжелые и потому малоподвижные ионы медленно движутся к цилиндру. Накопление электронов на нити снижает ее положительный заряд и все более и более уменьшает напряженность электрического поля

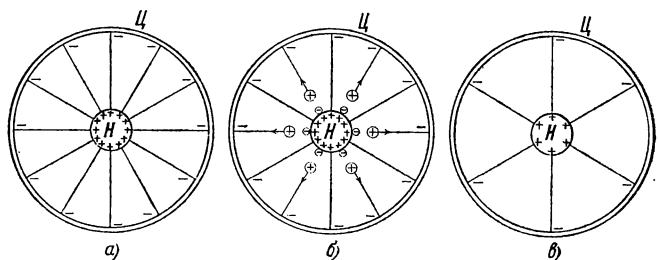


Рис. 377. К механизму работы газоразрядного счетчика частиц.

$C$  — цилиндр счетчика;  $H$  — нить (диаметр преувеличен). а) Счетчик заряжен до рабочей разности потенциалов, при которой прохождение заряженной частицы через счетчик вызывает в нем вспышку газового разряда. Изображены силовые линии электрического поля в счетчике. Густота силовых линий, т. е. напряженность электрического поля, наибольшая у нити. б) Поле в счетчике в момент самогашения разряда. Электроны, образованные при ионизации газа, собрались на нити и компенсируют часть ее положительного заряда. Положительные ионы продолжают двигаться к цилиндру. Поле у нити ослаблено. в) Поле в счетчике, не присоединенном к батарее, после того как разряд погас и положительные ионы дошли до цилиндра.

у нити (рис. 377, б). Через короткое время (порядка микросекунды, т. е. миллионной доли секунды) поле ослабляется настолько, что уже не сообщает электронам нужной для ионизации скорости. Ионизация прекращается, и начавшийся разряд обрывается.

Если счетчик не приключен к батарее, то после разряда электрическое поле в нем остается ослабленным, и новый разряд невозможен (рис. 377, в). В обычно же употребляемых схемах включения (рис. 375 и 376) поле в счетчике быстро восстанавливается за счет притока зарядов от батареи, к которой счетчик подключен через сопротивление  $R$ . Счетчик оказывается снова готовым к действию уже через 100—200 мксек после вспышки разряда.

Отметим, что быстрое гашение разряда происходит только при специальном подборе газового заполнения счетчика и при не слишком большом напряжении на нем. При чрезмерном повышении напряжения

<sup>1)</sup> Положительные ионы приобретают в электрическом поле счетчика такую же энергию, как и электроны, но благодаря много большей массе скорость их настолько мала, что ионизирующим действием положительных ионов можно практически пренебречь.

в счетчике возникает негаснувший разряд, состоящий из непрерывно следующих друг за другом всплесков описанного выше типа. Повторение всплесков разряда вызывается электронами, которые выбиваются из цилиндра счетчика при попадании на него положительных ионов.

**У п р а ж н е н и е 21.** Емкость нити счетчика и присоединенных к ней тел равна  $10\text{ нф}$  ( $1\text{ нф}=10^{-12}\text{ ф}$ ). Сколько пар ионов образуется при разряде в счетчике, если электрометр (рис. 375) дает отброс  $10\text{ в}$ ? (Утечкой заряда через большое сопротивление  $R$  за время разряда и отброса электрометра можно пренебречь.)

**§ 210. Природа радиоактивных лучей. 1.  $\gamma$ -лучи.** По своим свойствам  $\gamma$ -лучи подобны рентгеновским лучам. Как и рентгеновские лучи, они ионизируют воздух, действуют на фотопластинку и не отклоняются магнитным полем. При прохождении через кристаллы  $\gamma$ -лучи, подобно рентгеновским, обнаруживают дифракцию. Оба вида лучей тем сильнее поглощаются экранами, чем больше атомный номер вещества экрана.

По проникающей способности  $\gamma$ -лучи некоторых радиоактивных веществ значительно превосходят рентгеновские лучи, используемые в медицине и технике. Но проникающая способность (или, как говорят, ж е с т к о с т ь) рентгеновских лучей возрастает с увеличением напряжения, ускоряющего электроны. При торможении электронов, ускоренных напряжением в несколько миллионов вольт, образуются рентгеновские лучи, уже не уступающие по проникающей способности наиболее жестким  $\gamma$ -лучам.

Совпадение всех свойств  $\gamma$ -лучей и жестких рентгеновских лучей доказывает их одинаковую природу. Из предыдущего мы знаем, что рентгеновские лучи являются коротковолновым электромагнитным излучением. Следовательно,  $\gamma$ -лучи также представляют собой э л е к т р о м а г н и т н ы е волны, отличающиеся очень малой длиной волны и, следовательно, очень большой энергией квантов<sup>1)</sup>. Как и другие электромагнитные излучения,  $\gamma$ -лучи распространяются со скоростью света  $300\,000\text{ км/сек}$ .  $\gamma$ -лучи и рентгеновские лучи равной длины волны, кроме способа получения, ничем друг от друга не отличаются.

---

<sup>1)</sup> Напомним, что энергия кванта  $\mathcal{E}$  связана с частотой излучения  $\nu$  и с длиной волны  $\lambda$  соотношениями

$$\mathcal{E} = h\nu = hc/\lambda,$$

где  $h$  — постоянная Планка,  $c$  — скорость света в пустоте.



Как показывают измерения, энергия квантов  $\gamma$ -излучения различна у различных радиоактивных веществ: наблюдаются  $\gamma$ -кванты с энергией от десятка килоэлектронвольт ( $\text{кэВ}$ ) до нескольких мегаэлектронвольт ( $\text{МэВ}$ ); этому соответствует длина волны от  $10^{-8}$  до  $10^{-11}$  см.

2.  $\alpha$ - и  $\beta$ -частицы. Для установления природы  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц существенно измерить заряд и массу отдельной частицы.

Измерение заряда в принципе весьма просто. Нужно независимо измерить заряд  $Q$ , переносимый пучком частиц за определенное время, и сосчитать число частиц  $n$ , пролетающих за то же время. Очевидно, заряд одной частицы равен

$$q = Q/n.$$

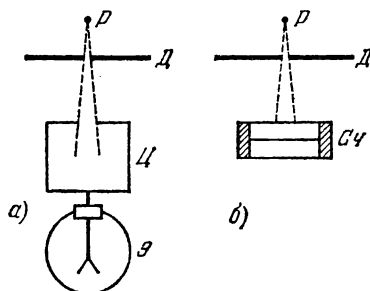


Рис. 378. Схема опыта по измерению заряда  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц.

$P$  — радиоактивный источник;  $D$  — диафрагма;  $C$  — собирающий цилиндр;  $\mathcal{E}$  — электрометр;  $C\mathcal{C}$  — счетчик частиц. а) Измерение заряда, переносимого пучком частиц. б) Счет числа проходящих частиц.

Опыт по измерению заряда  $\alpha$ - или  $\beta$ -частиц может быть поставлен следующим образом (рис. 378). Радиоактивный препарат  $P$ , испускающий с постоянной интенсивностью  $\alpha$ - или  $\beta$ -частицы, устанавливается перед диафрагмой  $D$ , отверстие которой вырезает узкий пучок частиц. Все частицы, прошедшие через отверстие, улавливаются полым металлическим цилиндром  $C$ , присоединенным к чувствительному электрометру.

По отклонению электрометра определяют величину заряда, внесенного пучком внутрь цилиндра.

Далее, не изменяя положения препарата и диафрагмы, заменяют электрометр и цилиндр счетчиком частиц  $C\mathcal{C}$  (рис. 378, б) и сосчитывают число частиц, проходящих через отверстие диафрагмы за время, равное времени измерения заряда. Для счета частиц в этом опыте могут быть применены счетчик сцинтилляций или газоразрядный счетчик, описанные в предыдущем параграфе.

Опытами подобного рода было установлено, что  $\alpha$ -частицы несут положительный заряд, равный двум элементарным зарядам. Заряд  $\beta$ -частиц оказался равным одному элементарному отрицательному заряду.

Измерение массы  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц оказывается задачей несколько более сложной, чем измерение массы ионов (см. § 195), так как скорость этих частиц неизвестна. Для частиц

с неизвестной скоростью опыт по отклонению в магнитном поле не позволяет определить и массу и скорость, но дает лишь некоторое соотношение между ними. Другое такое соотношение может быть получено, если произвести дополнительный опыт по отклонению частицы в электрическом поле. Располагая двумя соотношениями, связывающими массу и скорость частицы, нетрудно определить каждую из этих величин в отдельности.

Опыт по одновременному определению массы и скорости заряженных частиц может быть поставлен следующим образом (рис. 379). Пучок частиц от радиоактивного источника  $P$  попадает в узкий зазор между пластинами конденсатора  $K$ , изогнутыми

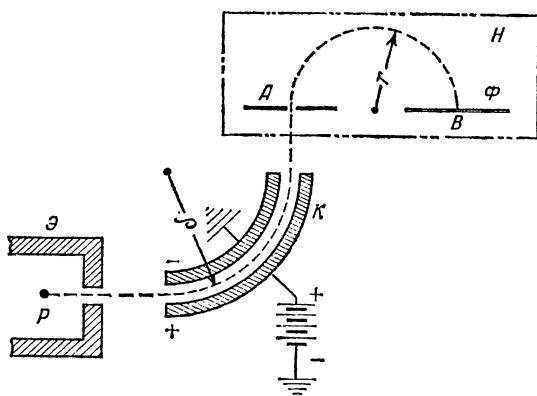


Рис. 379. Схема одновременного измерения скорости и массы заряженной частицы.

$P$  — радиоактивный препарат;  $\mathcal{E}$  — экран со щелью;  $K$  — конденсатор;  $A$  — диафрагма со щелью;  $\Phi$  — фотопластинка;  $H$  — полюс магнита. Весь прибор помещен в вакуированный сосуд, не указанный на рисунке.

по дуге окружности радиуса  $\rho$ . Сквозь зазор, в котором действует поле  $E$ , пройдут только те частицы, масса и скорость которых таковы, что под действием электрического поля их траектория будет окружностью радиуса  $\rho$ . Для этих частиц необходимая центростремительная сила  $mv^2/\rho$  обеспечивается действием электрического поля. Если заряд частицы  $e$  выражен в кулонах, а напряженность электрического поля — в вольтах на сантиметр, то электрическая сила равна  $eE \cdot 10^7$  дин. Таким образом,

$$mv^2/\rho = eE \cdot 10^7. \quad (12)$$

Из конденсатора частицы через щель  $A$  попадают в однородное магнитное поле  $H$ , силовые линии которого перпендикулярны к плоскости чертежа. Описывая в магнитном поле полуокружность, частицы

ударяются в фотопластинку  $\Phi$  в точке  $B$ . После проявления место падения частиц обнаруживается в виде темной полоски. Измеряя расстояние  $AB$ , находят радиус траектории частицы в магнитном поле. Этот радиус  $r$  связан со скоростью и массой частицы соотношением (4), выведенным в § 195:

$$r = 10 \frac{mv}{eH}.$$

Решая уравнения (12) и (4) относительно  $v$  и  $m$ , нетрудно получить:

$$v = \frac{\rho E}{rH} \cdot 10^8 \text{ см/сек}; \quad m = \frac{er^2 H^2}{\rho E} \cdot 10^{-9} \text{ г}.$$

Измерения, принцип которых указан выше, приводят к следующим результатам. Масса  $\beta$ -частицы совпадает с массой электрона <sup>1)</sup>. Заряд  $\beta$ -частицы по величине и знаку также совпадает с зарядом электрона. Мы приходим к выводу, что  *$\beta$ -частицы есть не что иное, как быстрые электроны*, вылетающие из атомов радиоактивного вещества. Скорости  $\beta$ -частиц огромны и доходят до 99% скорости света. Соответственно энергия  $\beta$ -частиц доходит до нескольких мегаэлектронвольт.

Масса  $\alpha$ -частиц оказывается равной 4 аеи. Массой 4 аеи и положительным зарядом в две элементарные единицы обладает ядро атома инертного газа гелия.

Если  $\alpha$ -частицы представляют собой ядра гелия, то замедлившиеся  $\alpha$ -частицы должны присоединять к себе электроны и образовывать газ гелий. Такое явление наблюдал Резерфорд. Он заключил радиоактивное вещество в стеклянную ампулу со стенками настолько тонкими, что все испускавшиеся препаратом  $\alpha$ -частицы выходили наружу. Ампула была помещена в толстостенный сосуд большего объема. Через несколько дней при помощи спектрального анализа было обнаружено во внешнем сосуде присутствие гелия.

Опыт Резерфорда неопровержимо доказал, что  *$\alpha$ -частицы являются быстро движущимися ядрами гелия*. Скорости  $\alpha$ -частиц значительно меньше скоростей  $\beta$ -частиц и лежат в пределах 10 000 — 20 000 км/сек. Кинетическая энергия  $\alpha$ -частиц велика: 4—10 Мэв.

---

<sup>1)</sup> Масса частицы зависит от ее скорости (см. § 196). Поэтому более точно результат опыта по измерению массы  $\beta$ -частиц следует сформулировать так: электрон и  $\beta$ -частица равной скорости обладают равной массой, или: массы покоя электрона и  $\beta$ -частицы равны. В случае  $\alpha$ -частиц эта оговорка не существенна, так как скорость  $\alpha$ -частиц мала по сравнению со скоростью света и измеряемая в опыте масса практически равна массе покоя  $\alpha$ -частицы.

В результате столкновений с атомами среды энергия радиоактивных лучей превращается в конечном счете в тепло. Тепловое действие радиоактивных излучений легко обнаруживается калориметрическими опытами.

У п р а ж н е н и я. 22. Скорость  $\alpha$ -частицы в среднем в 15 раз меньше скорости  $\beta$ -частицы. Объяснить, почему  $\alpha$ -частицы слабее отклоняются магнитным полем. (Сравнить радиусы траекторий  $\alpha$ - и  $\beta$ -частицы в одном и том же магнитном поле.)

23.  $\alpha$ -частица с энергией  $5 \text{ Мэв}$  создает в воздухе около 150 000 пар ионов. Найти ионизационный ток, создаваемый препаратом, испускающим 100  $\alpha$ -частиц в 1 сек. (Все ионы собираются на электроды.)

24. Почему при измерениях ионизационного тока с помощью электрометра (рис. 368) употребляют очень большие сопротивления  $R$  ( $10^8$ — $10^{12} \text{ ом}$ )?

25. Емкость электрометра в установке, изображенной на рис. 378, равна  $10 \text{ пф}$  ( $10^{-11} \text{ ф}$ ). В собирающий цилиндр попадает 100 000 электронов в секунду. Через сколько времени электрометр отклонится на одно деление, если цена деления  $0,1 \text{ в}$ ?

26. Определить напряженности электрического и магнитного полей в приборе, изображенном на рис. 379, при которых частица с энергией  $100 \text{ кэв}$  движется в том и другом поле по окружности радиуса  $r = 20 \text{ см}$ . Вычисления проделать для  $\alpha$ -частицы и для  $\beta$ -частицы.

**§ 211. Радиоактивный распад и радиоактивные превращения.** Изучение радиоактивности убеждает нас в том, что радиоактивные излучения испускаются атомными ядрами радиоактивных элементов. Это очевидно в отношении  $\alpha$ -частиц, так как в электронной оболочке их просто нет. Ядерное происхождение  $\beta$ -лучей доказывается химическими опытами. Если  $\beta$ -частицы испускаются ядрами, то  $\beta$ -радиоактивность должна приводить к изменению химической природы атома. В самом деле,  $\beta$ -электрон уносит из ядра единицу отрицательного заряда, т. е. увеличивает положительный заряд ядра на единицу. Ядро будет удерживать вокруг себя уже не  $Z$ , а  $Z+1$  электронов; радиоактивный атом превратится в атом следующего по порядку элемента периодической системы. И действительно, химические исследования обнаружили, что в веществах, испускающих  $\beta$ -лучи, накапливаются атомы элемента с порядковым номером, на одну единицу превышающим порядковый номер  $\beta$ -излучателя.

Испускание  $\alpha$ -частиц также изменяет заряд ядра и поэтому также должно приводить к изменению химической природы радиоактивного атома. Это предсказание полностью подтверждается опытами.

Итак, испуская  $\alpha$ - и  $\beta$ -лучи, атомы радиоактивного элемента и з м е н я ю т с я, превращаясь в атомы н о в о г о элемента. В этом смысле испускание радиоактивных излучений называют *радиоактивным распадом*. Различают  $\alpha$ -распад — испускание  $\alpha$ -частиц, и  $\beta$ -распад — испускание  $\beta$ -частиц <sup>1)</sup>.

Так как  $\alpha$ -частица уносит положительный заряд в две единицы и массу в четыре единицы, то в результате  $\alpha$ -распада радиоактивный элемент превращается в другой элемент, порядковый номер которого на две единицы меньше, а массовое число <sup>2)</sup> на четыре единицы меньше. Масса  $\beta$ -частицы ничтожно мала по сравнению с атомной единицей массы; поэтому испускание  $\beta$ -частицы не изменяет массового числа ядра. Следовательно, в результате  $\beta$ -распада радиоактивный элемент превращается в элемент с порядковым номером, на единицу бóльшим, и с тем же массовым числом.

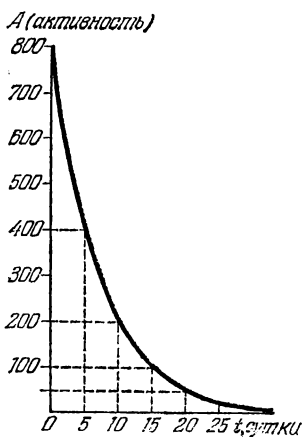


Рис. 380. График спадания активности радиоактивного вещества RaE со временем.  $A$  — активность в произвольных единицах;  $t$  — время в сутках.

Эти правила, указывающие с м е щ е н и е элемента в периодической системе, вызванное распадом, называются *законами смещения*.

Радиоактивный распад вызывает непрерывное уменьшение числа атомов радиоактивного элемента. В случае урана, тория и радия скорость распада настолько мала, что уменьшение числа атомов этих элементов неощутимо даже за промежуток времени в несколько лет. Существует, однако, большое число б ы с т р о р а с п а д а ю щ и х с я радиоактивных элементов. Рассмотрим, например,  $\beta$ -радиоактивный изотоп в и с м у т а с атомным весом 210 — так назы-

<sup>1)</sup> При детальном изучении  $\beta$ -распада выяснилось, что в этом процессе вместе с  $\beta$ -частицами излучается очень легкая нейтральная частица *нейтрино* (см. § 227). В опытах, иллюстрируемых рис. 369, нейтрино ускользает от наблюдения, так как оно не обладает ни ионизационным, ни фотографическим действием.

<sup>2)</sup> Напомним, что м а с с о в о е ч и с л о атома или ядра — это масса в а.е.м. (атомный вес), округленная до целого числа.

ваемый RaE (радий Е). RaE выделяется из радия, в котором присутствует в невесомых количествах. Ничтожные по весу количества RaE легко обнаруживаются по интенсивному  $\beta$ -излучению: Измеряя периодически с помощью газоразрядного счетчика число  $\beta$ -частиц, испускаемых препаратом RaE в единицу времени, мы обнаружим, что это число постепенно уменьшается. График спада активности <sup>1)</sup> со временем приведен на рис. 380.

Как видно из графика, по истечении 5 суток активность RaE равна  $\frac{1}{2}$  начальной, через 10 суток —  $\frac{1}{4}$  начальной, через 15 суток —  $\frac{1}{8}$  начальной и т. д. За каждые 5 суток активность уменьшается вдвое. Но для того, чтобы уменьшить активность вдвое, достаточно разделить препарат пополам. Следовательно, число атомов RaE уменьшается вдвое за каждые 5 суток.

Интервал времени, в течение которого распадается половина атомов радиоактивного вещества, носит название *периода полураспада*. Таким образом, вещество, распад которого изображен на рис. 380, имеет период полураспада 5 суток. Пусть в начальный момент ( $t=0$ ) число атомов радиоактивного вещества равно  $N_0$ . Период полураспада этого вещества обозначим  $T$ . По истечении  $n$  периодов полураспада, т. е. в момент  $t=nT$ , число нераспавшихся атомов равно, очевидно,

$$N = N_0 \cdot 2^{-n}.$$

Подставляя  $n=t/T$ , получим:

$$N = N_0 \cdot 2^{-t/T}. \quad (13)$$

Наш вывод соотношения (13) проведен для промежутков времени  $t$ , кратных периоду полураспада (т. е. для целых  $n$ ); можно доказать, однако, что оно справедливо и для любых  $t$ . Соотношение (13), дающее зависимость числа нераспавшихся радиоактивных атомов от времени, называется *законом радиоактивного распада*.

Период полураспада является одной из основных характеристик радиоактивного вещества. Многочисленные опыты показали, что период полураспада радиоактивного вещества есть *строгая постоянная величина*, которая не может быть изменена такими воздействиями (в доступных нам пределах), как охлаждение, нагрев, давление, магнитное поле, силы химического сродства и др. Независимость

<sup>1)</sup> Активностью радиоактивного препарата называется число частиц, испускаемых препаратом в единицу времени.

периода полураспада от внешних условий не должна быть для нас удивительной. Радиоактивный распад есть свойство атомных ядер, а для изменения атомного ядра энергия обычных земных воздействий недостаточна (ср. § 205).

Измерение периода распада короткоживущих веществ сводится к определению промежутка времени, в течение которого интенсивность излучения спадает вдвое. Период полураспада долгоживущего вещества можно вычислить, измерив число атомов, распадающихся в единицу времени (равное числу испускаемых за это время частиц), и зная полное число атомов в образце. Действительно, доля полного числа атомов, распадающаяся за некоторое время, зависит от периода полураспада. Чем меньше период полураспада, тем быстрее распад и тем большая доля атомов распадается за то же время.

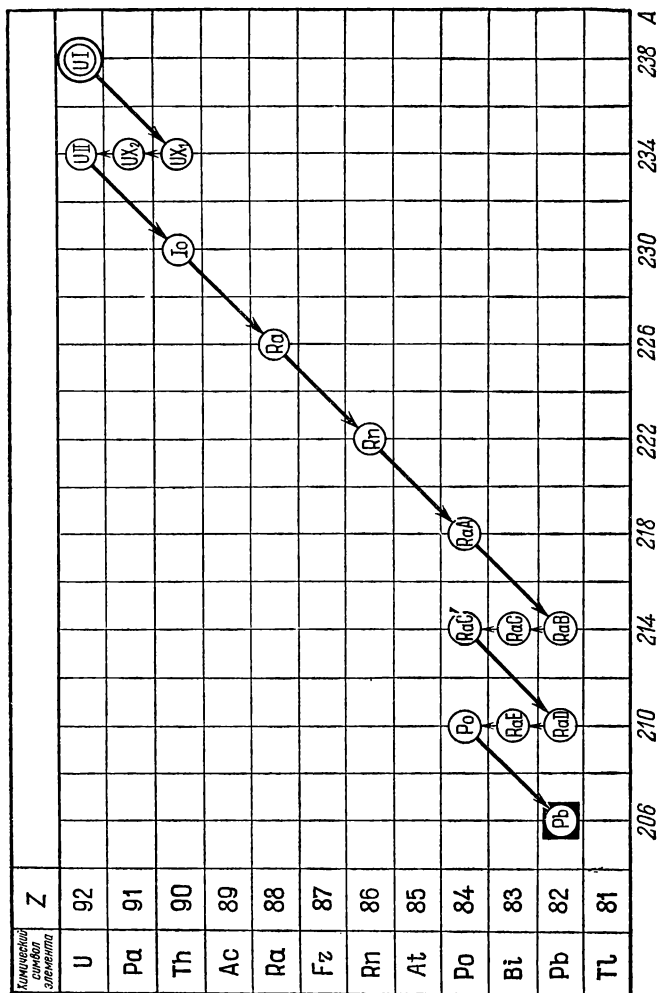
Измерения такого рода дают для периода полураспада радия величину 1600 лет. Естественно, что за промежутки времени порядка года убыль радия настолько мала, что изменение его активности практически незаметно.

Из геологии известно, что возраст минералов измеряется миллионами лет. За промежутки времени геологического масштаба распад радия должен был бы привести к его полному исчезновению. Очевидно, в природе наряду с распадом происходит образование новых атомов радия. Тот факт, что радий всегда содержится в урановых и только в урановых рудах, наводит на мысль, что источником новых атомов радия служит радиоактивный распад урана.

Уран является  $\alpha$ -радиоактивным веществом, т. е. испускает  $\alpha$ -частицы. Период полураспада урана (точнее, основного изотопа урана с атомным весом 238), измеренный по  $\alpha$ -активности, составляет 4,5 миллиарда ( $4,5 \cdot 10^9$ ) лет. Даже по геологической шкале времени распад урана происходит весьма медленно.

$\alpha$ -распад ядра  ${}_{92}\text{U}^{238}$ <sup>1)</sup> приводит согласно законам смещения к образованию ядра с зарядом  $92-2=90$  и массовым числом  $238-4=234$ , т. е. изотопа тория  ${}_{90}\text{Th}^{234}$ . Этот изотоп тория, называемый иначе  $\text{UX}_1$  (уран-икс-один),

<sup>1)</sup> Напомним, что числа, сопровождающие химический символ элемента, означают: нижнее число — порядковый номер, т. е. заряд ядра элемента в эл. з., верхнее число — массовое число рассматриваемого изотопа.





также оказывается радиоактивным веществом, испускающим  $\beta$ -частицы. Продуктом  $\beta$ -распада  ${}_{90}\text{Th}^{234}$  оказывается  ${}_{91}\text{Pa}^{234}$  — изотоп элемента протактиния с атомным весом 234, называемый иначе  $\text{UX}_2$ . Этот изотоп опять-таки радиоактивен и т. д. Цепочка последовательных продуктов распада урана, так называемое *радиоактивное семейство урана*, изображена на рис. 381. Только после 14 следующих друг за другом распадов атом урана превращается в нерадиоактивный или, как говорят, стабильный изотоп свинца  ${}_{82}\text{Pb}^{206}$ .

Распад урана приводит в конечном счете к накоплению свинца. И действительно, урановые руды всегда содержат свинец. В урановых рудах накапливаются, конечно, и все промежуточные продукты цепи распада урана. Радий является пятым продуктом в этой цепи.  $\text{RaE}$ , о котором шла речь выше, — седьмой продукт в цепи распада радия. Первым потомком радия является  $\text{Rn}$  — радиоактивный инертный газ радон (называемый иногда *эманацией* радия).

Накопление радиоактивных продуктов превращения ограничивается их распадом. Чем меньше период полураспада вещества, тем быстрее оно распадается и тем меньше его содержание в материнском веществе (уране или радии).

Всякое радиоактивное превращение связано, как мы знаем, с испусканием либо  $\alpha$ -, либо  $\beta$ -частицы. Некоторые превращения сопровождаются еще и  $\gamma$ -излучением. Сюда относится, например, превращение  $\text{RaC}$  в  $\text{RaC}'$  (см. рис. 381).

Помимо семейства урана, в природе существуют еще два радиоактивных семейства. Родоначальником одного из них является торий, родоначальником другого — редкий изотоп урана  ${}_{92}\text{U}^{235}$ .

**Упражнения.** 27. 1 г радия испускает  $3,7 \cdot 10^{10}$   $\alpha$ -частиц в 1 сек. Сколько электронов в 1 сек испускает  $\text{RaE}$ , накопившийся за длительное время в 1 г радия?

28. Сколько  $\alpha$ -частиц испускает в 1 сек 1 г радия вместе со своими продуктами распада? (См. упражнение 27.)

29. Вычислить объем гелия (при нормальных условиях), накопившийся за месяц в результате распада 1 г радия с потомками.

30. Считая энергию  $\alpha$ -частицы равной в среднем 5 Мэв, а энергию  $\beta$ -частицы равной в среднем 0,5 Мэв, найти количество тепла, выделяемое в 1 мин 1 г радия с потомками (см. упражнение 27). До какой температуры нагреется препарат за минуту, если теплоемкость его равна 1 кал/град? (Выходом  $\beta$ -частиц за пределы препарата, а также теплоотдачей последнего пренебречь.)

31. Период полураспада полония ( $\text{Po}^{210}$ ) — 140 дней. Испуская  $\alpha$ -частицу, полоний превращается в стабильный свинец. Найти, сколько свинца выделит за 100 дней 1 мг полония.

**§ 212. Применения радиоактивности.** 1. Биологические действия. Радиоактивные излучения губительно действуют на живые клетки. Механизм этого действия связан с ионизацией атомов и разложением молекул внутри клеток при прохождении быстрых заряженных частиц. Особенно чувствительны к воздействию излучений клетки, находящиеся в состоянии быстрого роста и размножения. Это обстоятельство используется для лечения раковых опухолей.

Для целей терапии употребляют радиоактивные препараты, испускающие  $\gamma$ -лучи, так как последние без заметного ослабления проникают внутрь организма. При не слишком больших дозах облучения раковые клетки гибнут, тогда как организму больного не причиняется существенного ущерба. Следует отметить, что радиотерапия рака, так же как и рентгенотерапия, отнюдь не является универсальным средством, всегда приводящим к излечению.

Чрезмерно большие дозы радиоактивных излучений вызывают тяжелые заболевания животных и человека (так называемая лучевая болезнь) и могут привести к смерти. В очень малых дозах радиоактивные излучения, главным образом  $\alpha$ -лучи, оказывают, напротив, стимулирующее действие на организм. С этим связан целебный эффект радиоактивных минеральных вод, содержащих небольшие количества радия или радона.

2. Светящиеся составы. Люминесцирующие вещества светятся под действием радиоактивных излучений (ср. § 209). Прибавляя к люминесцирующему веществу (например, сернистому цинку) очень небольшое количество соли радия, готовят постоянно светящиеся краски. Эти краски, будучи нанесены на циферблаты и стрелки часов, прицельные приспособления и т. п., делают их видимыми в темноте.

3. Определение возраста Земли. Атомный вес обыкновенного свинца, добываемого из руд, не содержащих радиоактивных элементов, составляет 207,2. Как видно из рис. 381, атомный вес свинца, образующегося в результате распада урана, равен 206. Атомный вес свинца, содержащегося в некоторых урановых минералах, оказывается очень близким к 206. Отсюда следует, что эти минералы в момент образования (кристаллизации из расплава или раствора) не содержали свинца; весь наличный в таких минералах свинец накопился в результате распада урана. Используя закон радиоактивного распада, можно по отношению количеств свинца и урана в минерале определить его возраст (см. упражнение 32).

Определенный таким методом возраст минералов различного происхождения, содержащих уран, измеряется сотнями миллионов лет. Возраст древнейших минералов превышает 1,5 миллиарда лет.

Возрастом Земли принято считать время, прошедшее с момента образования твердой земной коры. По многим измерениям, основанным на радиоактивности урана, а также тория и калия, возраст Земли превышает 4 миллиарда лет.

**Упражнение 32.** Определить возраст минерала, в котором на один атом урана приходится а) один атом свинца, б) 0,2 атома свинца.

**§ 213. Ускорители.** Пучки быстрых  $\alpha$ -частиц, даваемые радиоактивными препаратами, оказались незаменимым средством зондирования атомов (§ 200). Пожалуй, еще большую

роль сыграли пучки быстрых частиц в изучении атомных ядер (см. гл. XXII). Однако для исследования атомных ядер понадобились заряженные частицы более быстрые, в большем числе и в большем ассортименте (не только  $\alpha$ -частицы и электроны, но также протоны и дейтроны<sup>1)</sup>), чем могут дать радиоактивные препараты. Для удовлетворения этой потребности были разработаны различные типы так называемых *ускорителей* — приборов для искусственного ускорения заряженных частиц до больших энергий.

История ускорителей ведет начало с 1932 г., когда сотрудники Резерфорда — Кокрофт и Уолтон — построили

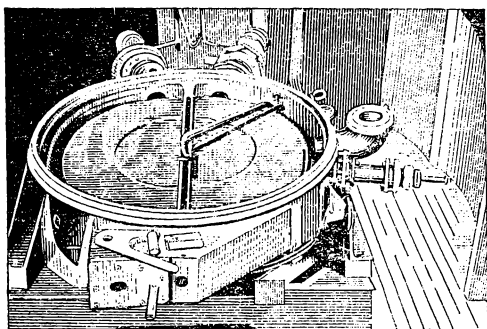


Рис. 382. Общий вид вакуумной камеры циклотрона.

установку для получения протонов с энергией до полумиллиона электронвольт. За истекшие годы техника ускорителей достигла большого развития: в настоящее время существуют приборы, сообщающие частицам энергию в десятки миллиардов электронвольт.

Чтобы сообщить заряженной частице энергию, достаточно заставить ее пройти ускоряющую разность потенциалов. Увеличивая эту разность потенциалов, мы увеличим энергию частицы. Нельзя, однако, идти по этому пути очень далеко из-за опасности пробоя изоляции при высоком напряжении. Практическим пределом является напряжение 5—8 мегавольт (Мв). Напряжения такого порядка получа-

<sup>1)</sup> Дейтронами называют ядра тяжелого водорода (дейтерия).

ются с помощью электростатических генераторов (см. т. II, § 31).

Чтобы преодолеть этот предел, поскольку разность потенциалов свыше 8 Мв осуществить невозможно, остается ускорять частицы одной и той же разностью потенциалов *многократно*. Идея многократного ускорения заряженной частицы сравнительно небольшой разностью потенциалов и лежит в основе большинства современных ускорителей. Примером осуществления этой идеи служит

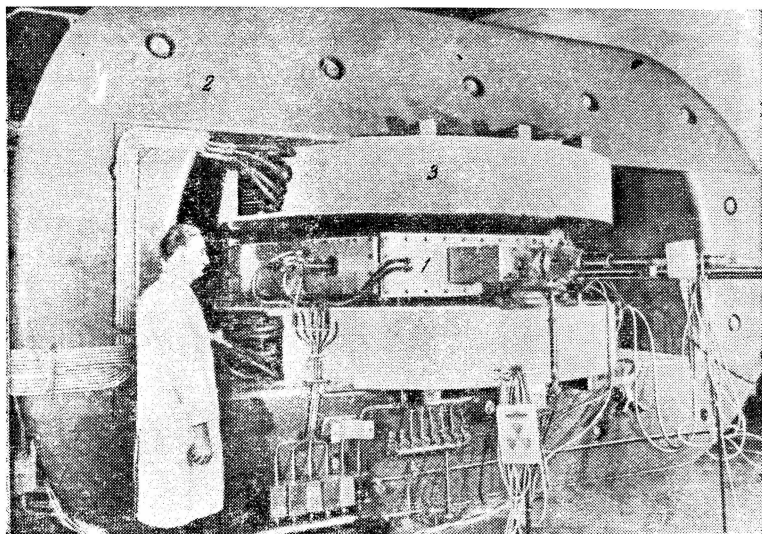


Рис. 383. Общий вид циклотрона, ускоряющего протоны до энергии 25 Мэв.

1 — вакуумная камера; 2 — ядро электромагнита; 3 — полюсы электромагнита с надетыми на них намагничивающими обмотками.

так называемый *циклотрон*, предложенный в 1936 г. Лауренсом<sup>1)</sup>. Принцип действия циклотрона состоит в следующем. Два полых электрода (называемых *дуантами*) монтируются в непрерывно откачиваемой до высокого вакуума камере и помещаются между полюсами сильного магнита (рис. 382, 383, 384). К дуантам прикладывается

<sup>1)</sup> Эрнест Лауренс (1901—1958) — американский физик.

быстропеременная разность потенциалов. В центре камеры между дуантами устанавливается источник ионов (*И*) (например, газовый разряд в атмосфере водорода). В те полупериоды переменного тока, когда электрическое поле направлено от дуанта *А* к дуанту *Б*, из щели источника вытягиваются положительные ионы. Проходя промежуток между дуантами, ионы приобретают некоторую энергию, зависящую от величины разности потенциалов между дуантами. В магнитном поле магнита ионы движутся по окружности (§ 195). Замечательной особенностью движения в однородном магнитном поле является независимость времени обращения от скорости частицы, так как с увеличением скорости частицы увеличивается и радиус круговой траектории частицы. Действительно, в § 195 мы получили следующее выражение (4) для радиуса окружности, описываемой частицей в поле *H*:

$$r = 10 \frac{mv}{eH}.$$

Отсюда время одного оборота равно

$$\tau = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi}{v} \cdot 10 \frac{mv}{eH} = 20 \frac{\pi m}{eH},$$

т. е. при постоянных *m*, *e* и *H*  $\tau$  не зависит от *v*, а значит, и от энергии частицы.

Пусть период переменной разности потенциалов, приложенной к дуантам, в точности равен времени обращения  $\tau$ . В этом случае, когда ион, описав полуоборот в дуанте *Б* (рис. 384), подойдет во второй раз к зазору между дуантами, электрическое поле в зазоре будет направлено уже от *Б* к *А*, т. е. по направлению движения иона. Следовательно, пройдя зазор, ион удвоит свою энергию. Описав теперь полуоборот в дуанте *А*, ион встретит в зазоре поле, направленное снова от *А* к *Б*, и еще увеличит свою энергию и т. д.

По мере увеличения скорости иона радиус его траектории возрастает согласно (4). Траектория иона в циклотроне напоминает поэтому раскручивающуюся спираль. Нетрудно, используя (4), рассчитать энергию ионов, оказавшихся в результате ускорения на расстоянии *R* от источника:

$$\mathcal{E} = \frac{mv^2}{2} = \frac{e^2 H^2 R^2}{200m}.$$

Напряженность магнитного поля в циклотроне ограничена величиной порядка 15 000 э из-за явления магнитного насыщения железа (т. II, § 150). Поэтому для увеличения энергии частиц приходится увеличивать радиус полюсов магнита. Так, в циклотроне, дающем пучок протонов с энергией около 400 Мэв, диаметр полюсов магнита равен 4,5 м.

Когда кинетическая энергия ускоряемой частицы становится не малой по сравнению с энергией покоя частицы  $m_0c^2$ , начинает сказываться зависимость массы частицы от ее

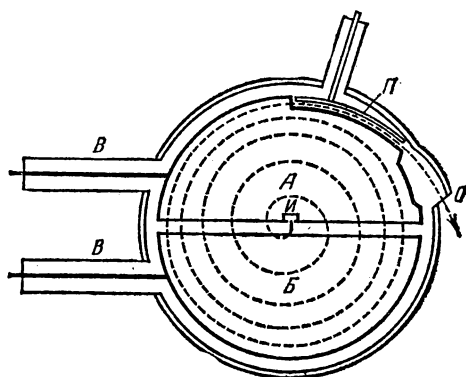


Рис. 384. Схема камеры циклотрона.

А, Б — дуанты. Дуанты представляют собой нечто вроде половинок очень плоской консервной банки, разрезанной по диаметру; И — источник ионов; В — входы переменного напряжения на дуанты; П — пластина, заряженная отрицательно и служащая для отклонения ускоренных ионов в окно О, через которое ускоренный пучок выводится наружу. Пунктирная спираль — траектория иона.

энергии. По мере ускорения масса частицы растет, а с ней растет период обращения  $\tau$ . Период обращения становится больше периода ускоряющего переменного напряжения, в результате чего частица выпадает из такта и перестает ускоряться. Некоторое время считалось, что рост массы со скоростью ограничивает предельную энергию частиц, ускоряемых в циклотроне, величиной 100 Мэв. В. И. Векслер<sup>1)</sup> в 1944 г. открыл важное усовершенствование принципа действия циклотрона, позволившее обойти трудность с непостоян-

<sup>1)</sup> Владимир Иосифович Векслер (1907—1966 г.) — советский физик.

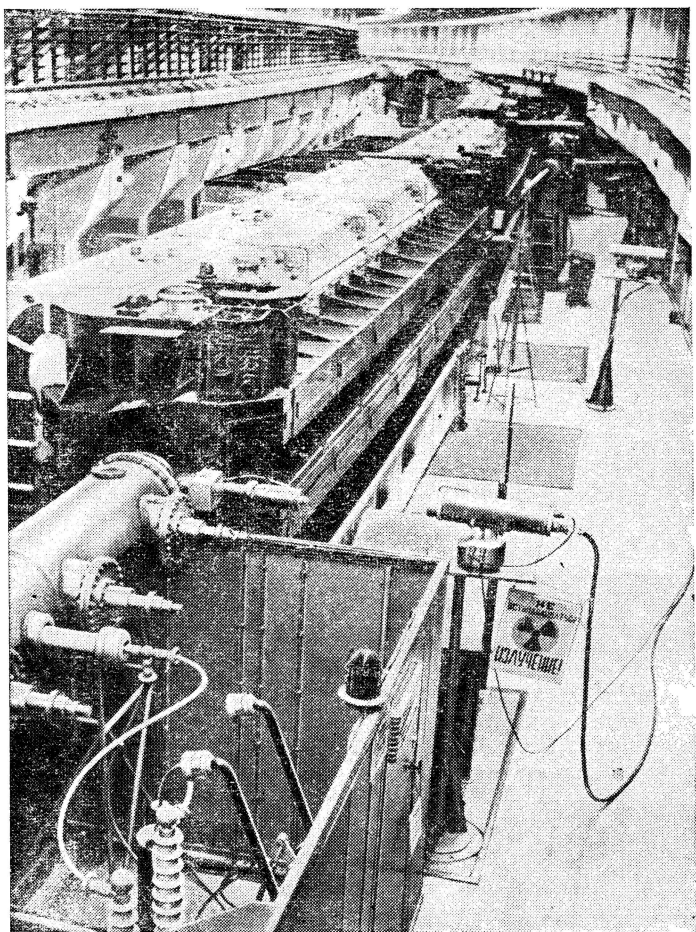


Рис. 385. Вид участка кольцевого зала серпуховского ускорителя на 76 Гэв.  
Диаметр орбиты 472 м, вес железа в магните 20 000 тонн.

ством массы частицы. Это открытие сделало возможным получение частиц, ускоренных до энергий в миллиарды электрон-вольт. На рис. 385 приведена фотография участка кольцевого зала самого большого в мире ускорителя, ускоряющего протоны до энергии 76 млрд. электронвольт.

У п р а ж н е н и я. 33. Найти период переменного тока, питающего циклотрон, ускоряющий протоны. Напряженность магнитного поля равна 15 000 э.

34. Протоны выпускаются из циклотрона, достигнув радиуса  $R=100$  см. Какова их энергия, если  $H=15\,000$  э? Сколько оборотов делает протон, испущенный ионным источником в момент, когда разность потенциалов между дуантами составляет 100 кВ?



## ГЛАВА XXII

### АТОМНЫЕ ЯДРА И ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГИЯ

**§ 214. Понятие о ядерных реакциях.** В предыдущей главе мы познакомились с кругом явлений радиоактивности. Мы убедились, что атомные ядра радиоактивных элементов неустойчивы, т. е. с течением времени распадаются, испуская  $\alpha$ - или  $\beta$ -частицы и превращаясь в ядра других элементов. Эти факты доказывают, что атомные ядра, несмотря на свои ничтожные размеры, являются сложными частицами, построенными из других, более простых частиц. Как было уже отмечено, радиоактивность не только свидетельствует о сложном строении атомных ядер, но также дает средства для изучения этого строения.

Одним из таких средств являются быстрые  $\alpha$ -частицы, способные проникать внутрь легких ядер и расщеплять их на части. Расщепление атомного ядра под действием  $\alpha$ -частиц впервые наблюдал Резерфорд (в 1919 г.). Продолжая опыты, описанные в § 200, он заметил, что при облучении  $\alpha$ -частицами азота, бора и других элементов возникают новые частицы, также создающие сцинтилляции, но отличающиеся от  $\alpha$ -частиц большей проникающей способностью. С помощью магнитного отклонения и других методов удалось установить заряд и массу, а тем самым природу этих частиц. Они оказались быстрыми и движущимися ядрами атомов водорода. (Напомним, что ядро водородного атома, или, как его называют, *протон*, обладает массой, очень близкой к 1 аеи, и несет единичный положительный заряд.)

Процесс испускания протонов был изучен с помощью камеры Вильсона. Внутри камеры Вильсона, заполненной

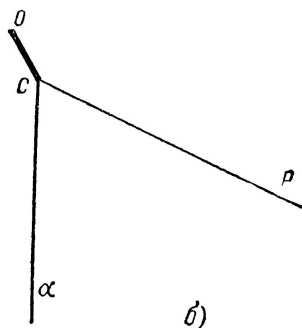
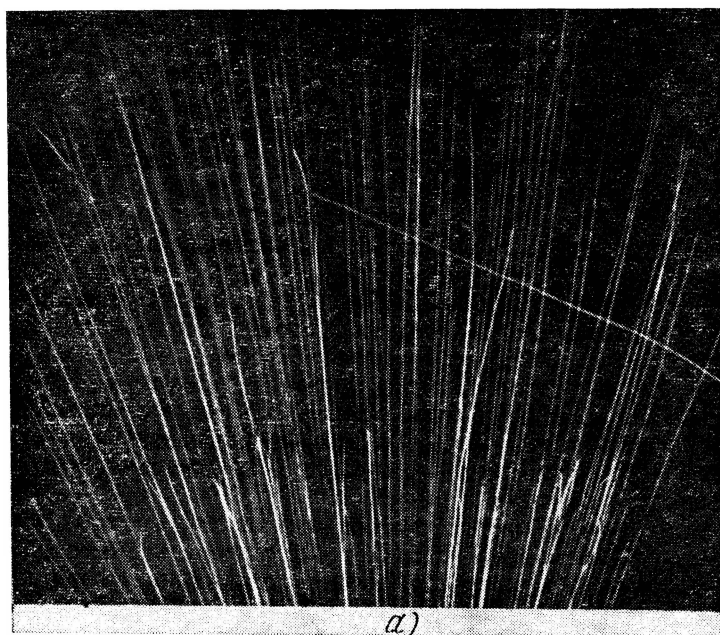


Рис. 386. Расщепление ядра азота  $\alpha$ -частицей в камере Вильсона.  
 а) Фотография следов в камере, б) Схема следов «вилки»;  $\alpha$  — след  $\alpha$ -частицы, столкнувшейся в точке  $C$  с ядром азота;  $p$  и  $O$  — следы продуктов расщепления — протона и ядра кислорода.

а з о т о м, помещался  $\alpha$ -радиоактивный препарат. Периодически производилось расширение камеры и фотографирование получающейся картины. На снимках наблюдался веер следов  $\alpha$ -частиц, исходящих из препарата (рис. 386, а). В подавляющем большинстве следы прямолинейны. В некоторых случаях, однако, след  $\alpha$ -частицы на некотором расстоянии от конца пробега образует «вилку» (схема на рис. 386, б) — разветвляется на два неравных следа, из которых длинный ( $p$ ) т о н ь ш е, а короткий ( $O$ ) ж и р н е е следа  $\alpha$ -частицы. Образование такой «вилки» нельзя объяснить иначе, как результатом соударения  $\alpha$ -частицы с ядром атома азота.

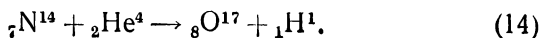
Опираясь на наблюдения Резерфорда, мы должны приписать один из следов «вилки» протону. Ввиду меньшего заряда протон действует на атомные электроны с меньшей силой, чем  $\alpha$ -частица. Поэтому протон производит меньшую ионизацию на единице пути и образует в камере Вильсона более тонкий след. Более жирный след принадлежит частице, ионизирующей сильнее  $\alpha$ -частицы и обладающей, следовательно, б ó л ь ш и м зарядом.

Природу этой частицы можно установить, используя законы сохранения заряда и массы. До соударения мы имели две частицы: 1)  $\alpha$ -частицу (т. е. ядро атома гелия) с зарядом  $+2$  единицы и массой 4 единицы и 2) ядро атома азота с зарядом  $+7$  единиц и массой 14 единиц. Суммарный заряд равен  $+9$  единиц, суммарная масса 18 единиц. После соударения также имеются две частицы, одна из которых является протоном (т. е. ядром атома водорода) с зарядом  $+1$  и массой 1. На долю второй частицы остается заряд  $+8$  и масса 17.

Восьмым элементом периодической системы является кислород. Таким образом, рассматриваемая «вилка» указывает на явление п р е в р а щ е н и я ядер азота и гелия в ядра кислорода и водорода.

Вслед за открытием Резерфорда были найдены и другие подобные процессы, в которых происходит п р е в р а щ е н и е ядер (а следовательно, и а т о м о в) одних элементов в ядра (атомы) других элементов. Такие процессы получили название *ядерных реакций*.

Символически ядерная реакция *азот+гелий=кислород+водород* записывается следующим образом:



При такой записи реакции верхняя строка цифр представляет запись условия сохранения массы ( $14+4=17+1$ ), а нижняя — условия сохранения заряда ( $7+2=8+1$ ).

**§ 215. Ядерные реакции и превращение элементов.** Изучению ядерных реакций очень способствовало изобретение приборов для сообщения высокой энергии заряженным частицам — *ускорителей* (см. § 213). Ускорители создают интенсивные пучки заряженных частиц, ускоренных до энергий, не только равных, но и во много раз превосходящих энергии частиц радиоактивных излучений.

Оказалось, что искусственно ускоренные быстрые протоны, дейтроны (ядра тяжелого водорода) и ядра гелия способны производить разнообразные ядерные расщепления, аналогичные рассмотренной реакции  $\alpha$ -частиц радиоактивного препарата с азотом. Быстрые электроны и рентгеновские кванты (полученные торможением электронов, ускоренных до энергий  $10\text{ Мэв}$  и выше) также вызывают ядерные реакции. Однако по эффективности, с которой они производят расщепления, кванты, а в особенности электроны, уступают тяжелым частицам (протонам, дейтронам и  $\alpha$ -частицам).

В настоящее время известно свыше тысячи различных ядерных реакций; с некоторыми из них мы познакомимся в дальнейшем.

Особенно существенным было обнаружение среди продуктов ядерных реакций незаряженных (нейтральных) частиц с массой, равной массе протона (т. е. приблизительно  $1\text{ аеи}$ ). На свойствах этих частиц, названных *нейтронами*, мы остановимся подробнее в следующем параграфе.

Открытие ядерных реакций имело важное принципиальное значение: впервые была доказана возможность искусственного превращения элементов. Правда, на первых порах удавалось превратить лишь ничтожное, практически невосмое количество вещества. Это происходит потому, что число быстрых частиц, даваемых ускорителями или радиоактивными препаратами, сравнительно мало (см. упражнение 37), и, кроме того, только малая доля этих частиц производит ядерные реакции. Одно ядерное превращение приходится на сто тысяч — миллион бомбардирующих  $\alpha$ -частиц.

Причину такого малого числа ядерных реакций нетрудно понять. Чтобы проникнуть внутрь атомного ядра,  $\alpha$ -частица должна преодолеть огромные силы электростатического отталкивания, ибо и  $\alpha$ -частица и ядро обладают положительным зарядом. Поэтому ядерные превращения могут производить только достаточно быстрые  $\alpha$ -частицы. Но, двигаясь в веществе,  $\alpha$ -частицы расходуют свою энергию на ионизацию и возбуждение атомов. Очень скоро они полностью затормаживаются, захватывают электроны и превращаются в нейтральные атомы гелия. Ввиду малых размеров ядер (см. § 200) лишь немногие частицы натапливаются на ядро до того, как они растратят свою энергию. Только такие редкие случаи и приводят к ядерным расщеплениям.

Мы увидим из § 222, что в условиях, господствующих на звездах, ядерные реакции, раз начавшись, продолжают сами собой подобно тому, как огонь, охватывая новые и новые порции топлива, горит до тех пор, пока последнее не исчерпается. Подобные самоподдерживающиеся, или, как говорят, незатухающие, *цепные реакции* удается осуществить и в земных условиях (см. ниже, § 223).

В цепных ядерных реакциях превращение атомов осуществляется уже в больших масштабах, не уступающих зачастую масштабам, в которых происходит превращение молекул в химических реакциях.

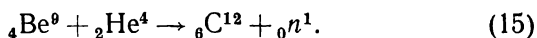
**У п р а ж н е н и я.** 35. Записать символически следующие ядерные реакции: 1) Соударение двух дейтронов между собой, в результате которого образуются две частицы, более легкая из которых — протон. 2) То же, но более легкая частица — нейтрон (символ  $n^1_0$ : масса равна единице, заряд равен нулю). 3) Соударение протона с ядром изотопа лития с массой 7 с образованием двух  $\alpha$ -частиц. 4) Соударение дейтрона с ядром алюминия с образованием в результате нового ядра и протона.

36. Почему  $\alpha$ -частицы, испускаемые радиоактивными препаратами, не могут вызывать ядерных реакций в тяжелых элементах, хотя они вызывают их в легких?

37. Азот облучался в течение 1 часа пучком  $\alpha$ -частиц, ускоренных в циклотроне. Найти количество образовавшегося  $O^{17}$ , если ток в пучке равен 200 мка и если ядерную реакцию (14) вызывает одна  $\alpha$ -частица из каждых 100 000 частиц в пучке.

**§ 216. Свойства нейтронов.** Испускание нейтронов было обнаружено впервые (в 1932 г.) при облучении бериллия  $\alpha$ -частицами. Происходящая при этом ядерная реакция состоит в захвате  $\alpha$ -частицы ядром бериллия, в результате чего образуется ядро углерода и испускается нейтрон.

Уравнение реакции записывается так:



Здесь символ  ${}_0n^1$  означает нейтрон. В дальнейшем было открыто много других ядерных реакций, в которых также выделяются нейтроны. Однако реакция  $\alpha$ -частиц с бериллием осталась употребительной для получения нейтронов. До сего времени в качестве компактных источников нейтронов пользуются

ампулами, заполненными смесью  $\alpha$ -радиоактивного вещества с порошком бериллия.

Поместим такой источник нейтронов возле работающей камеры Вильсона, внутри которой укреплена пленка вещества, содержащего водород (например, парафина  $\text{C}_{22}\text{H}_{46}$ ). На фотографии, схематически изображенной на рис. 387, мы увидим следы, исходящие из пленки и представляющие собой следы протонов, как об этом можно судить по характеру ионизации (ср. след протона на рис. 386). Все следы идут от пленки вперед, если смотреть из источника. Эти следы созданы протонами, выбитыми из пленки в результате ударов быстрых нейтронов, летящих из источника. Следов самих нейтронов, пересекающих камеру от  $A$  до  $B$ ,

на снимках нет. Нейтроны, следовательно, не производят заметной ионизации, т. е. в отличие от заряженных частиц практически не взаимодействуют с электронами. При прохождении через вещество нейтроны взаимодействуют только с атомными ядрами, но так как размеры ядер очень малы, то нейтроны сталкиваются с ними очень редко (см. упражнение 39). Этим объясняется способность нейтронов свободно проходить сквозь толстые (измеряемые сантиметрами) слои вещества (например,

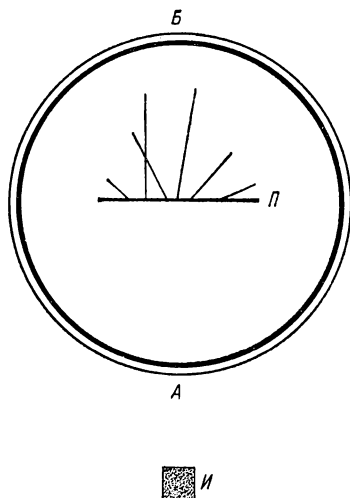


Рис. 387. Схема камеры Вильсона, облучаемой нейтронами.

$I$  — источник нейтронов (ампула, содержащая смесь  $\alpha$ -радиоактивного вещества с бериллием);  $P$  — парафиновая пленка. Нейтроны выбивают из парафиновой пленки быстрые протоны, дающие в камере следы.

стенки источника и камеры в опыте, изображенном на рис. 387).

Как видно из рис. 387, наибольшую длину следа (а значит, наибольшую энергию) имеют протоны, выбитые в д о л ь направления движения нейтронов, а не под заметным углом к нему. Эту особенность нетрудно понять, рассматривая столкновения нейтрона с протоном как удар твердых упругих шаров р а в н о й м а с с ы. Ударяемый шар летит точно вперед только при л о б о в о м у д а р е (рис. 388).

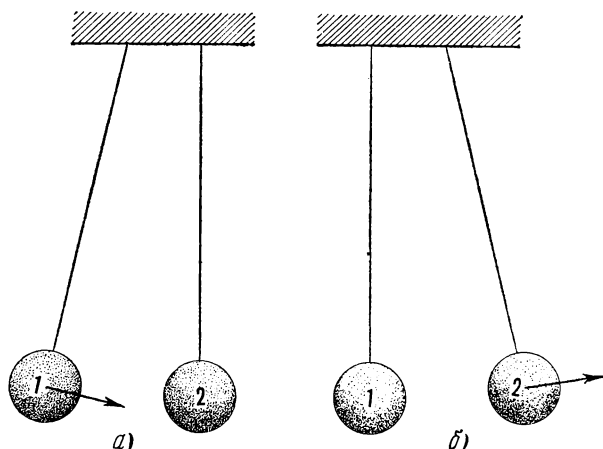


Рис. 388. Лобовой удар упругих шаров равной массы:  
а) до удара; б) после удара. Ударяющий шар останавливается, передавая свою скорость ударяемому.

Но в этом случае ударяющий шар останавливается, т. е. передает ударяемому шару всю свою энергию. Движению протона под углом к направлению начальной скорости нейтрона соответствует б о к о в о й у д а р (рис. 389). При боковом ударе ударяющий шар не останавливается, но изменяет направление движения, передавая второму шару лишь часть своей энергии.

При столкновении н е р а в н ы х по массе шаров передача энергии не столь велика, как при столкновении шаров равной массы, и тем меньше, чем больше различие в массах шаров. В самом деле, при ударе о тяжелый шар легкий шар отскакивает назад, сохраняя почти всю свою

энергию. Тяжелому шару передается поэтому малая доля энергии легкого шара (см. упражнение 40).

Аналогия с ударом шаров приводит к следующему выводу. При соударениях с ядрами нейтроны теряют энергию, т. е. *замедляются*. Замедляющее действие соударений тем больше, чем легче ядро, т. е. чем ближе масса ядра к массе нейтрона. Особенно сильное замедление происходит при соударениях нейтронов с равными им по массе протонами.

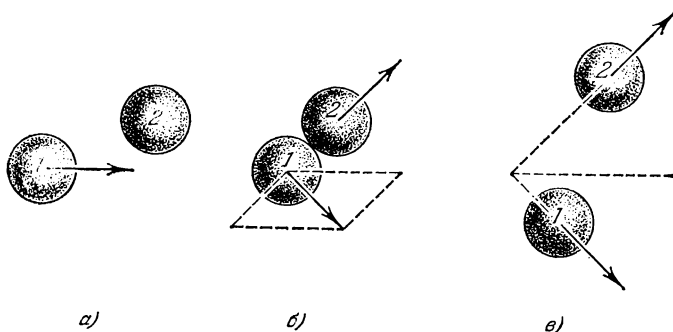
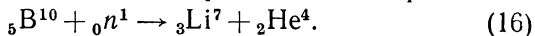


Рис. 389. Боковой удар упругих шаров равной массы:  
а) до удара; б) удар; в) после удара. Ударяемый шар летит под углом к начальному направлению движения ударяющего шара и воспринимает лишь часть энергии последнего.

**§ 217. Ядерные реакции под действием нейтронов.** Столкновение быстрого нейтрона с ядром в большинстве случаев приводит к *р а с с е я н и ю* нейтрона, т. е. к изменению направления его полета и передаче при этом ядру части энергии. Возможен, однако, и другой результат столкновения: нейтрон захватывается ядром, и благодаря этому происходит ядерная реакция. Примером ядерной реакции под действием нейтронов является расщепление бора:



Ядро бора, захватывая нейтрон, расщепляется на ядра лития и гелия, разлетающиеся с большой скоростью.

Реакцию бора с нейтронами можно удобно наблюдать, поместив в камеру Вильсона тонкий слой бора. Облучая камеру быстрыми нейтронами, мы увидим на снимках жирные следы ядер лития и гелия, выходящих во все стороны из слоя (рис. 390, а).



Окружим источник нейтронов веществом, содержащим много водорода, например парафиновой сферой диаметром 15—20 см. Теперь на пути в камеру нейтроны будут испытывать соударения с ядрами углерода ( $A=12$ ) и, что особенно существенно, с протонами. При этом, как мы выяснили в предыдущем параграфе, нейтроны будут замедляться и придут в камеру Вильсона с энергией, во много раз меньшей

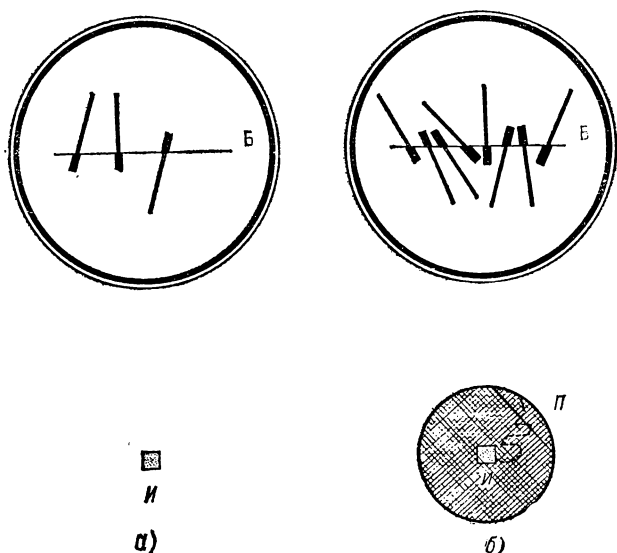


Рис. 390. Схема опыта по наблюдению расщепления бора быстрыми (а) и медленными (б) нейтронами.

И — источник нейтронов; П — парафиновая сфера; Б — тонкая борная пленка в камере Вильсона. Короткие жирные следы вызваны ядрами  ${}^7\text{Li}$ , более длинные —  $\alpha$ -частицами. Пунктиром указан путь одного из нейтронов в парафиновой сфере.

своей начальной энергии <sup>1)</sup>. Действие парафина будет неожиданным: число следов на снимках, а значит, число расщеплений ядер бора, многократно увеличится (рис. 390, б). Следовательно, чем медленнее нейтроны, тем с б о л ь ш е й э ф ф е к т и в н о с т ь ю о н и з а х в а

<sup>1)</sup> Источники испускают нейтроны с энергией, как правило, выше 1 Мэв. Двигаясь в большой толще парафина, нейтроны замедляются настолько, что их энергия снижается до энергии теплового движения атомов среды (0,03—0,04 эв).

тываются ядрами и производят ядерные реакции.

Помимо скорости нейтрона, эффективность, с которой нейтроны захватываются веществом, зависит еще от рода атомов. Наблюдая прохождение медленных нейтронов через слой бора, обнаружим, что они почти полностью задерживаются слоем бора толщиной в доли миллиметра. Подобные же опыты показывают, что, кроме бора, сильными поглотителями медленных нейтронов являются кадмий, а также литий, хлор, серебро и др. Напротив, такие вещества, как бериллий, тяжелая вода, углерод, висмут, поглощают медленные нейтроны крайне слабо.

Сильное поглощение ядрами медленных нейтронов объясняется отсутствием сил электрического отталкивания (так как нейтрон лишен заряда) и с у щ е с т в о в а н и е м сил притяжения между ядрами и нейтронами (см. ядерные силы, § 221). Быстрый нейтрон пролетает мимо ядра за такой короткий промежуток времени, что силы притяжения не успевают отклонить его и втянуть в ядро. Чем медленней движется нейтрон, тем большее время находится он под действием сил притяжения со стороны ядра и тем легче захватывается им. Захват ядрами является одной из причин, почему нейтроны не существуют длительно в свободном виде. Второй причиной является радиоактивность нейтрона. Опыты показывают, что свободный нейтрон с течением времени превращается в протон, испуская при этом электрон. Период полураспада нейтрона — около 11 мин.

У п р а ж н е н и я. 38. Записать следующие ядерные реакции: 1) расщепление  $\gamma$ -квантом дейтрона на протон и нейтрон; 2) захват нейтрона протоном с испусканием  $\gamma$ -кванта; 3) расщепление  $\gamma$ -квантом ядра  ${}^9_4\text{Be}$  с образованием двух  $\alpha$ -частиц; 4) захват нейтрона ядром изотопа азота с массой 14 с испусканием протона; 5) соударение ядра бериллия с дейтроном с испусканием нейтрона.

39. Пучок быстрых нейтронов пересекает железную пластинку толщиной 1 см. Найти долю нейтронов, испытывающих соударение с ядром железа, если радиус последнего  $6 \cdot 10^{-13}$  см. У к а з а н и е. Искомая величина равна доле поверхности пластинки, перекрытой ядрами.

40. Применяя к упругому удару шаров законы сохранения энергии, равенства действия и противодействия и равенства импульса силы изменению количества движения, рассчитать, какую долю своей энергии теряет нейтрон при лобовом соударении с покоящимся ядром массы  $A$  а.е.м. Вычислить максимальную потерю энергии нейтроном при соударении с протоном, дейтроном, ядром углерода и ядром свинца.

41. При столкновении с протоном нейтрон теряет ту или иную долю своей энергии в зависимости от характера столкновения (лобовое, боковое). В *среднем* в результате одного соударения с покоящимся протоном энергия нейтрона уменьшается вдвое. Найти *среднюю* энергию нейтрона после  $n$  соударений с протонами.

42. Найти *среднее* число соударений с протонами, необходимое для уменьшения энергии нейтрона от 1 Мэв до 1 эв (см. упражнение 41).

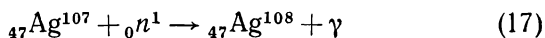
**§ 218. Искусственная радиоактивность.** Исследуя ядерные расщепления, супруги Жолио-Кюри <sup>1)</sup> обнаружили (в 1934 г.), что во многих случаях продукты расщеплений радиоактивны. Радиоактивные вещества, образующиеся в результате ядерных реакций, получили название *искусственно-радиоактивных* в отличие от *естественно-радиоактивных* веществ, встречающихся в природных минералах (см. § 207).

Искусственно-радиоактивные вещества могут получаться при весьма разнообразных ядерных реакциях. Примером может служить реакция захвата нейтронов серебром. Для проведения такой реакции достаточно поместить пластинку серебра<sup>1</sup> поблизости от источника нейтронов, окруженного парафином. Как было указано в § 217, в парафине нейтроны замедляются, а медленные нейтроны легко захватываются ядрами и вызывают ядерную реакцию. Пластинка серебра не претерпевает под действием нейтронов никаких видимых изменений. Однако мы легко можем убедиться, что какие-то изменения произошли, если пластинку серебра, подвергавшуюся в течение нескольких минут облучению медленными нейтронами, поднесем к газоразрядному счетчику. Счетчик обнаружит, что пластинка стала радиоактивной, т. е. испускает лучи, регистрируемые счетчиком; можно убедиться, что испускаются электроны ( $\beta$ -лучи). При этом обнаруживается, что радиоактивность, приобретенная серебром, постепенно ослабевает, спадая вдвое за каждые 2,3 мин. Таким образом, в обычном серебре образовалось какое-то радиоактивное вещество, обладающее периодом полураспада в 2,3 мин. Вспомогательные эксперименты, равно как и теоретические соображения,

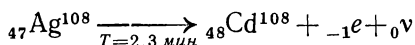
---

<sup>1)</sup> Фредерик Жолио-Кюри (1900—1958) — известный французский ученый и прогрессивный общественный деятель. Был членом французской коммунистической партии и председателем Всемирного Совета мира. Ирен Кюри (1897—1955) — французский физик, дочь Марии и Пьера Кюри.

показывают, что данная ядерная реакция происходит по схеме:



(буква  $\gamma$  в правой части (17) показывает, что при этой реакции испускаются  $\gamma$ -лучи). Образующиеся при этом атомы изотопа серебра  $\text{Ag}^{108}$  оказываются  $\beta$ -радиоактивными и распадаются, испуская электроны и нейтрино (символ  ${}_0\nu$ ) <sup>1)</sup> и превращаясь в атомы устойчивого изотопа кадмия

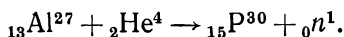


(надпись под стрелкой указывает, что период полураспада равен 2,3 мин). Радиоактивность изотопа  $\text{Ag}^{108}$  объясняет, почему в природном серебре, представляющем смесь изотопов с массовыми числами 107 и 109, не встречается изотоп с массовым числом 108: такой изотоп обладает малой продолжительностью жизни и распадается практически нацело вскоре после образования.

Искусственная радиоактивность — весьма распространенное явление: в настоящее время получено по несколько искусственно-радиоактивных изотопов для каждого из элементов периодической системы. Общее число известных искусственно-радиоактивных изотопов превышает 1500, тогда как естественно-радиоактивных изотопов существует лишь около 40, а число устойчивых (нерадиоактивных) изотопов равно 260.

Все три типа излучений —  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$ , — характерные для естественной радиоактивности, — испускаются также и искусственно-радиоактивными веществами <sup>2)</sup>. Однако среди искусственно-радиоактивных веществ часто встречается еще иной тип распада, не свойственный естественно-радиоактивным элементам. Это — распад с испусканием *позитронов* — частиц, обладающих массой электрона, но несущих положительный заряд. По абсолютной величине заряды позитрона и электрона равны.

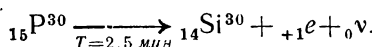
В качестве примера образования позитронно-активного вещества приведем реакцию, открытую Жолио-Кюри:



<sup>1)</sup> См. примечание на стр. 542.

<sup>2)</sup> Испускание  $\alpha$ -частиц наблюдается только у элементов, расположенных в конце периодической системы Менделеева.

При облучении алюминия  $\alpha$ -частицами испускается нейтрон и образуется изотоп фосфора с массовым числом 30. Естественный фосфор содержит только один изотоп с массовым числом 31. Получаемый по приведенной реакции изотоп фосфора  ${}_{15}\text{P}^{30}$  является радиоактивным и распадается с испусканием позитронов (символ  ${}_{+1}e$ ) и нейтрино по схеме:



Период полураспада фосфора  ${}_{15}\text{P}^{30}$  равен 2,5 мин; продуктом его распада является устойчивый изотоп кремния  ${}_{14}\text{Si}^{30}$ .

**У п р а ж н е н и е 43.** Три одинаковые пластинки серебра облучались нейтронами при одинаковых условиях, но продолжительность облучения была разной: 1 мин, 1 час, 1 сутки. Измерения активности  ${}^1_1\text{Ag}^{108}$  с периодом полураспада 2,3 мин показали, что активность второй пластинки в несколько раз больше активности первой, а активность третьей пластинки равна активности второй. Объяснить этот результат.

**§ 219. Позитрон.** Первые указания на существование позитронов, т. е. легких частиц, отличающихся от электронов только знаком заряда, были получены с помощью камеры Вильсона в 1932 г. В камере, помещавшейся в магнитное поле, был замечен тонкий след, оставленный, несомненно, однозарядной очень легкой частицей, подобной электрону, но изогнутый в сторону, соответствующую положительному заряду (см. упражнение 44 и рис. 393). В дальнейшем было установлено, что двумя главными процессами образования позитронов являются искусственная радиоактивность и взаимодействие  $\gamma$ -квантов большой энергии с атомными ядрами. Первый из этих процессов мы рассмотрели в предыдущем параграфе.

Для изучения второго процесса может быть использована камера Вильсона, установленная в магнитном поле и облучаемая узким пучком  $\gamma$ -лучей. На некоторых снимках на пути пучка  $\gamma$ -лучей наблюдаются своеобразные парные следы. Один такой след изображен на рис. 391.

При движении в газе заряженная частица теряет энергию на ионизацию атомов газа и ее скорость непрерывно уменьшается. Но чем меньше скорость частицы, тем сильнее магнитное поле искривляет ее траекторию (см. § 195). Внимательное рассмотрение следа показывает, что у каждой

---

<sup>1)</sup> См примечание на стр. 543.

из его ветвей искривление возрастает при удалении от точки излома следа. Это доказывает, что мы имеем дело не с изломанным следом одной частицы, а со следами пары частиц, исходящих из одной точки.

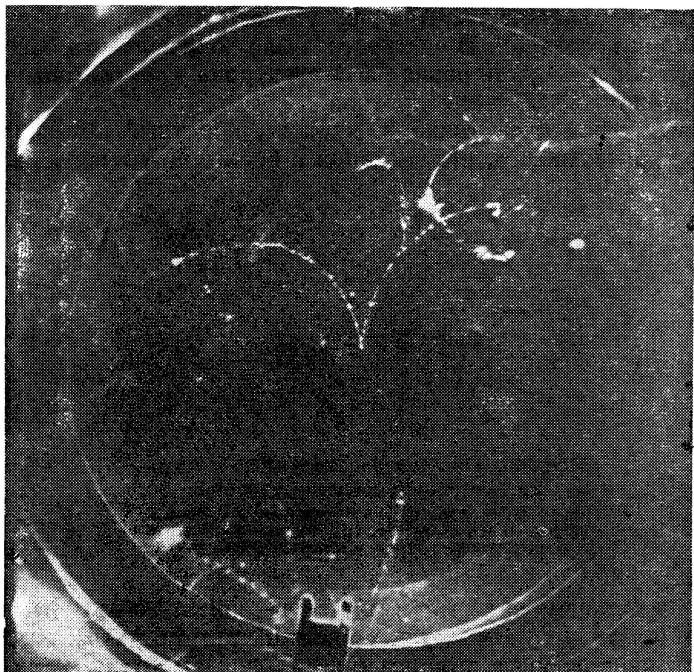


Рис. 391. Пара электрон — позитрон, образованная  $\gamma$ -квантом в камере Вильсона.

Левый след принадлежит электрону, правый — позитрону.

По степени ионизации оба следа пары подобны следам электронов. Они заворачиваются магнитным полем в противоположные стороны, т. е. принадлежат противоположно заряженным частицам. Из приведенной совокупности данных следует, что одна из этих частиц является электроном, а вторая — позитроном.

Итак, проходя через вещество (газ в камере Вильсона),  $\gamma$ -лучи образуют позитроны, и притом не в одиночку, а в паре с электронами. Это явление получило название *образования пар электрон — позитрон*. Теория указывает,

что образование пары происходит в результате взаимодействия  $\gamma$ -кванта с электрическим полем одного из атомных ядер вещества;  $\gamma$ -квант при этом превращается в пару электрон — позитрон, а ядро остается без изменений.

Используя радиоактивные вещества в качестве интенсивных источников позитронов, удалось детально изучить свойства последних. В частности, было доказано, что масса позитрона в точности равна массе электрона, т. е. составляет примерно  $1/2000$  массы протона.

Был обнаружен также и процесс, обратный образованию пар; оказалось, что электрон и позитрон, сблизившись

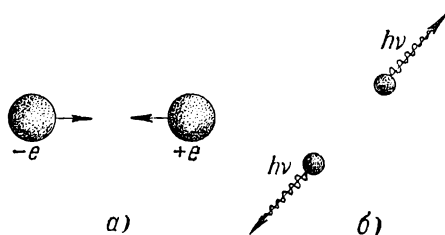


Рис. 392. Объединение позитрона с электроном, порождающее  $\gamma$ -кванты.

а) Электрон и позитрон притягиваются друг к другу; б) в результате соударения электрон и позитрон превратились в два  $\gamma$ -кванта ( $h\nu$ ).

под действием сил электрического притяжения, могут превратиться в два  $\gamma$ -кванта, которые разлетаются в противоположные стороны (рис. 392). Процесс объединения электрона с позитроном, сопровождающийся превращением их в  $\gamma$ -кванты, получил довольно неудачное название а н н и г и л я ц и и (от латинского nihil — ничто). Аннигиляция является причиной отсутствия на Земле позитронов. Каждый позитрон через ничтожное время после своего образования соединяется с одним из электронов среды, превращаясь в два  $\gamma$ -кванта.

Явления образования пар электрон — позитрон из  $\gamma$ -квантов и объединения электронов с позитронами, ведущего к образованию двух  $\gamma$ -квантов, представляют собой процессы совершенно нового типа, в которых происходит взаимное превращение электромагнитного поля излучения ( $\gamma$ -кванты) и частиц вещества (электроны и позитроны).

Свойства частиц и свойства электромагнитных полей (света) во многих отношениях сильно отличаются. Наиболее разительно это отличие свойств сказывается в том, что все окружающие нас тела построены из частиц; свет же, казалось бы, выполняет только функции передачи энергии от одних тел другим. Ввиду этого еще в начале нашего века представлялось, что между светом (электромагнитным полем) и веществом лежит непроходимая пропасть. В дальнейшем были открыты квантовые свойства света — оказалось, что свет совмещает со свойствами волны также и свойства потока частиц, квантов (см. § 190). С другой стороны, у частиц вещества были обнаружены волновые свойства (см. § 206), которые раньше считались отличительным признаком света. Уже эти открытия уменьшили разрыв в наших представлениях о свете и веществе. Теперь же, после обнаружения взаимных превращений света ( $\gamma$ -кванты) и частиц вещества (пары электрон — позитрон), стало ясно, что между светом и веществом имеется глубокое единство: частицы вещества и световые кванты (электромагнитные поля) — это две различные формы материи. Как мы отмечали раньше (см. § 197), световые кванты, обнаруживая много черт сходства с другими частицами, характеризуются и важной отличительной чертой: и х м а с с а п о к о я р а в н а н у л ю. Световой квант всегда движется со скоростью света. При остановке, например при поглощении, свет как таковой перестает существовать.

**§ 220. Применение закона Эйнштейна к процессам аннигиляции и образования пар.** Единство различных форм материи, о котором говорилось выше, находит свое выражение в законе Эйнштейна  $E=mc^2$  (см. § 197), из которого следует, что нет энергии без массы и нет массы без энергии. Применим закон Эйнштейна к процессам аннигиляции и образования пар электрон — позитрон.

При аннигиляции покоящихся электрона и позитрона их внутренняя энергия (энергия покоя) полностью превращается в электромагнитную энергию двух  $\gamma$ -квантов. Энергия покоя электрона и энергия покоя позитрона равны каждая  $m_0c^2$ , где  $m_0 = \frac{1}{1820} aem$  — масса покоя каждой из этих частиц. Энергия каждого из  $\gamma$ -квантов равна  $h\nu$ . По закону сохранения энергии должно быть, следовательно,

$$2h\nu = 2m_0c^2,$$



т. е.

$$h\nu = m_0 c^2 = \left( \frac{1}{1820} \cdot 1,66 \cdot 10^{-24} \right) \cdot (3 \cdot 10^{10})^2 = 8,2 \cdot 10^{-7} \text{ эрг},$$

или

$$h\nu = 8,2 \cdot 10^{-7} / 1,6 \cdot 10^{-12} = 5,1 \cdot 10^5 \text{ эв} = 0,51 \text{ Мэв}.$$

Таким образом, энергия каждого из  $\gamma$ -квантов, испускаемых при аннигиляции электрона и позитрона, должна

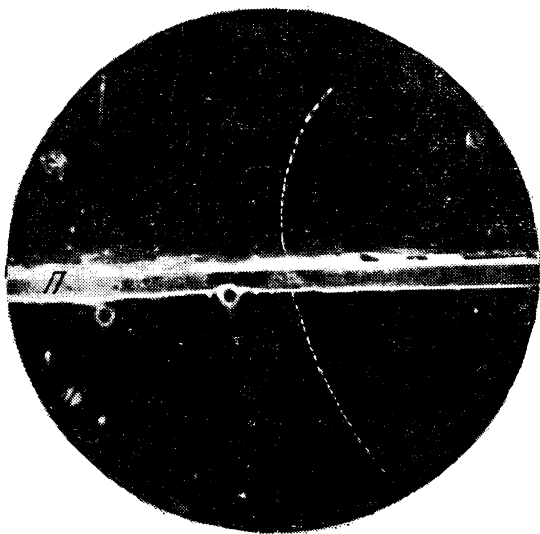


Рис. 393. К упражнению 44. След заряженной частицы в камере Вильсона.

Частица пересекла пластинку П. Камера помещалась в магнитное поле, силовые линии которого направлены вверх (на читателя).

составлять 0,51 Мэв, т. е. образуются  $\gamma$ -кванты частоты  $\nu = 8,2 \cdot 10^{-7} / 6,6 \cdot 10^{-27} = 1,24 \cdot 10^{20}$  гц. Измерения энергии образующихся  $\gamma$ -квантов прекрасно согласуются с этим выводом.

При образовании  $\gamma$ -квантом пары электрон — позитрон энергия  $\gamma$ -кванта  $h\nu$  превращается в энергию покоя и кинетическую энергию частиц. Применяя закон сохранения энергии, имеем:

$$h\nu = 2m_0 c^2 + T,$$

где  $T$  — суммарная кинетическая энергия электрона и позитрона.

Используя предыдущие вычисления, можем написать

$$h\nu = 2 \cdot 0,51 + T = 1,02 \text{ Мэв} + T.$$

Так как кинетическая энергия всегда положительна, то образование пар может происходить только под действием  $\gamma$ -квантов с энергией, большей, чем  $1,02 \text{ Мэв}$ . Опыт подтверждает этот вывод, а также полученную выше связь между энергией  $\gamma$ -кванта и кинетической энергией пары электрон — позитрон.

Таким образом, изучение явлений аннигиляции и образования пар подтверждает справедливость закона Эйнштейна.

**У п р а ж н е н и е 44.** В камере Вильсона, перегороденной твердой пластинкой, замечен след частицы, пересекающей пластинку (рис. 393). В какую сторону движется частица? Каков знак ее заряда, если силовые линии магнитного поля направлены от плоскости чертежа вверх?

**§ 221. Строение атомного ядра.** Из предыдущего (см. § 198) мы знаем, что массы атомов, а значит, и массы атомных ядер очень близки всегда к целому числу атомных единиц массы. Напрашивается вывод, что атомные ядра построены из частиц приблизительно единичной массы. Такими частицами являются протон и нейтрон.

На первый взгляд кажется, что, помимо нейтронов и протонов, ядра должны содержать также позитроны и электроны, ибо многие ядра (ядра радиоактивных изотопов) испускают эти частицы. Однако детальный анализ различных свойств ядер заставляет признать, что в них отсутствуют как таковые и позитроны, и электроны.

Так, некоторые искусственно-радиоактивные вещества (например, изотоп меди  $^{64}_{29}\text{Cu}$ ) излучают два рода частиц — позитроны и электроны. Часть атомных ядер такого вещества при распаде превращается в предыдущий элемент периодической системы с испусканием позитрона, тогда как другая часть ядер того же вещества превращается в следующий элемент с испусканием электрона. Ядра такого вещества, казалось бы, должны содержать в своем составе как позитроны, так и электроны <sup>1)</sup>. Но одновременное существование позитронов и электронов в объеме ядра противоречит свойству этих частиц объединяться, превращаясь в пару  $\gamma$ -квантов.

<sup>1)</sup> Опыты обнаруживают полное совпадение всех свойств (заряд, масса и т. д.) всех атомных ядер данного изотопа. Такое полное совпадение свойств говорит о тождественности таких ядер. Нельзя поэтому допустить, что, например, одни ядра  $\text{Cu}^{64}$  содержат электроны, а другие — позитроны.

Но если позитроны и электроны в готовом виде в ядре не присутствуют, то, очевидно, в процессе распада ядра, сопровождающегося вылетом одной из этих частиц, они образуются заново за счет превращений внутри ядра. При этом при вылете позитрона (положительного заряда) один из протонов превращается в нейтрон, а при вылете электрона (отрицательного заряда), наоборот, один из нейтронов делается протоном. Допущение об образовании электронов и позитронов при радиоактивном распаде тем более естественно, что образование этих частиц наблюдается, как упоминалось в § 219, и в других процессах.

Идея о строении атомных ядер из протонов и нейтронов впервые (вскоре после открытия нейтрона) была высказана советским физиком Д. Д. Иваненко. Справедливость протонно-нейтронной модели ядра была доказана работами ряда ученых.

Поскольку массовое число протона и нейтрона есть единица, массовое число ядра равно полному числу частиц (протонов и нейтронов) в составе ядра. Заряд же ядра, выраженный в элементарных единицах, равен, очевидно, числу протонов в ядре. Таким образом, согласно протонно-нейтронной модели атомное ядро с массовым числом  $A$  и зарядом  $Z$  содержит в своем составе  $A$  частиц, в том числе  $Z$  протонов и  $A - Z$  нейтронов. Так, например, ядро кислорода  ${}^8_{16}\text{O}$  состоит из 8 протонов и  $16 - 8 = 8$  нейтронов. Ядро изотопа свинца  ${}_{82}\text{Pb}^{206}$  содержит 82 протона и  $206 - 82 = 124$  нейтрона и т. д.

Простейшим атомным ядром является ядро водорода, т. е. протон. Присоединяя к протону нейтрон, получим самое простое из составных ядер — дейтрон, или ядро тяжелого водорода (обозначается  ${}_1\text{H}^2$  или  ${}_1\text{D}^2$ ).

Прибавляя еще один нейтрон, образуем ядро еще более тяжелого изотопа водорода, называемого *тритием* ( ${}_1\text{H}^3$ , или  ${}_1\text{T}^3$ ). Тритий относится к числу искусственно-радиоактивных веществ; он распадается с периодом полураспада около 12 лет, испуская электроны. В результате распада трития образуется ядро с массовым числом 3 и зарядом 2 — легкий изотоп гелия  ${}_2\text{He}^3$ , состоящий из двух протонов и нейтрона. Этот изотоп устойчив и содержится в очень малой пропорции в природном гелии. Ядро основного изотопа гелия  ${}_2\text{He}^4$  ( $\alpha$ -частица) образуется добавлением еще

одного нейтрона.  $\alpha$ -частица содержит, таким образом, два протона и два нейтрона.

Продолжая увеличивать число нейтронов и протонов в ядре, мы получим все существующие атомные ядра. Состав наиболее легких ядер (до кислорода включительно) указан на диаграмме рис. 394. Как видно из диаграммы, устойчивые (нерадиоактивные) легкие ядра содержат примерно равные количества нейтронов и протонов.

В тяжелых ядрах имеется некоторый перевес в числе нейтронов; так, в ядре свинца нейтронов примерно в полтора раза больше, чем протонов. Соотношение чисел нейтронов и протонов, которое осуществляется в устойчивых ядрах, является наиболее выгодным, придающим ядру наибольшую прочность. Отступления от этого соотношения делают ядро неустойчивым. Если в ядре слишком много нейтронов, то один из нейтронов превращается в протон, т. е. ядро распадается с испусканием электрона (пример:  ${}^4_0\text{Be}^{10} \rightarrow {}^5_1\text{B}^{10} + {}^0_{-1}e + {}^0_0\nu$ ). Напротив, если в ядре избыток протонов, то один из протонов превращается в нейтрон, испуская позитрон (пример:  ${}^6_1\text{C}^{10} \rightarrow {}^5_0\text{B}^{10} + {}^0_{+1}e + {}^0_0\nu$ ).

Поскольку ядерные частицы — протоны и нейтроны — прочно удерживаются в ядрах, между ними должны действовать силы притяжения. Эти силы должны быть достаточно велики, чтобы противостоять грандиозным силам взаимного электростатического отталкивания протонов, сближенных на расстояние порядка размеров ядра ( $10^{-12}$ — $10^{-13}$  см). Особые силы, возникающие при сближении ядерных частиц (протонов, нейтронов) на малые расстояния и связывающие эти частицы в ядра, получили название *ядерных сил*<sup>1)</sup>.

С действием ядерных сил мы встречались уже при изучении захвата медленных нейтронов ядрами (§ 217). Ядерные силы проявляются и во всех других ядерных процессах — при ядерных реакциях и в явлениях радиоактивности. Хотя в настоящее время многие свойства ядерных сил подробно изучены, точные законы их действия все еще не выяснены. Установление этих законов является одной из центральных задач современной атомной физики.

<sup>1)</sup> Как показывает изучение ядер, ядерные силы притяжения действуют между любой парой частиц — двумя протонами, двумя нейтронами и протоном и нейтроном (подробнее см. § 228).

${}^8_0\text{O}$								$\text{O}^{14}$ 71 сек	$\text{O}^{15}$ 130 сек	$\text{O}^{16}$ 99,76% сек	$\text{O}^{17}$ 0,04% сек	$\text{O}^{18}$ 0,2% сек	$\text{O}^{19}$ 31 сек
${}^7_7\text{N}$							$\text{N}^{12}$ 0,012 сек	$\text{N}^{13}$ 10 мин	$\text{N}^{14}$ 99,6% сек	$\text{N}^{15}$ 0,4% сек	$\text{N}^{16}$ 7 сек	$\text{N}^{17}$ 4,1 сек	$\text{N}^{18}$ 0,6 сек
${}^6_6\text{C}$							$\text{C}^{10}$ 9 сек	$\text{C}^{11}$ 20 мин	$\text{C}^{12}$ 99% сек	$\text{C}^{13}$ 1% сек	$\text{C}^{14}$ 5700 лет	$\text{C}^{15}$ 2,4 сек	
${}^5_5\text{B}$							$\text{B}^8$ 0,8 сек	$\text{B}^{10}$ 19% сек	$\text{B}^{11}$ 81% сек	$\text{B}^{12}$ 0,02 сек	$\text{B}^{13}$ 0,02 сек		
${}^4_4\text{Be}$							$\text{Be}^7$ 4,9 мин	$\text{Be}^8$ пропущено исследования на 20-лет	$\text{Be}^9$ 100% сек	$\text{Be}^{10}$ 2,5·10 <sup>6</sup> лет	$\text{Be}^{11}$ 14 сек		
${}^3_3\text{Li}$							$\text{Li}^6$ 7,5% сек	$\text{Li}^7$ 92,5% сек	$\text{Li}^8$ 0,9 сек	$\text{Li}^9$ 0,17 сек			
${}^2_2\text{He}$							$\text{He}^3$ 10 <sup>-4</sup> % сек	$\text{He}^4$ ~100% сек	$\text{He}^6$ 0,85 сек	$\text{He}^8$ 0,1 сек			
${}^1_1\text{H}$							$\text{H}^1$ 99,986% сек	$\text{D}^2$ 0,014% сек	$\text{T}^3$ 12 лет				
${}^0_0\text{P}$								$\text{H}^1$ 115 лет					
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	

Число протонов Z

Число нейтронов A-Z

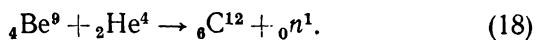
Рис. 394. Таблица атомных ядер (до кислорода включительно).

Жирными линиями очерчены устойчивые изотопы. В клетках указаны: для устойчивых изотопов — процентное содержание; для радиоактивных изотопов — период полураспада. Стрелки указывают, в какое ядро превращается радиоактивный изотоп.

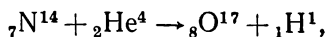
**У п р а ж н е н и е 45.** Почему радиоактивные вещества, получаемые бомбардировкой устойчивых ядер  $\alpha$ -частицами, испытывают электронный распад, если в исходной реакции выделяются протоны, и позитронный распад, если в исходной реакции выделяются нейтроны?

**§ 222. Ядерная энергия. Источник энергии звезд.** На протяжении курса физики мы познакомились с различными формами энергии, способными превращаться друг в друга. Сюда относятся кинетическая энергия движущихся тел, потенциальная энергия тел в поле сил тяготения, энергия электромагнитных полей, внутренняя энергия тел и т. д. Изучение ядерных превращений свидетельствует о существовании еще одной формы энергии — так называемой *ядерной энергии*<sup>1)</sup>. Ядерная энергия — это энергия, запасенная в атомных ядрах и переходящая в другие виды энергии при ядерных превращениях — при радиоактивном распаде ядер и ядерных реакциях. Ядерная энергия проявляется при любых превращениях ядер.

Рассмотрим в качестве примеров ядерные реакции  $\alpha$ -частицы с бериллием и азотом, с которыми мы познакомились в § 214 и 216. В результате первой из этих реакций образуются ядро углерода и нейтрон



Измерения показывают, что кинетическая энергия продуктов этой реакции больше (на 5,7 Мэв) кинетической энергии исходных ядер. В этой реакции происходит, следовательно, превращение скрытой ядерной энергии в кинетическую. В другой реакции (14)



суммарная кинетическая энергия ядра кислорода ( ${}_8\text{O}^{17}$ ) и протона ( ${}_1\text{H}^1$ ), как оказывается, меньше (на 1,2 Мэв) кинетической энергии  $\alpha$ -частицы, вызывающей реакцию (ядро азота в начальный момент покоилось). Таким образом, в этой реакции, наоборот, кинетическая энергия превращается в ядерную; запас последней в продуктах реакции больше, чем в исходных ядрах.

Количество ядерной энергии, переходящее в кинетическую или обратно, может быть просто вычислено, если известны точные значения

<sup>1)</sup> Вместо термина «ядерная энергия» часто употребляют менее точный термин «атомная энергия».

масс всех участвующих в реакции ядер. Действительно, по закону сохранения энергии прирост кинетической энергии равен убыли внутренней энергии ядер. Убыль же внутренней энергии, согласно закону Эйнштейна, равна разности масс покоя исходных и конечных продуктов реакции, умноженной на  $c^2$ . Рассмотрим, например, реакцию (18). Массы частиц, участвующих в реакции, приведены в следующей таблице:

Частица	Масса <sup>1)</sup> , <i>аеи</i>	Сумма масс, <i>аеи</i>
${}^4_2\text{He}^9$	9,0150	} 13,0189
${}^4_2\text{He}^4$	4,0039	
${}^{12}_6\text{C}^{12}$	12,0038	} 13,0128
${}^1_0n^1$	1,0090	

Масса исходных частиц больше массы конечных продуктов на 13,0189—13,0128=0,061 *аеи*. В результате реакции внутренняя энергия частиц уменьшается на <sup>2)</sup>)

$$0,061 \text{ аеи} \cdot c^2 = 0,061 \cdot 930 = 5,7 \text{ Мэв.}$$

Как отмечалось, прямые измерения дают, что кинетическая энергия продуктов реакции как раз на такую величину (5,7 Мэв) превосходит кинетическую энергию исходных ядер. Мы имеем здесь еще одно доказательство справедливости соотношения  $E=mc^2$ .

Ядерная энергия подобна химической в том отношении, что оба вида энергии проявляются в процессах превращения частиц. Химическая энергия проявляется в процессах превращения молекул (т.е. в химических реакциях), ядерная энергия — в процессах превращения атомных ядер (т.е. в ядерных реакциях). Между ядерной и химической энергиями существует резкое различие в масштабе. Энергия химических реакций измеряется электронвольтами (так, например, при горении углерода освобождается энергия 4,1 эв на молекулу  $\text{CO}_2$ , что соответствует 94,5 ккал на моль). Энергия ядерных превращений из-

<sup>1)</sup> В первых трех строчках этой таблицы, как принято, приведены массы покоя нейтральных атомов. Они получены из измерений с масс-спектрометрами. Числа электронов в правой и левой части уравнения ядерной реакции равны. Поэтому при вычислении разностей электронных массы сокращаются, и мы получаем разности масс ядер.

<sup>2)</sup> Энергия покоя 1 *аеи* равна 930 Мэв:

$$1 \text{ аеи} \cdot c^2 = 1,66 \cdot 10^{-24} \cdot (3 \cdot 10^{10})^2 \text{ эрг} = 1,49 \cdot 10^{-3} / 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ эв} = 9,3 \cdot 10^8 \text{ эв} = 930 \text{ Мэв.}$$

меряется уже не электронвольтами, а мегэлектронвольтами, т. е. по порядку величины она в миллион раз больше. Большой масштаб энергии ядерных процессов обусловлен громадной величиной ядерных сил (см. § 221).

Ядерные превращения, в которых запасы скрытой ядерной энергии переходят в другие виды энергии, играют большую роль в природе, а с 40-х годов нашего века и в технике. Простейшие из таких превращений — это явления радиоактивного распада. Как отмечалось в § 211, энергия радиоактивных излучений превращается в конечном счете в тепло. Радиоактивное тепло имеет важное геологическое значение: распад содержащихся в земной коре урана, тория и калия является тем источником энергии, который обеспечивает высокую температуру в недрах Земли. Однако значение естественной радиоактивности как технического источника энергии ничтожно: все сколько-нибудь распространенные на Земле радиоактивные элементы распадаются слишком медленно, и способов ускорить их распад пока не существует.

В отличие от радиоактивности, при ядерных реакциях скорость выделения энергии может изменяться в широких пределах, а выделяемая энергия достигать грандиозных величин. Ядерные реакции являются единственным из известных источников, обладающим достаточным запасом энергии, чтобы поддерживать лучеиспускание звезд в течение всего времени их существования, т. е. миллиарды лет. Как показывают астрофизические данные, в недрах звезд господствуют температуры, измеряемые миллионами и десятками миллионов градусов. При таких температурах атомы почти полностью ионизованы; вещество находится в состоянии, называемом плазмой, т. е. представляет собой газ из электронов и «голых» атомных ядер, хаотически движущихся с огромными скоростями. Скорости хаотического движения так велики, что, несмотря на электрическое отталкивание заряженных ядер, между ними происходят столкновения, приводящие к ядерным реакциям.

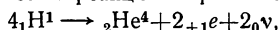
При достаточно высокой начальной температуре звезды число реагирующих ядер будет очень велико. Приток освобождающейся ядерной энергии покроет потери энергии на световое излучение, и звезда не будет остывать или даже будет нагреваться. В этом случае ядерная реакция, начавшись, обеспечивает условия для своего продолжения (т. е.



поддерживает высокую температуру среды). Она будет продолжаться поэтому, пока не истощится запас «ядерного горючего», т. е. пока не будут использованы способные реагировать ядра.

«Ядерным горючим» могут служить бериллий в сочетании с гелием (реакция (18)), литий, тяжелый водород и другие вещества. Но все эти вещества содержатся в звездах в относительно малых количествах и могут являться источником энергии только на отдельных сравнительно коротких этапах эволюции звезды. В настоящее время принимается, что основным «ядерным горючим», способным обеспечивать звезды энергией в течение многих миллиардов лет, является водород.

Водород — главная составная часть звездного вещества. Опыты и теория ядерных реакций показывают, что путем нескольких последовательных ядерных реакций водород способен превращаться в гелий. Суммарный результат этих реакций выражается уравнением



т. е. четыре протона образуют ядро гелия, два позитрона и два нейтрино. При этом выделяется энергия (с учетом аннигиляции позитронов) около 27 Мэв, т. е. около 150 миллионов килокалорий на один грамм водорода (!).

Превращение водорода в гелий служит по современным представлениям источником энергии звезд, в том числе и нашего Солнца. Нетрудно подсчитать, что расход водорода Солнцем за 100 лет составляет всего лишь около одной миллиардной доли массы Солнца <sup>1)</sup>.

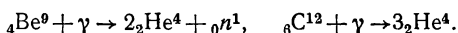
Ядерную реакцию, идущую за счет высокой температуры среды, называют *те р м о я д е р н о й*. Встает вопрос, как «поджигаются» термоядерные реакции в звездах. Вероятной причиной первоначального нагрева, «поджигающего» реакцию, является сжатие звездного вещества под действием сил тяготения, т. е. превращение потенциальной энергии тяготения во внутреннюю тепловую энергию.

Освобождение больших количеств ядерной энергии в земных условиях долгое время казалось вряд ли достижимой мечтой. Способы получения огромных температур (миллионы градусов), необходимых для «поджигания» термоядерной реакции, не были тогда известны. Использование же частиц, ускоренных ускорителями, не сулило перспектив. Как отмечено в § 215, быстрые заряженные частицы при движении в среде расходуют энергию на ионизацию и возбуждение атомов и вызывают ядерные реакции лишь с малой вероятностью. Ввиду этого затрата энергии на предварительное ускорение частиц превосходит выигрыш энергии от ядерной реакции.

<sup>1)</sup> Энергия, излучаемая Солнцем, принята равной  $3,8 \cdot 10^{33}$  эрг/сек, масса Солнца равна  $2,0 \cdot 10^{33}$  г.

Положение коренным образом изменилось, когда в 1939 г. изучение свойств нейтронов увенчалось открытием новой ядерной реакции — реакции *деления* атомных ядер, установленной австрийскими физиками Ганом и Штрассманом.

У п р а ж н е н и я. 46. Определить минимальную энергию  $\gamma$ -квантов, необходимую для расщепления ядер бериллия и углерода по реакциям



Значения масс участвующих в реакциях частиц см. в таблице на стр. 576.

47. Ядро  ${}_{92}\text{U}^{238}$ , испуская  $\alpha$ -частицу с энергией 4,2 Мэв, превращается в ядро  ${}_{90}\text{Th}^{234}$ . Определить массу атома  ${}_{90}\text{Th}^{234}$ , если масса атома  ${}_{92}\text{U}^{238}$  равна 238,1249 аеи<sup>1)</sup>. Масса атома  ${}_2\text{He}^4$  приведена на стр. 576.

48. Наилучшая точность, с которой в настоящее время может быть измерена масса атома или молекулы, составляет одну миллионную долю аеи (0,000001 аеи). Можно ли при этих условиях использовать закон Эйнштейна для расчета выделения энергии при химических реакциях по измеренным значениям масс участвующих в реакции частиц (выделение энергии при химических реакциях не превышает 10 эв)?

### § 223. Деление урана. Незатухающая цепная реакция.

В результате опытов по облучению нейтронами урана было найдено, что под действием нейтронов ядра урана *делятся* на два ядра (осколка)

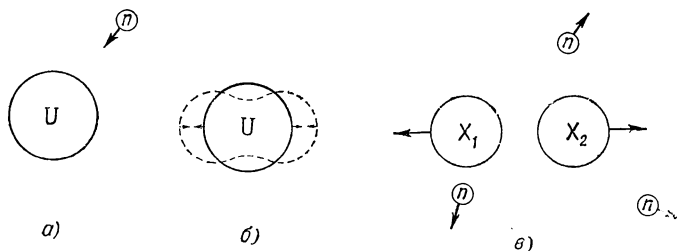


Рис. 395. Деление ядра урана под действием нейтронов.

а) Ядро захватывает нейтрон; б) удар нейтрона о ядро приводит последнее в колебания; в) ядро делится на два осколка; при этом испускается еще несколько нейтронов.

примерно половинной массы и заряда; этот процесс сопровождается испусканием еще нескольких (двух-трех) нейтронов (рис. 395). Помимо урана, способны делиться

<sup>1)</sup> См. примечание 1 на стр. 576.

еще некоторые элементы из числа последних элементов периодической системы Менделеева. Эти элементы, так же как и уран, делятся не только под действием нейтронов, но также без внешних воздействий (спонтанно)<sup>1)</sup>. Спонтанное деление было установлено на опыте

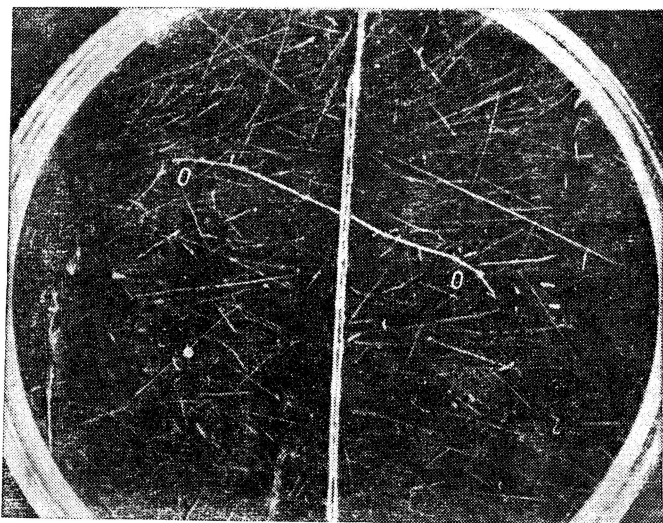


Рис. 396. Фотография следов осколков деления урана в камере Вильсона.

Осколки (O) разлетаются в противоположные стороны из тонкого слоя урана, нанесенного на пластинке, перегородившей камеру. На снимке видно также множество более тонких следов, принадлежащих протонам, выбитым нейтронами из молекул водяного пара, содержащегося в камере.

советскими физиками К. А. Петржаком, Г. Н. Флеровым в 1940 г. Оно представляет собой весьма редкий процесс. Так, в 1 г урана происходит всего лишь около 20 спонтанных делений в час.

Благодаря взаимному электростатическому отталкиванию осколки деления разлетаются в противоположные стороны, приобретая огромную кинетическую энергию (около

<sup>1)</sup> Спонтанное деление следует отнести к разряду явлений радиоактивного распада, с которыми мы познакомились в предыдущей главе. Как и другие виды распада, спонтанное деление представляет собой внутриядерный процесс, протекающий без внешних воздействий.

160 Мэв). Реакция деления происходит, таким образом, со значительным выделением энергии. Быстродвижущиеся осколки интенсивно ионизируют атомы среды. Это свойство осколков используют для обнаружения процессов деления при помощи ионизационной камеры или камеры Вильсона. Фотография следов осколков деления в камере Вильсона приведена на рис. 396.

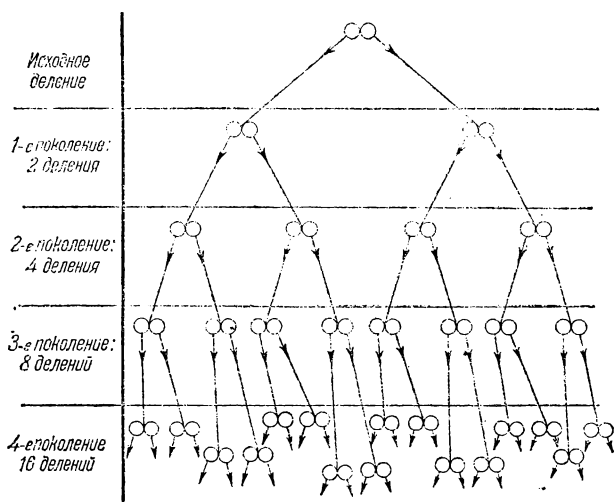


Рис. 397. Развитие цепной реакции деления.

Условно принято, что при делении ядра испускаются два нейтрона и потеря нейтронов нет, т. е. каждый нейтрон вызывает новое деление; кружочки — осколки деления; стрелки — нейтроны деления.

Крайне существенным является то обстоятельство, что нейтроны, испущенные при делении уранового ядра (так называемые *вторичные нейтроны деления*), способны вызывать деление новых ядер урана. Благодаря этому можно осуществить *цепную незатухающую реакцию деления*: однажды возникнув, реакция в принципе может продолжаться сама собой, охватывая все большее число ядер. Схема развития такой нарастающей цепной реакции изображена на рис. 397.

Осуществление незатухающей цепной реакции деления на практике не просто; опыт показывает, что в массе природного урана цепная реакция быстро затухает. Причина

этого кроется в потере вторичных нейтронов; в природном уране большая часть нейтронов выходит из игры, не вызывая делений. Как выявили исследования, потеря нейтронов происходит в наиболее распространенном изотопе урана — уране-238 ( ${}_{92}\text{U}^{238}$ ). Этот изотоп легко поглощает нейтроны по реакции, подобной реакции серебра с нейтронами (см. § 218); при этом образуется искусственно-радиоактивный изотоп  ${}_{92}\text{U}^{239}$ . Делится же  $\text{U}^{238}$  с трудом и только под действием быстрых нейтронов.

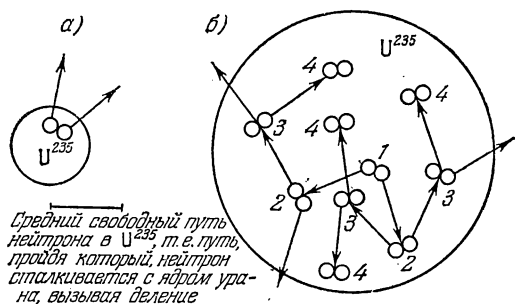


Рис. 398. Развитие цепной реакции деления в  $\text{U}^{235}$ .

а) В малой массе  $\text{U}^{235}$  большинство нейтронов деления вылетает наружу. б) В большой массе урана многие нейтроны деления вызывают деления новых ядер; число делений возрастает от поколения к поколению. Кружочки — осколки деления; стрелки — нейтроны деления.

Более удачными для цепной реакции свойствами обладает изотоп  $\text{U}^{235}$ , который содержится в природном уране в количестве 0,7%. Он делится под действием нейтронов любой энергии — быстрых и медленных и тем лучше, чем меньше энергия нейтронов. Конкурирующий с делением процесс — простое поглощение нейтронов — мало вероятен в  $\text{U}^{235}$  в отличие от  $\text{U}^{238}$ . Поэтому в чистом уране-235 реакция деления, начавшись, уже не будет затухать при условии, однако, что масса урана-235 достаточно велика. В малой массе урана реакция деления обрывается из-за вылета вторичных нейтронов за пределы массы урана.

В самом деле, ввиду крошечных размеров атомных ядер нейтрон проходит в веществе значительный путь (измеряемый сантиметрами), прежде чем случайно натолкнется на

ядро. Если размеры тела малы, то вероятность столкновения на пути до выхода наружу мала. Почти все вторичные нейтроны деления вылетают через поверхность тела, не вызывая новых делений, т. е. не продолжая реакции.

Из тела больших размеров вылетают наружу главным образом нейтроны, образовавшиеся в поверхностном слое. Нейтроны, образовавшиеся внутри тела, имеют перед собой достаточную толщу урана и в большинстве своем вызывают новые деления, продолжая реакцию (рис. 398). Чем больше масса урана, тем меньшую долю объема составляет поверхность корка <sup>1)</sup>, из которой теряется много нейтронов, и тем благоприятней условия для развития цепной реакции.

Увеличивая постепенно количество  $U^{235}$ , мы достигнем *критической массы*, т. е. наименьшей массы, начиная с которой реакция деления в  $U^{235}$  не затухает. При дальнейшем увеличении массы  $U^{235}$  реакция начнет бурно разрастаться (начало ей положат спонтанные деления). При уменьшении массы  $U^{235}$  ниже критической реакция затухнет.

Итак, можно осуществить незатухающую реакцию деления, если располагать достаточным количеством чистого  $U^{235}$ , отделенного от  $U^{238}$ .

Как мы видели в § 199, разделение изотопов представляет собой хотя сложную и дорогую, но все же выполнимую операцию. И действительно, извлечение  $U^{235}$  из природного урана явилось одним из тех способов, при помощи которых цепная реакция деления была осуществлена на практике.

Наряду с этим незатухающая реакция была достигнута и другим способом, не требующим разделения изотопов урана. Этот способ несколько более сложен в принципе, но зато более прост в осуществлении. Он использует замедление быстрых вторичных нейтронов деления до скоростей теплового движения. Мы видели, что в природном уране незамедленные вторичные нейтроны поглощаются главным образом изотопом  $U^{238}$ . Так как поглощение в  $U^{238}$  не приводит к делению, то реакция обрывается. Как показывают измерения, при замедлении нейтронов до тепловых скоростей поглощающая

---

<sup>1)</sup> Поверхность шара пропорциональна квадрату, а объем — кубу его радиуса. Поэтому при увеличении радиуса шара объем его растет быстрее, чем поверхность.

способность  $U^{235}$  возрастает сильнее поглощающей способности  $U^{238}$ . Поглощение нейтронов изотопом  $U^{235}$ , ведущее к делению, получает перевес. Поэтому, если замедлить нейтроны деления, не дав им поглотиться в  $U^{238}$ , незатухающая реакция станет возможной и с природным ураном.

На практике такого результата добиваются, помещая тонкие стержни из природного урана в виде редкой

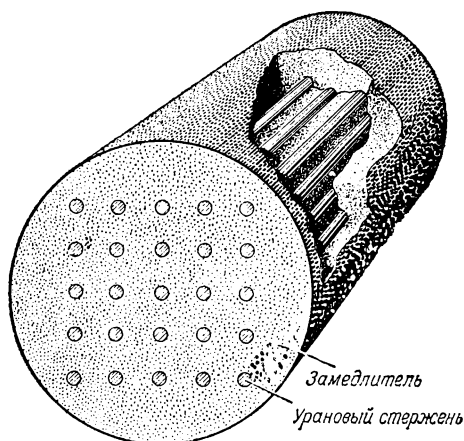


Рис. 399. Система из природного урана и замедлителя, в которой может развиваться незатухающая реакция деления.

решетки в замедлитель (рис. 399). В качестве замедлителей используют вещества, обладающие малым атомным весом и слабо поглощающие нейтроны. Хорошими замедлителями являются графит, тяжелая вода, бериллий.

Пусть в одном из стержней произошло деление ядра урана. Так как стержень сравнительно тонкий, то быстрые вторичные нейтроны вылетят почти все в замедлитель. Стержни расположены в решетке довольно редко. Вылетевший нейтрон до попадания в новый стержень испытывает много соударений с ядрами замедлителя и замедляется до скорости теплового движения (рис. 400). Попад затем в урановый стержень, нейтрон поглотится скорей всего в  $U^{235}$  и вызовет новое деление, продолжая этим реакцию.

Незатухающая реакция деления была впервые осуществлена в США группой ученых под руководством Ферми <sup>1)</sup> в 1942 г. в системе с природным ураном. Независимо этот процесс был реализован в СССР в 1946 г. И. В. Курчатовым <sup>2)</sup> с сотрудниками.

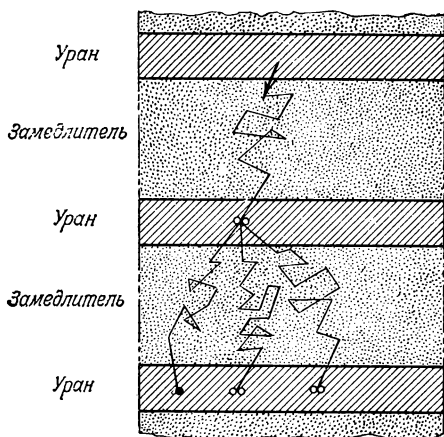


Рис. 400. Развитие незатухающей реакции деления в системе из природного урана и замедлителя.

Быстрый нейтрон, вылетев из тонкого стержня, попадает в замедлитель и замедляется. Попадая снова в уран, замедленный нейтрон скорее всего поглощается в  $U^{235}$ , вызывая деление (обозначение: два светлых кружка). Некоторые нейтроны поглощаются в  $U^{238}$ , не вызывая деления (обозначение: черный кружок).

**§ 224. Применения незатухающей цепной реакции деления. Атомная и водородная бомбы.** Незатухающая реакция деления позволяет расщеплять уран в значительных количествах. Этот процесс сопровождается обильным выделением энергии. В зависимости от условий незатухающая реакция представляет собой либо спокойный, поддающийся регулировке процесс, либо взрывной процесс.

<sup>1)</sup> Энрико Ферми (1901—1954) — итальянский ученый, много сделавший для развития атомной физики.

<sup>2)</sup> Игорь Васильевич Курчатов (1903—1960) — советский физик, выдающийся руководитель работ по ядерной энергетике в СССР.



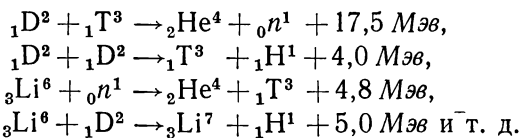
Если масса реагирующей системы лишь слегка превышает критическую массу, то реакция нарастает медленно. По достижении нужной мощности нарастание реакции можно прекратить. Для этого достаточно уменьшить массу системы до критической величины. Реакцию можно в любой момент погасить, уменьшив массу ниже критической <sup>1)</sup>. Таким образом цепная реакция полностью поддается контролю.

Иначе обстоит дело, если масса системы **з**н**а**ч**и**т**е**л**ь**н**о** п**р**е**в**ы**ш**а**е**т критическую. В этом случае реакция нарастает со скоростью взрыва. После того как реакция началась, она выходит из-под контроля; бурное выделение энергии приводит к разрушению системы еще до того, как придут в действие регуляторы.

Особенно быстро развивается реакция в чистом  $U^{235}$ , так как она вызывается здесь быстрыми (незамедленными) нейтронами. Поэтому  $U^{235}$  в количествах, заметно превышающих критическую массу, представляет сильнейшее взрывчатое вещество, используемое для так называемой *атомной бомбы*. Чтобы атомная бомба не взрывалась при хранении, можно разделить ее урановый заряд на несколько удаленных друг от друга частей с массой, меньшей критической. Для производства взрыва необходимо эти части быстро сблизить.

По энергии взрыва урановый заряд в сотни тысяч раз превосходит обычные взрывчатые вещества, взятые в том же количестве.

В момент взрыва температура в атомной бомбе поднимается до миллионов градусов. Ввиду этого взрыв атомной бомбы, если он происходит в подходящей среде, может вызвать вспышку термоядерной реакции (см. § 222). К числу веществ, обладающих наиболее благоприятными свойствами для развития термоядерной реакции, относятся тяжелый водород (дейтерий  $D^2$ ), сверхтяжелый водород (триций  $T^3$ ), литий и др. В смеси этих веществ могут идти, например, следующие ядерные реакции:




---

<sup>1)</sup> Более удобный в некоторых случаях способ регулировки реакции состоит во введении (или выведении) веществ, усиленно поглощающих нейтроны.

Система из атомной бомбы и вещества, в котором при ее взрыве возникает мощная термоядерная реакция, получила название *термоядерной* или *водородной* бомбы. Сила взрыва водородной бомбы еще в сотни раз превосходит силу взрыва атомной бомбы. Дело в том, что количество «взрывчатки» ( $U^{235}$ ) в атомной бомбе ограничено: масса каждой из ее нескольких частей должна быть меньше критической во избежание преждевременного взрыва. Для количества же «взрывчатки» водородной бомбы такого ограничения нет, так как дейтерий, тритий, их смесь и т. п. сами собой взорваться не могут.

В отличие от реакции деления до настоящего времени еще не найдены способы проведения термоядерной реакции контролируемым, невзрывным путем. Однако интенсивные исследования в этом направлении ведутся в СССР и в других странах. Действительно, контролируемая термоядерная реакция представляет исключительный интерес, так как запасы сырья для нее огромны (дейтерий в составе воды в океанах!), тогда как запасы урана ограничены.

Для возбуждения термоядерной реакции ядерное «горючее» должно быть нагрето до температуры порядка десяти миллионов градусов. При таких температурах вещество переходит в состояние сильно ионизованного газа — плазмы. Если реакция не должна затухать, плазму нужно удерживать от расширения, т. е. надо ограничить свободу движения частиц плазмы — ионов и электронов. Этого нельзя достигнуть простым заключением плазмы в замкнутый сосуд, так как никакие стенки не могут противостоять температуре, в тысячи раз превышающей температуру испарения самых жаростойких материалов (изоляция плазмы от стенок нужна еще и потому, что интенсивная передача тепла стенкам затруднила бы нагрев плазмы).

В начале 50-х годов советские физики А. Д. Сахаров и И. Е. Тамм, а также некоторые зарубежные ученые предложили использовать для удержания плазмы сильные магнитные поля. Как мы знаем (§ 195), в однородном магнитном поле заряженная частица, начальная скорость которой перпендикулярна напряженности магнитного поля, движется по окружности в плоскости, перпендикулярной направлению поля. Если начальная скорость параллельна магнитному полю, частица движется свободно (по инерции) вдоль силовой линии магнитного поля, так как в этом случае сила Лоренца равна нулю. В общем случае, когда начальная скорость направлена произвольно, имеет место сложение прямолинейного и кругового движений — частица описывает винтовую траекторию, навивающуюся на силовую линию магнитного поля (рис. 401, а). Такой характер движения сохраняется и в неоднородном магнитном поле, если на расстоянии порядка шага «винта» направление вектора *н а п р я ж е н н о с т и* поля изменяется незначительно (рис. 401, б). Частица оказывается как бы привязанной к силовой линии — она удерживается на постоянном расстоянии от нее, равном радиусу спирали. Радиус спирали прямо пропорционален

скорости частицы <sup>1)</sup> и обратно пропорционален величине магнитного поля  $H$  (см. § 195); увеличивая  $H$ , можно сделать радиус спирали как угодно малым.

В реальной плазме на движение частиц влияют соударения между ними и внутренние электрические и магнитные поля плазмы (они всегда имеются, так как плазма состоит из заряженных частиц). Ввиду этого рассмотрение действия внешнего магнитного поля на движение частиц плазмы оказывается очень сложным. Основная особенность, однако,

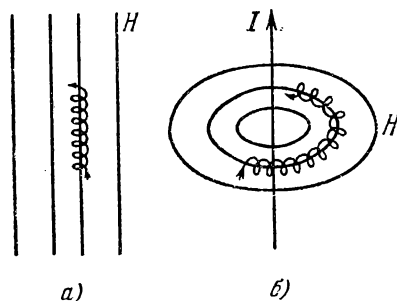


Рис. 401. Движение медленной заряженной частицы в магнитном поле.

Тонкие линии — силовые линии магнитного поля, спирали — траектории частицы.  
а) Однородное магнитное поле; б) магнитное поле прямолинейного провода с током.

остается — магнитное поле, искривляя траектории частиц, очень сильно затрудняет их движение в направлении, перпендикулярном силовым линиям внешнего магнитного поля. Эта особенность и используется для удержания (изоляции) плазмы.

Магнитное поле используется также и для нагрева плазмы: при изменении величины магнитного поля возникает э. д. с. индукции, под действием которой ионы и электроны ускоряются.

К настоящему времени физики научились нагревать плазму, правда весьма разреженную, до температуры несколько миллионов градусов и удерживать ее в таком состоянии в течение сотых долей секунды. Эти успехи позволяют надеяться, что на описанном пути удастся в конечном счете осуществить контролируемую термоядерную реакцию.

При взрыве атомной и водородной бомбы в добавление к эффектам, характерным для любого мощного взрыва, испускается еще много нейтронов и  $\gamma$ -лучей, а также образуется большое количество радиоактивных веществ (см. ниже). Их излучения делают район взрыва опасным для жизни

<sup>1)</sup> Точнее, слагающей скорости, перпендикулярной магнитному полю.

еще в течение некоторого времени после взрыва. Радиоактивные продукты взрыва разносятся потоками воздуха на тысячи км от места взрыва. Отметив с помощью счетчика излучений повышенную против обычного радиоактивность воздуха, можно с достоверностью установить факт взрыва атомной или водородной бомбы.

**§ 225. Урановые реакторы и их применения.** Система, в которой происходит контролируемая незатухающая реакция деления урана, называется *урановым*

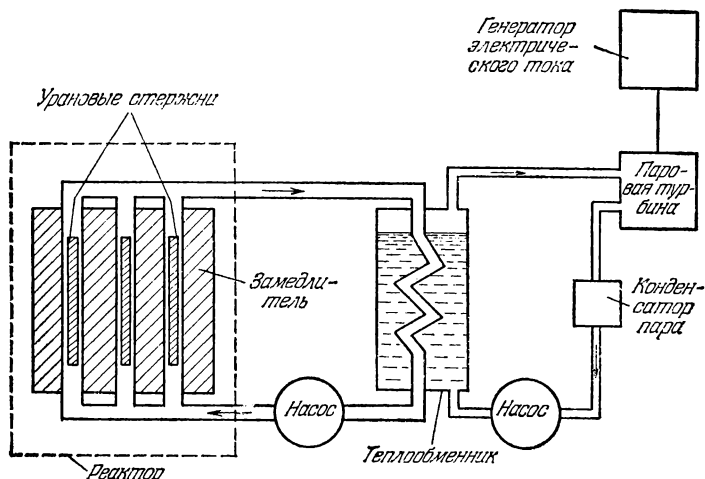


Рис. 402. Принципиальная схема атомной электростанции.

Урановые стержни реактора омываются теплоносителем (газ, вода или расплавленный металл), который отбирает тепло, выделяющееся в стержнях, и в теплообменнике передает его воде, образующей пар. Пар, как на обычной электростанции, приводит в движение паровую турбину и соединенный с ней электрогенератор. В другом варианте, который также находит применение, пар образуется непосредственно в реакторе, а теплообменник отсутствует.

*реактором.* Урановые реакторы используются как источники энергии, для приготовления изотопов и как источники радиоактивности. Рассмотрим эти применения.

1. Получение энергии. Осколки деления тормозятся в уране на очень малом пути (менее 5 мк). Ввиду этого почти вся энергия, освобождаемая в реакторе, выделяется в виде тепла в массу урана. Это тепло можно использовать, например, для нагревания и испарения жидкости,

омывающей уран, и затем через посредство турбины или другой тепловой машины превратить его в механическую и далее в электрическую энергию (рис. 402). Первая в мире атомная электростанция, основанная на таком принципе, была осуществлена в Советском Союзе в 1954 г. (рис. 403). Чертеж реактора этой электростанции приведен на рис. 404. Главной частью реактора являются «топливные» элементы

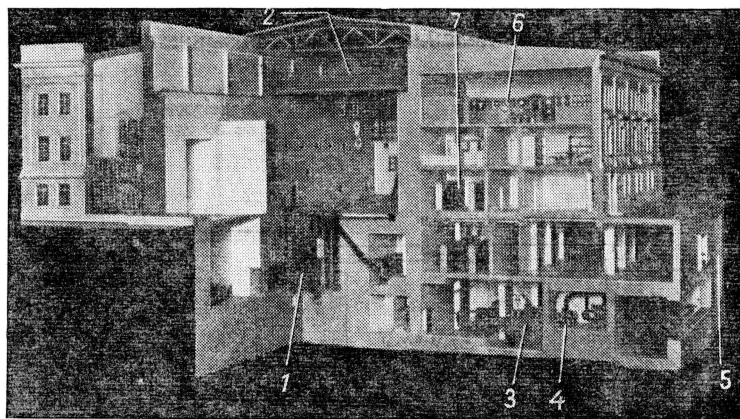


Рис. 403. Общий вид атомной электростанции.

1 — реактор; 2 — подъемный кран для замены «выгоревших» урановых стержней; 3, 4 — насос с электродвигателем, обеспечивающий циркуляцию воды через реактор; 5 — теплообменник; 6 — помещение управления реактором (пульт управления); 7 — щит с приборами, сигнализирующими о появлении недопустимой радиоактивности в различных помещениях станции.

с ураном, помещенные в графитовый замедлитель. «Топливные» элементы представляют собой две тонкостенные трубки из нержавеющей стали, вставленные одна в другую. В полость между трубками герметически заделывается уран, а внутренняя полость образует канал для протекания воды, отбирающей тепло, выделяющееся в уране при работе реактора. Герметическая закупорка урана необходима ввиду его химической нестойкости, а также для предохранения от утечки вредных радиоактивных газов, образующихся в качестве продуктов деления. Для облегчения развития цепной реакции «топливные» элементы изготовлены из урана, искусственно обогащенного легко делящимся изотопом  $U^{235}$  (в примененном обогащенном

уране содержится 5%  $U^{235}$  против 0,7% в природном уране).

Действие уранового реактора сопровождается интенсивной радиоактивностью. Для защиты людей от радиоактивных излучений и от нейтронов, которые в больших

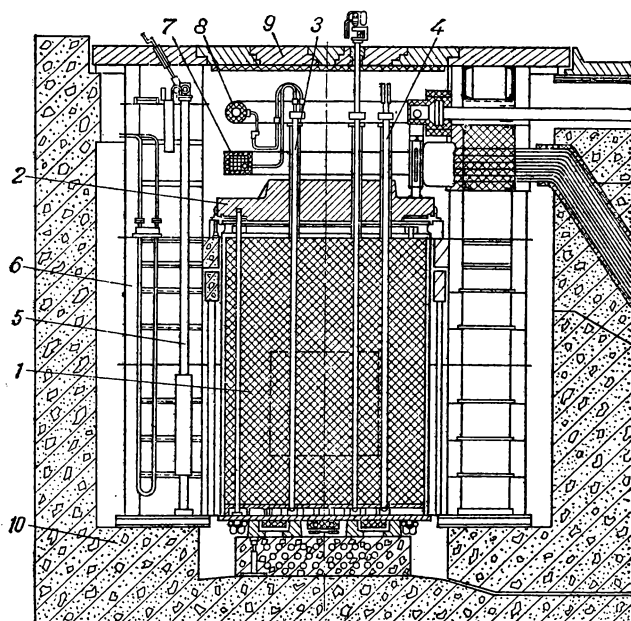


Рис. 404. Реактор советской атомной электростанции.

1 — графитовая кладка реактора, заключенная в герметическую стальную оболочку; пунктиром очерчена активная зона реактора, в которой расположен уран; остальной графит служит отражателем нейтронов; 2 — верхняя плита (чугун); 3 — один из 128 рабочих каналов, в которые помещаются урановые стержни и протекает охлаждающая вода (давление 100 атм); 4 — канал для перемещения регулирующего стержня, содержащего поглотитель нейтронов (бор); регулирующие стержни служат для регулировки мощности реактора и прекращения реакции; 5 — ионизационная камера для измерения интенсивности реакции в реакторе; 6 — водяная защита, задерживающая нейтроны; 7, 8 — подвод и отвод воды из реактора, 9 — верхняя защитная крышка (чугун); 10 — бетонная защита (в основном от  $\gamma$ -лучей).

дозах также вредны для здоровья, реактор окружается толстостенной защитой из бетона и других материалов (рис. 404 и 405).

Как источник энергии урановый реактор замечателен малым расходом топлива. Деление 1 г  $U^{235}$  по теплообразованию

равноценно сжиганию нескольких тонн каменного угля. Это делает особенно перспективным применение реакторов в пунктах, удаленных от залежей угля и нефти, а также на транспорте — на кораблях, подводных лодках, самолетах. В СССР сооружено несколько крупных атомных электростанций, построен мощный ледокол «Ленин» на ядерной энергии, имеются атомные подводные лодки.

Ядерная энергетика находится в начальной стадии своего развития. Она имеет огромное значение для будущего.

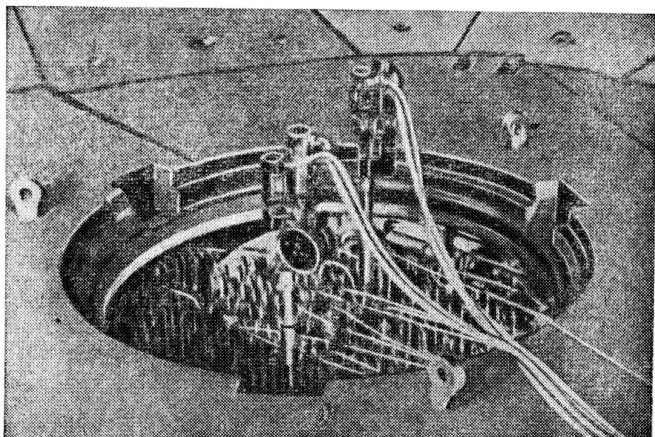


Рис. 405. Верхняя часть реактора без крышки.  
Видны моторы передвижения регулирующих стержней. Ниже —  
трубки для подвода воды к рабочим каналам.

Подсчитано, что при современных темпах роста мирового потребления энергии человечество уже через 50 лет может столкнуться с острой нехваткой угля и нефти. Использование урана спасает положение, так как запас энергии в земных ресурсах урана в 10—20 раз превышает запас энергии в залежах ископаемых органических топлив. Проблема источников энергии получит окончательное решение, когда будет разработана управляемая термоядерная реакция (см. § 224).

2. Заурановые элементы. При облучении урана нейтронами изотоп  ${}_{92}\text{U}^{238}$  превращается в  ${}_{92}\text{U}^{239}$ . Последний неустойчив; испытывая  $\beta$ -распад, он образует

изотоп элемента 93 — нептуния ( ${}_{93}\text{Np}^{239}$ ). В свою очередь,  ${}_{93}\text{Np}^{239}$  испытывает  $\beta$ -распад и в короткое время (несколько суток) превращается в изотоп элемента 94 — плутония ( ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ ). Плутоний-239 также неустойчив, но распадается очень медленно (период полураспада 24 000 лет). Поэтому он может накапливаться в больших количествах. Подобно урану-235, плутоний-239 является хорошим «ядерным горючим», пригодным для устройства ядерных реакторов, а также атомных бомб. Для получения плутония используют реакторы из природного урана с замедлителем. В этих реакторах значительная доля нейтронов поглощается в уране-238, образуя в конце концов плутоний. Накопившийся в уране плутоний может быть выделен химическими методами. Другим искусственным «ядерным горючим» является изотоп урана  $\text{U}^{233}$  с периодом полураспада 160 000 лет, которого в природном уране нет.  $\text{U}^{233}$  образуется, аналогично плутонию, в результате облучения нейтронами тория. Таким образом, трудно делящиеся вещества— $\text{U}^{238}$  и торий — могут быть переработаны в ценное ядерное горючее. Эта возможность очень существенна, так как  $\text{U}^{238}$  и тория на Земле во много раз больше, чем  $\text{U}^{235}$ . Нептуний и плутоний являются представителями зауранных (трансурановых) элементов, расположенных в таблице Менделеева за ураном.

За последнюю четверть века вслед за плутонием был получен еще ряд трансурановых элементов вплоть до элемента 104<sup>1)</sup>. В природе трансурановые элементы не обнаружены: они все радиоактивны и по сравнению с геологическим возрастом Земли короткоживущи.

3. Получение радиоактивных веществ. В действующем реакторе имеют место интенсивные потоки нейтронов, образующихся при реакции деления. Облучая вещества нейтронами внутри реактора, получают различные искусственно-радиоактивные изотопы [ср. реакцию (17), § 218]. Другим источником радиоактивности в реакторе являются осколки деления урана, большинство которых неустойчиво.

Искусственно-радиоактивные элементы находят много применений в науке и технике. Вещества, испускающие

<sup>1)</sup>  ${}_{95}\text{Am}$  — америций,  ${}_{96}\text{Cm}$  — кюрий,  ${}_{97}\text{Bk}$  — берклий,  ${}_{98}\text{Cf}$  — калифорний,  ${}_{99}\text{Es}$  — эйнштейний,  ${}_{100}\text{Fm}$  — фермий,  ${}_{101}\text{Mv}$  — менделевий. Для недавно синтезированных элементов 102, 103 и 104 предложены названия  ${}_{102}\text{No}$  — нобелий,  ${}_{103}\text{Lg}$  — лоуренсий,  ${}_{104}\text{Ku}$  — курчатовий.



$\gamma$ -лучи, используются взамен более дорогого радия для просвечивания толстых металлических предметов, для лечения рака и т. д. Свойство больших доз  $\gamma$ -лучей убивать живые клетки микроорганизма применяется при консервировании продуктов питания. Радиоактивные излучения начинают использоваться в химической промышленности, так как они способствуют протеканию многих важных химических

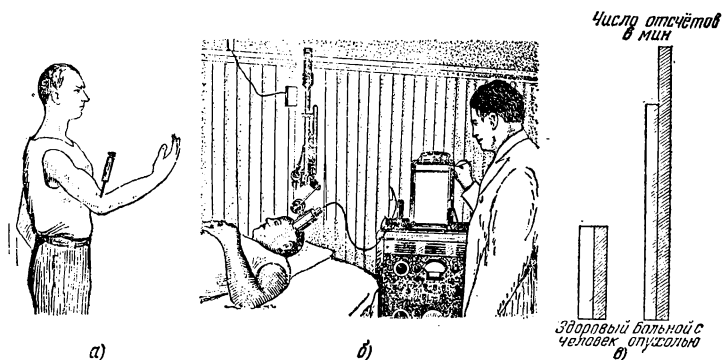


Рис. 406. Пример использования «меченых атомов»: обнаружение опухолей в головном мозгу с помощью радиоактивного йода  $I^{131}$ .

а) Пациенту вводится внутривенно определенное количество йода, содержащего радиоактивный изотоп  $I^{131}$ . б) Через полчаса с помощью газоразрядного счетчика измеряется активность  $\gamma$ -излучения  $I^{131}$  в различных точках поверхности черепа. в) Опыты показывают, что в опухолях йод накапливается в гораздо большем количестве, чем в здоровых тканях. Если имеется опухоль, число отсчетов счетчика сильно возрастает. На левой стороне головы больного интенсивность излучения больше, чем на правой. Это указывает на расположение опухоли в левой половине черепа.

реакций. Особенно интересен так называемый *метод меченых атомов* (рис. 406). Этот метод использует тот факт, что по химическим и многим физическим свойствам радиоактивный изотоп неотличим от устойчивых изотопов того же элемента. В то же время радиоактивный изотоп легко может быть опознан по своему излучению (с помощью, например, газоразрядного счетчика). Добавляя к исследуемому элементу радиоактивный изотоп и улавливая в дальнейшем его излучение, мы можем проследить путь этого элемента в организме, в химической реакции, при плавке металла и т. д.

**Значение ядерной энергии.** Прошло немало лет со времени открытия способа использования ядерной энергии в земных условиях. Открытие это уже дало

свои первые плоды. Несомненно, дальнейшее развитие способов получения и использования ядерной энергии создаст новые невиданные возможности для науки, техники, промышленности. Масштаб этих возможностей на нынешнем этапе трудно еще полностью представить. Освобождение ядерной энергии означает колоссальное расширение власти человека над природой при условии, однако, что ядерная энергия будет использована для мирных целей. Советский Союз, обладая атомными и водородными бомбами, борется за использование атомной энергии только для мирных целей, за запрещение атомного и водородного оружия и других средств массового уничтожения людей.

Отметим еще, что создание урановых реакторов — это один из наиболее значительных плодов науки о внутреннем строении вещества. Изучение невидимых, неосязаемых атомов и атомных ядер привело к вполне осозаемому и зримому практическому результату — освобождению и использованию ядерной энергии, скрытой в уране. Этот успех самым убедительным образом доказывает, что наши научные представления об атоме и атомном ядре являются истинными, т. е. в основном правильно отражают объективную действительность природы.

У п р а ж н е н и я. 49. Какие частицы — позитроны или электроны — будут испускать осколки деления  $U^{235}$ , если одним из них является  $Ba^{140}$ ? (Природный барий состоит из изотопов с массами от 130 до 138 аем, природный криптон состоит из изотопов с массами от 78 до 86 аем.)

50. Найти мощность реактора, в котором делится 1 г  $U^{235}$  в сутки. Полное выделение энергии при делении одного ядра  $U^{235}$  принять равным 185 Мэв.

51. Кинетическая энергия осколков деления составляет 160 Мэв; энергия нейтронов деления 5 Мэв; энергия  $\gamma$ -лучей, испускаемых в результате деления, 10 Мэв; энергия  $\beta$ -лучей 10 Мэв. Какая приблизительно доля энергии, освобождаемой в реакторе, состоящем из замедлителя и тонких стержней урана, выделяется в уране и какая в замедлителе?

52. В каком случае критическая масса урана в реакторе меньше: когда реактор граничит с воздухом или когда он окружен плотным веществом, слабо поглощающим нейтроны?

53. Из числа вторичных нейтронов, испускаемых при делении урана в реакторе, одна часть гибнет, не вызвав новых делений (вылетает за пределы реактора или захватывается ядрами материалов реактора), другая часть вызывает новые деления ядер урана. Число новых делений, производимых вторичными нейтронами, испущенными при делении одного ядра урана, называется коэффициентом размножения реактора ( $k$ ). Коэффициент размножения показывает, во сколько

раз возрастает число делений за время жизни *одного поколения* нейтронов.

Как изменяется со временем мощность реактора, если: а)  $k > 1$ , б)  $k = 1$ , в)  $k < 1$ ?

54. В среднем при делении одного ядра урана испускается 2,5 вторичных нейтрона. В реакторе атомной электростанции захват, не приводящий к делению, испытывают 50% всех нейтронов деления. Определить долю нейтронов деления, вылетающих из этого реактора наружу, если реактор работает с постоянной мощностью.

55. Среднее время жизни одного поколения нейтронов в реакторе 0,1 сек, коэффициент размножения  $k = 1,005$ . Определить время  $t$ , в течение которого мощность реактора возрастет от  $10^{-8}$  до  $10^8$  вт.

56. По нефтепроводу качают бензин, а вслед за ним нефть. Предложите способ, как определить момент, когда через данное сечение трубопровода проходит граница раздела бензина и нефти. Пробу из трубопровода не брать.

## ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

**§ 226. Введение.** Изучая строение вещества, мы убеждаемся, что все многообразие известных нам тел построено в конечном счете из комбинаций трех типов мельчайших частиц — протонов, нейтронов и электронов. Протоны и нейтроны, группируясь, дают атомные ядра. Атомные ядра совместно с электронами образуют атомы, атомы сочетаются в молекулы и т. д.

При современном состоянии науки неизвестно, являются ли электрон, протон и нейтрон простейшими, неразложимыми далее частицами, или же они, подобно атомам, построены из других (неизвестных еще) более фундаментальных частиц. Такие частицы, относительно которых нет доказательств, что они являются составными, принято называть *элементарными частицами*. Помимо электрона, протона и нейтрона известны и другие элементарные частицы.

К их числу прежде всего следует отнести электромагнитные кванты (*фотоны*). Фотоны не входят непосредственно в состав атомов, молекул и т. д., но играют в природе важную роль в качестве агентов, передающих энергию от одних частиц или тел к другим. В отношении свойств между электронами, протонами и нейтронами, с одной стороны, и фотонами, с другой, имеется различие, но, как мы видели в § 206, 219, 220, существует и глубокое единство. Это заставляет нас считать фотон одним из видов элементарных частиц.

Далее, к элементарным частицам относятся *позитрон* и *нейтрино*. Позитрон — двойник электрона, отличающийся от него только знаком электрического заряда. Мы стал-

киваемся с позитронами в явлениях искусственной радиоактивности и взаимодействия жестких  $\gamma$ -квантов с веществом (образование пар электрон — позитрон, см. § 219). Нейтрино — нейтральная частица, излучаемая одновременно с электронами или позитронами при  $\beta$ -распаде атомных ядер. Свойства нейтрино будут рассмотрены далее.

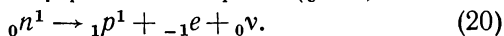
Наконец, в ядерных реакциях, вызываемых частицами и  $\gamma$ -квантами очень больших энергий (сотни миллионов и миллиарды электронвольт), наблюдается образование так называемых мезонов и других частиц, причисляемых к элементарным, с которыми мы познакомимся в § 228—230.

При анализе свойств элементарных частиц прежде всего бросается в глаза, что элементарные частицы отнюдь не являются неизменяемыми: они испытывают взаимные превращения, переходя друг в друга. Так,  $\gamma$ -квант при определенных условиях превращается в пару электрон — позитрон согласно реакции

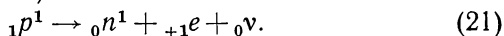


Эту реакцию нельзя толковать в том смысле, что  $\gamma$ -квант состоит из электрона и позитрона. Если было бы так, то электрон и позитрон должны были бы объединяться в один  $\gamma$ -квант; в действительности же при аннигиляции электрона и позитрона испускаются два  $\gamma$ -кванта. Следовательно, реакция (19) не есть реакция разложения сложной частицы на составные части, а есть реакция превращения одной элементарной частицы ( $\gamma$ -кванта) в другие (электрон и позитрон).

Другим примером взаимного превращения элементарных частиц является  $\beta$ -распад нейтрона (§ 217)



Нейтрон самопроизвольно превращается в протон ( ${}_1p^1$ ), электрон ( ${}_{-1}e$ ) и нейтрино  ${}_0\nu$ . Во многих ядрах наблюдается обратный процесс — превращение протона в нейтрон, позитрон и нейтрино<sup>1)</sup>:



Так как протон переходит в нейтрон, а нейтрон в про-

<sup>1)</sup> Масса покоя протона меньше суммы масс покоя нейтрона и позитрона (массой покоя нейтрино можно пренебречь, см. § 227), т. е. по закону Эйнштейна внутренняя энергия продуктов реакции (21) больше внутренней энергии протона. Поэтому реакция (21) может идти только при условии сообщения энергии извне. Это условие осуществляется, когда протон входит в состав неустойчивого ядра.

тон, то это значит, что обе частицы одинаково простые. Как уже отмечалось в § 221 применительно к атомным ядрам, электроны и позитроны образуются в процессе  $\beta$ -распада, а не содержатся заранее в составе нейтрона или протона.

Способность элементарных частиц к взаимным превращениям указывает на сложность их внутреннего строения. Этот вывод подтверждают и другие факты. В качестве примера рассмотрим вопрос о намагниченности нейтрона.

Опыты показывают, что электрон, протон, нейтрон, как и многие другие частицы, являются миниатюрными вращающимися волчками, или, как говорят, обладают *спином* (от английского *to spin* — вертеть). Хотя спин — это свойство, сходное с вращением вокруг оси, проходящей через центр тяжести частицы, полной аналогии здесь нет — спиновое вращение, например, нельзя ускорить или замедлить. Особенности свойств спина обусловлены волновой природой частиц.

Вращение электрически заряженной частицы приводит к появлению кругового тока, который придает частице свойства магнетика (см. т. II, § 115, 117). И действительно, известны многочисленные проявления магнетизма электронов и протонов. Так, например, столь широко используемая в технике способность железа намагничиваться является следствием спинового магнетизма электронов. Магнетизм протонов гораздо слабее, но также получил практические применения.

Более удивительно, что и нейтрон обнаруживает свойства магнетика. Это означает, что в нейтроне содержатся электрические заряды. Так как в целом нейтрон не заряжен, алгебраическая сумма положительного и отрицательного заряда равна нулю. Но если заряды двух знаков расположены на разных расстояниях от оси вращения, то магнитные поля, создаваемые их движением, компенсироваться не будут, т. е. нейтрон будет намагничен.

**§ 227. Нейтрино.** *Нейтрино* называется незаряженная элементарная частица, которая испускается одновременно с электроном или позитроном при  $\beta$ -распаде атомного ядра.

Подобно нейтрону, также лишенному электрического заряда, нейтрино практически не взаимодействует с элек-

тронами и не производит заметной ионизации среды. Нейтрон, однако, легко обнаруживается по своему действию на атомные ядра (ядерные реакции, передача энергии при столкновении, см. § 217). Нейтрино же и с ядрами взаимодействует крайне слабо; до самого последнего времени ядерных реакций под действием нейтрино на опыте установить не удавалось.

Как же стало известно о существовании нейтрино, если они так неуловимы?

Если бы при  $\beta$ -распаде испускались только лишь электроны, то для данного радиоактивного изотопа энергия всех  $\beta$ -электронов была бы одна и та же. Действительно, она равнялась бы разности внутренних энергий исходного атомного ядра и конечного ядра+электрон<sup>1)</sup>. Разность же эта постоянна, ибо опыт показывает, что все ядра данного изотопа имеют одну и ту же массу и, значит, одну и ту же внутреннюю энергию. На деле, однако, оказывается, что энергия  $\beta$ -электрона принимает всевозможные значения от нуля и до некоторого максимального значения  $E_0$ . Важно, что это максимальное значение как раз равно выделению внутренней энергии при распаде, о котором говорилось выше. Чтобы не войти в противоречие с законом сохранения энергии, приходится предположить, что при  $\beta$ -распаде в паре с электроном образуется еще одна частица — нейтрино, которая уносит энергию, дополняющую энергию электрона до  $E_0$ . Если нейтрино уносит энергию, близкую к  $E_0$ , то энергия электрона близка к нулю; если энергия нейтрино мала, то, наоборот, энергия электрона близка к  $E_0$ , и т. д.

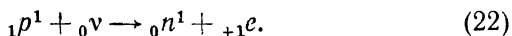
Детальное изучение процесса  $\beta$ -распада дало и другие столь же убедительные доказательства испускания нейтрино в этом процессе, а также позволило оценить массу покоя нейтрино. Она оказалась меньше одной тысячной доли массы покоя электрона и точному измерению пока не поддается; обычно массу покоя нейтрино принимают равной нулю.

В 1956 г. после многолетних усилий удалось обнаружить на опыте ядерную реакцию поглощения нейтрино ( $\bar{\nu}$ ) протоном с превращением последнего в нейтрон

---

<sup>1)</sup> Кинетическая энергия, сообщаемая при  $\beta$ -распаде тяжелому конечному ядру, ничтожно мала по сравнению с энергией электрона.

и позитрон:



Источником нейтрино в этих экспериментах служил мощный ядерный реактор, в котором нейтрино образуются при  $\beta$ -распаде осколков деления урана. В дальнейшем с помощью самых крупных современных ускорителей наблюдались и другие реакции, вызываемые нейтрино (см. § 229).

Большой интерес представляют попытки обнаружения так называемых солнечных нейтрино. Если они окажутся успешными, то позволят проверить справедливость существующих представлений о строении Солнца и о ядерных процессах, идущих в его недрах. Реакция слияния четырех протонов, являющаяся, как считают, источником солнечной энергии (см. § 222), сопровождается испусканием двух нейтрино на каждое образующееся ядро гелия. Нейтрино столь слабо взаимодействуют с веществом, что подавляющая часть их пронизывает всю толщу Солнца и выходит в космическое пространство. Некоторая доля нейтрино, доходящих до детектора на Земле, проявит себя, вызвав ядерные реакции. Из-за слабости взаимодействия эта доля крайне мала, что делает опыт трудным и дорогим. Все же он возможен и готовится несколькими группами ученых.

**§ 228. Ядерные силы. Мезоны.** В § 221 было введено понятие о ядерных силах, т. е. особых силах, действующих между частицами, образующими атомные ядра, — нейтронами и протонами. Опыты (например, изучение ядерных реакций, вызываемых быстрыми нейтронами и протонами) привели к заключению, что ядерные силы взаимодействия между парами частиц протон — протон, нейтрон — протон, нейтрон — нейтрон одинаковы. В явлениях, зависящих только от ядерных сил, нейтрон и протон ведут себя подобно; различие свойств нейтрона и протона, выраженное в чуть большей массе первого и электрическом заряде второго, в таких явлениях не играет заметной роли. Чтобы подчеркнуть тождественность свойств нейтрона и протона по отношению к ядерным силам, эти две частицы объединяют общим термином *нуклон* (т. е. ядерная частица, от латинского *nucleus* — ядро). Говоря «нуклон», мы подразумеваем нейтрон или протон.



Наиболее характерной особенностью ядерных сил является *короткодействие* — они достигают очень большой величины при сближении нуклонов на расстояние порядка  $10^{-13}$  см, но при увеличении этого расстояния всего в несколько раз так сильно спадают, что практически ими можно пренебречь. В этом отношении ядерные силы не похожи на электрические силы или силы тяготения, которые изменяются плавно (обратно пропорционально квадрату расстояния между частицами). Они напоминают скорее силы, возникающие при соприкосновении резиновых шариков.

Потенциальную энергию электрического взаимодействия двух протонов можно вычислить по формуле (9) с измененным знаком (протоны отталкиваются!). При расстоянии между протонами  $r = 1,4 \cdot 10^{-13}$  см имеем ( $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл,  $k = 4,8 \cdot 10^{-10}$  СГС — заряд протона):

$$U = \frac{e^2}{r} = \frac{(4,8 \cdot 10^{-10})^2}{1,4 \cdot 10^{-13}} = 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ эрг} = 1 \text{ Мэв}.$$

Опыты показывают, что абсолютная величина потенциальной энергии ядерного взаимодействия двух нуклонов при сближении до такого расстояния составляет около 50 Мэв (если считать ее равной нулю при бесконечном расстоянии).

Таким образом, на малых расстояниях ядерное взаимодействие округленно на два порядка (т. е. в  $10^2$  раз) сильнее электрического. При больших расстояниях между протонами, например в молекуле  $H_2$  ( $r \approx 10^{-8}$  см), положение обратное: ядерное взаимодействие протонов оказывается ничтожно слабым по сравнению с электрическим.

Как передается ядерное взаимодействие от одного нуклона к другому?

Теория относительности Эйнштейна доказывает, что никакие взаимодействия между частицами не могут передаваться со скоростью, превышающей скорость света. Допустим, одна из двух взаимодействующих частиц быстро изменила свое положение. Вторая частица «почувствует» изменение силы взаимодействия, вызванное смещением первой частицы, с запаздыванием, пропорциональным расстоянию между частицами. Запаздывание может быть много больше длительности перемещения частицы —

частица давно остановилась, но в окружающем пространстве еще что-то происходит, что позже скажется на второй частице. Это означает, что существует некоторый агент, переносящий взаимодействие. В случае взаимодействия заряженных частиц такой агент нам хорошо знаком — это электромагнитное поле. Наряду с полями, связанными с электрическими зарядами, существуют и свободные электромагнитные поля — распространяющиеся электромагнитные волны (радиоволны, свет, рентгеновские и  $\gamma$ -лучи). Мы знаем, что такие свободные поля являются потоками электромагнитных квантов — фотонов.

Аналогично, другим видам взаимодействия — всемирному тяготению, ядерному взаимодействию — соответствуют свои поля — поле тяготения (*гравитационное поле*), *поле ядерных сил*.

Нуклон создает в окружающем пространстве поле ядерных сил, и это поле действует на другие нуклоны, попадающие в сферу его влияния. Как уже отмечалось, радиус сферы сильного влияния очень мал:  $10^{-13}$ — $10^{-12}$  см.

В 1935 г. японский физик Хидеки Юкава предположил, что подобно электромагнитному полю ядерное поле бывает не только связанным, но и свободным, т. е. существуют *кванты ядерного поля*. Он показал, что малый радиус действия ядерного поля связан с тем, что кванты этого поля обладают отличной от нуля массой покоя. Чем больше масса покоя, тем меньше сфера действия сил. Наблюдаемый радиус действия порядка  $10^{-13}$  см означает, что масса покоя квантов в 200—300 раз больше массы покоя электрона.

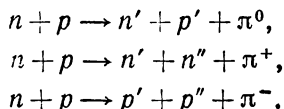
Примерно через 10 лет после предсказания Юкавы при исследовании космических лучей (см. § 233) были открыты частицы, названные *пи-мезонами* ( $\pi$ ), которые, как показали дальнейшие исследования, и являются квантами ядерного поля<sup>1)</sup>. Существуют три вида  $\pi$ -мезонов, различающихся электрическим зарядом: положительно заряженные  $\pi$ -мезоны ( $\pi^+$ ), нейтральные ( $\pi^0$ ) и отрицательно заряженные ( $\pi^-$ ). Массы покоя  $\pi^0$ -,  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов близки и составляют примерно 270 масс покоя электрона. Подобно тому

---

<sup>1)</sup> Мезон (от латинского *meson* — промежуточный) — частица с массой, промежуточной между массами электрона и нуклона.

как электромагнитные кванты излучаются при торможении зарядов, ядерные кванты —  $\pi$ -мезоны — излучаются при торможении нуклонов, т. е. при соударениях нуклонов друг с другом.

Приведем простейшие примеры реакций рождения  $\pi$ -мезонов:



Здесь символы  $n$  и  $\bar{p}$  обозначают нейтрон и протон;  $n, n', n''; p, p', p''$  — нуклоны, отличающиеся состоянием движения (величиной и направлением скорости). Указанные реакции, как и вообще все известные физические процессы, удовлетворяют закону сохранения электрического заряда.

По закону Эйнштейна излучение  $\pi$ -мезона требует затраты энергии, не меньшей энергии покоя  $\pi$ -мезона, равной  $mc^2 \approx 135$  Мэв. Ввиду этого процессы рождения  $\pi$ -мезонов наблюдаются только при столкновениях частиц, обладающих весьма большой энергией.  $\pi$ -мезоны, аналогично световым квантам, способны также поглощаться нуклонами, отдавая им свою кинетическую энергию и энергию покоя и электрический заряд (рис. 407).

$\pi$ -мезоны не стабильны. Нейтральный  $\pi$ -мезон через время порядка  $10^{-14}$  сек распадается на два  $\gamma$ -кванта.  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезоны в среднем через 30 нсек ( $30 \cdot 10^{-9}$  сек) превращаются соответственно в  $\mu^+$ -мезон и нейтрино и  $\mu^-$ -мезон и нейтрино. Мю-мезоны — это частицы с массой покоя 207 масс покоя электрона и средним временем жизни до распада 2 мксек ( $2 \cdot 10^{-6}$  сек). Мю-мезоны превращаются в электрон или позитрон и два нейтрино (рис. 408).

Исторически  $\mu$ -частицы были первыми открытыми мезонами и их вначале приняли за ядерные кванты. Это представление было вскоре отброшено, так как выяснилось, что  $\mu$ -мезоны крайне слабо взаимодействуют с нуклонами.

Вслед за  $\pi$ -мезонами было открыто несколько видов еще более тяжелых и менее стабильных мезонов, сильно взаимодействующих с ядрами. Так же как и  $\pi$ -мезоны, их следует считать квантами поля ядерных сил. Как видно, ядерное поле является весьма сложным; полной теории этого поля пока еще нет.

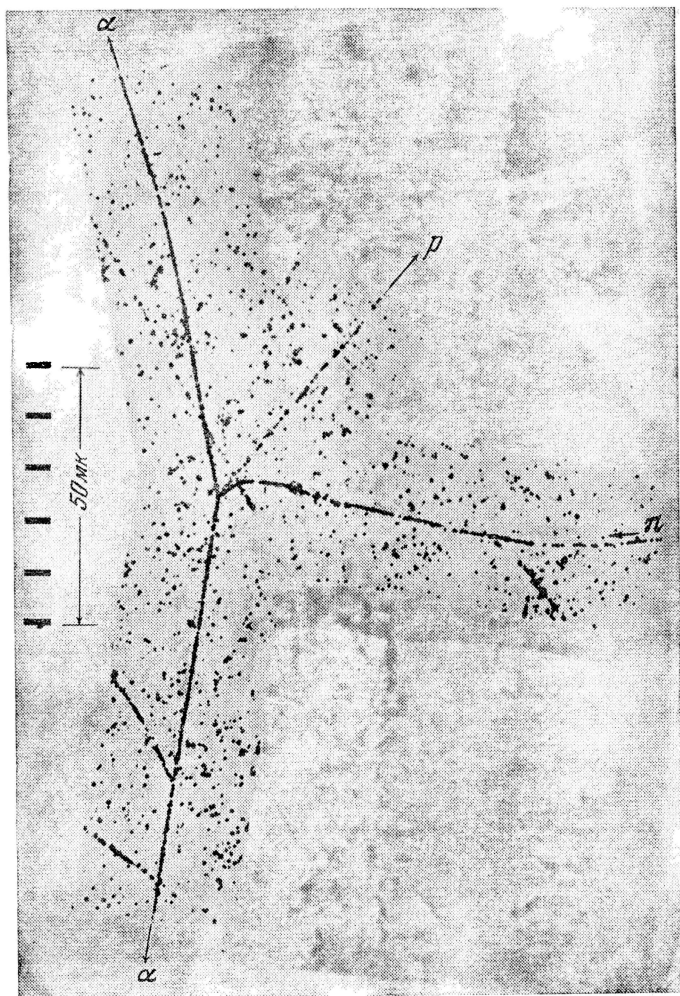


Рис. 407. Расщепление ядра углерода при захвате  $\pi^-$ -мезона. Микрофотография следов частиц, запечатленных в фотоэмульсии (см. § 231).  $\pi^-$ -мезон, затормозившись в фотоэмульсии, притягивается положительно заряженным атомным ядром и захватывается одним из его протонов ( $\pi^- + p \rightarrow n$ ). При этом освобождается значительная энергия ( $\sim 138$  Мэв) и ядро расщепляется. На снимке видны заряженные продукты расщепления — быстрые  $\alpha$ -частицы и протон; нейтроны следов не оставили. Общее уравнение реакции  ${}_{6}\text{C}^{12} + \pi^- \rightarrow {}_{2}\text{He}^4 + {}_{1}\text{H}^1 + 3_0n^1$ .

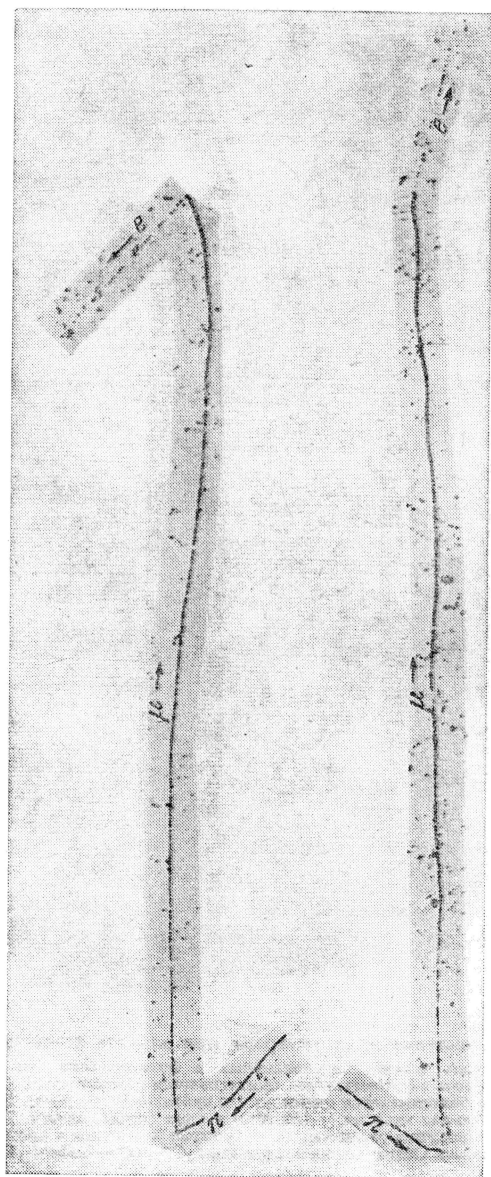


Рис. 408. Два случая распада  $\mu$ -мезона, зарегистрированные в фотоэмульсии.

$\mu$ -мезон останавливается и распадается по схеме  $\mu \rightarrow \mu + \nu$  (левая часть снимка); нейтрино следа не оставляет. Образовавшийся  $\mu$ -мезон, пройдя путь около 0,6 мм, также останавливается и распадается по реакции  $\mu \rightarrow e + 2\nu$ . Быстрые частицы слабее ионизуют и образуют менее плотные следы — ср. след электрона и начальный участок пути  $\mu$ -мезона. Заряды частиц в данном опыте определить нельзя, но скорее всего они положительные: в фотоэмульсиях  $\pi^-$ -мезоны обычно поглощаются ядрами, не успевая распасться. Напротив,  $\pi^+$ -мезоны ядрами отталкиваются и им после торможения остается только распасться.

**§ 229. Частицы и античастицы.** В конце двадцатых годов нашего века только что развитая квантовая механика (см. § 206) была совместно с теорией относительности (см. § 196) применена к объяснению свойств электрона. Последовало неожиданное заключение: должен существовать положительно заряженный двойник электрона! И действительно, через несколько лет такая частица была открыта — это известный нам позитрон. Открытие позитрона было триумфом современной физической теории.

Позитрон называют *античастицей* электрона. Частица (электрон) и античастица (позитрон) различаются только знаком электрического заряда; остальные их свойства — масса покоя, абсолютная величина заряда, спин (т. е. внутреннее вращение, см. § 226) — в точности совпадают. Дальнейшее развитие квантовой теории привело к выводу, что, за исключением нескольких нейтральных частиц (фотон,  $\pi^0$ -мезон), каждая частица должна иметь противоположно заряженный двойник — античастицу.

В предыдущем параграфе мы познакомились с двумя парами таких двойников — это  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезоны и  $\mu^+$ - и  $\mu^-$ -мезоны. Опыт показывает, что как и в паре электрон — позитрон, частица и античастица в каждой из этих пар обладают одинаковыми свойствами — их массы и периоды распада равны.

Нуклоны, как мы выяснили, связаны с ядерным полем, и можно говорить о заряде нуклона по отношению к ядерному полю. Величина этого заряда, называемого *барионным*, определяет силу ядерного поля, подобно тому как величина электрического заряда определяет силу (напряженность) электрического поля. Барионный заряд нуклонов принимают равным единице (+1). Протон обладает барионным зарядом +1 и электрическим зарядом +1 эл. з. (элементарный электрический заряд). Барионный заряд нейтрона также равен +1, а его электрический заряд равен нулю. Теория предсказывает существование *антинуклонов* — *антипротона* (барионный заряд -1, электрический -1 эл. з.) и *антинейтрона* (барионный заряд -1, электрический заряд нуль). Антипротон, как и протон, должен быть стабильным и должен обладать такой же массой. Антинейтрон должен иметь массу нейтрона и аналогично ему быть неустойчивым — превращаться путем  $\beta$ -перехода в антипротон.

В земных условиях антинуклоны длительно существовать не должны, так как они, подобно позитронам, *аннигилируют*, объединяясь с нуклонами и превращаясь, как правило, в кванты ядерного поля —  $\pi$ -мезоны.

Опыты показывают, что *при любых превращениях частиц суммарный барионный заряд сохраняется* подобно электрическому. Поэтому в ядерных реакциях, учитывая сохранение обоих зарядов, антинуклон может образоваться только в паре с нуклоном. Такие реакции могут вызываться частицами с энергией в миллиарды эв, превосходящей энергию покоя пары нуклон — антинуклон (см. упражнение 57).

В 1955—1956 гг., через несколько лет после вступления в строй первого ускорителя на 6 Гэв, группе американских физиков удалось обнаружить процессы образования антипротонов и антинейтронов на опыте. Эксперименты не только надежно доказали их существование, но и подтвердили предсказания теории относительно их свойств. Рис. 409 и 410 иллюстрируют, как антинуклоны изучаются при помощи пузырьковой камеры (см. § 231).

В последующие годы среди продуктов ядерных реакций частиц высокой энергии были обнаружены *антидейтроны* (атомные ядра, состоящие из антипротона и антинейтрона). Теоретически из антипротонов и антинейтронов можно строить всевозможные ядра (или, точнее, *антиядра*), отличающиеся от обычных протонно-нейтронных ядер лишь отрицательным знаком электрического (и барионного) заряда<sup>1)</sup>. Присоединяя позитроны, такие антиядра должны образовывать атомы, столь же устойчивые, как и обычные земные атомы. Это означает, что может существовать *антивещество*, построенное из антинуклонов и антиэлектронов, т. е. позитронов.

Астрофизические наблюдения до сих пор не обнаружили в видимой части вселенной сколько-нибудь заметного присутствия антивещества. Пока нельзя с уверенностью сказать, что это: результат ли недостаточной точности наблюдений или же вселенная действительно асимметрична, т. е. построена только из вещества, хотя антивещество, казалось бы, нисколько не худший строительный материал.

<sup>1)</sup> В 1970 г. в Институте физики высоких энергий в Серпухове были синтезированы ядра антигелия-3, т. е. ядра, состоящие из двух антипротонов и одного антинейтрона.

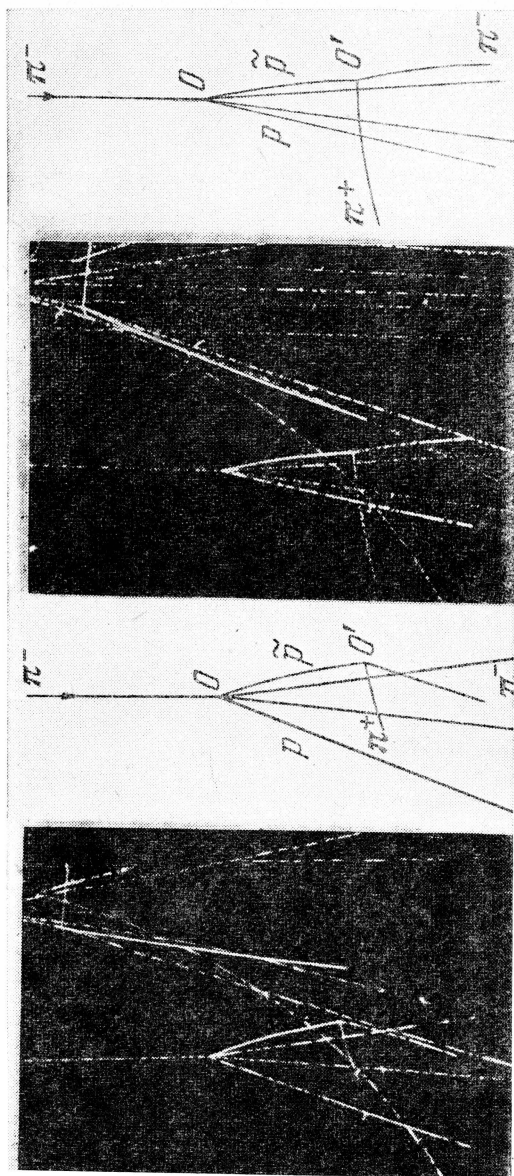


Рис. 409. Образование и аннигиляция антипротона.

Стереосфотография следов в *пузырьковой камере* с жидким пропаном  $C_3H_8$  (см. § 231). Камера облучалась пучком  $\pi$ -мезонов с энергией  $7 \text{ ГэВ}$  от ускорителя протонов на  $10 \text{ ГэВ}$  в Дубне ( $\pi$ -мезоны возникали при торможении протонов в бериллии). В точке  $O$  (см. схему справа от фотографии)  $\pi$ -мезон, сталкиваясь с протоном, образует пару протон ( $p$ ) — антипротон ( $\bar{p}$ ) (реакция  $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p + \pi^- + \bar{p}$ ). Камера находилась в магнитном поле; кривизна следа  $\bar{p}$  указывает, что эта частица заряжена отрицательно. В точке  $O'$  антипротон сталкивается с протоном и аннигилирует, при этом возникают  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезоны, а также, как следует из количественного анализа снимков с применением законов сохранения энергии и количества движения,  $\pi^0$ -мезон, не давший следа в камере.



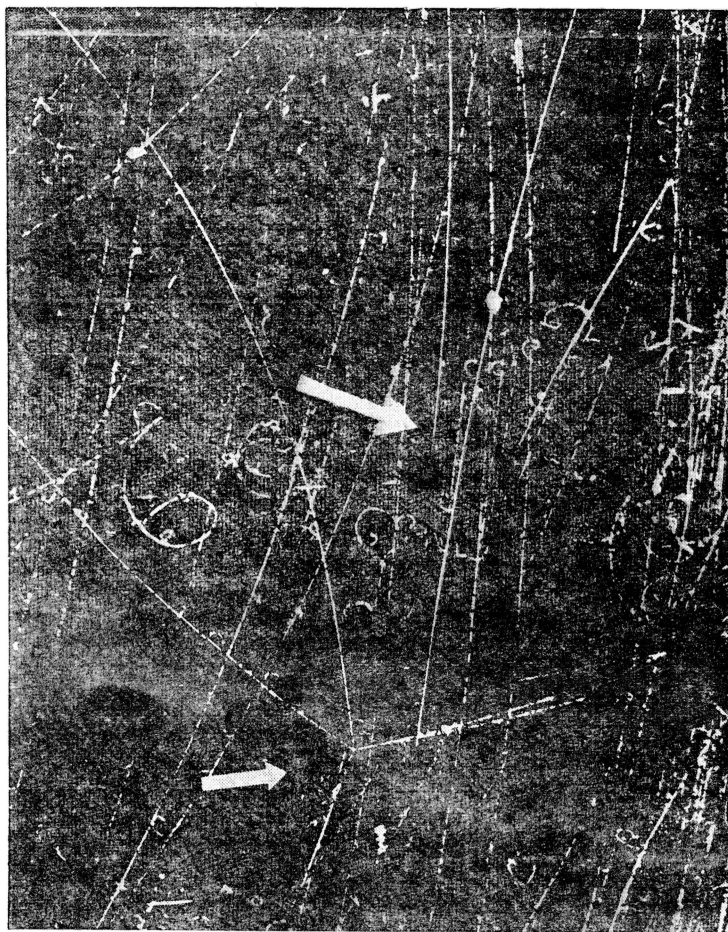


Рис. 410. Образование и аннигиляция антинейтрона.

Пропановая пузырьковая камера облучалась пучком антипротонов, образованных при соударениях протонов с энергией 6 Гэв с бериллиевой мишенью. След одного из антипротонов внезапно обрывается (верхняя стрелка), хотя другие антипротоны той же энергии пересекают всю камеру. Это можно объяснить только тем, что произошла реакция  $\bar{p} + p \rightarrow \bar{n} + n$ . Антинейтрон и нейтрон летят в направлениях, близких к направлению полета антипротона, так как он передал им свой импульс (количество движения), но не оставляют следов в камере. В точке, на которую указывает нижняя стрелка (она лежит приблизительно на продолжении следа антипротона), антинейтрон соударяется с протоном или ядром; заряженные продукты аннигиляции (в основном  $\pi$ -мезоны) образуют на снимке «звезду». По искривлению следов в магнитном поле можно судить, что испускаются как положительные, так и отрицательные частицы.

В предыдущем изложении мы говорили о нейтрино как о единой частице. Работы последних лет доказали существование *четырех* разновидностей *нейтрино*: электронные нейтрино ( $\nu_e$ ) и антинейтрино ( $\bar{\nu}_e$ ) и мюонные нейтрино ( $\nu_\mu$ ) и антинейтрино ( $\bar{\nu}_\mu$ ). С учетом этого реакции  $\beta$ -распада (20) и (21) записываются следующим образом <sup>1)</sup>:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e, \quad (20a)$$

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e. \quad (21a)$$

Прибавляя к уравнению (21a) слева и справа по  $\bar{\nu}_e$  и аннигилируя в правой части нейтрино  $\nu_e$  и антинейтрино  $\bar{\nu}_e$  (освобождающаяся энергия поглощается позитроном), приходим к реакции (22) (см. стр. 601) в более точном написании

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+. \quad (22a)$$

Аналогично из (20a) следует

$$\nu_e + n \rightarrow p + e^-. \quad (23)$$

Опыты показали, что реакция поглощения антинейтрино протоном (22a) существует, тогда как поглощения антинейтрино нейтроном не происходит. Этого следует ожидать, если нейтрино и антинейтрино действительно разные частицы — согласно (23) нейтрон должен реагировать с  $\nu_e$ , но не с  $\bar{\nu}_e$ .

Реакцию распада  $\mu$ -мезона на  $\mu$ -мезон и нейтрино теперь следует писать в виде  $\mu^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ . Прибавляя справа и слева по  $\mu^-$  и по нейтрону, аннигилируя  $\mu^+$  и  $\mu^-$  и объединяя  $n + \mu^+ \rightarrow p$ , приходим к реакции

$$\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu.$$

Очевидно, должна идти и обратная реакция

$$\nu_\mu + n \rightarrow p + \mu^-.$$

Эта реакция наблюдалась экспериментально с наибольшими современными ускорителями на пучках нейтрино  $\nu_\mu$ , образующихся при распаде  $\mu^+$ -мезонов. Эти пучки не вызывали, однако, реакций (22a) и (23). Отсюда и был сделан вывод о различии мюонных и электронных нейтрино.

**У п р а ж н е н и я.** 57. Определить минимальную энергию, которую необходимо затратить для образования пары протон — антипротон.

58. Зная массу нейтрального  $\pi$ -мезона, определить энергию  $\gamma$ -квантов, образующихся при распаде покоящегося нейтрального  $\pi$ -мезона (см. табл. 12).

59. Определить максимальную энергию электронов, испускаемых при  $\beta$ -распаде нейтрона, если масса нейтрона равна 1,0090 а.е.м., а масса атома водорода равна 1,0081 а.е.м.

**§ 230. Частицы и взаимодействия.** В табл. 12 приведены некоторые характеристики стабильных элементарных

<sup>1)</sup> Частицу, испускаемую вместе с электроном, условились называть антинейтрино ( $\bar{\nu}$ ), тогда частицу, испускаемую вместе с позитроном, следует называть нейтрино ( $\nu$ ).

Элементар

Класс частиц	Частицы	Символ	Барионный заряд	Электрический заряд (эл.з.)	Масса (в массах покоя электрона)
Фотон	Фотон	$\gamma$	0	0	0
Лептоны	Электрон	$e^-$	0	-1	1
	Мюон (мю-минус-мезон)	$\mu^-$	0	-1	207
	Электронный нейтрино	$\nu_e$	0	0	0
	Мюонный нейтрино	$\nu_\mu$	0	0	0
Адроны	1. Мезоны	Пи-нуль	$\pi^0$	0	264
		Пи-плюс	$\pi^+$	0	273
		Эта-мезон	$\eta$	0	1070
		Ка-плюс	$K^+$	0	966
		Ка-нуль короткоживущий	$K_S^0$	0	974
		Ка-нуль долгоживущий	$K_L^0$	0	974
	2. Барионы	Н у к л о н ы			
		Протон	$p$	1	1836
		Нейтрон	$n$	1	1838,6
		Г и п е р о н ы			
		Лямбда	$\Lambda$	1	2183
		Сигма-плюс	$\Sigma^+$	1	2328
		Сигма-нуль	$\Sigma^0$	1	2334
		Сигма-минус	$\Sigma^-$	1	2343
		Кси-нуль	$\Xi^0$	1	2573
		Кси-минус	$\Xi^-$	1	2586
		Омега-минус	$\Omega^-$	1	3277

Таблица 12

## ные частицы

Среднее время жизни, сек	Продукты главных способов распада	Античастица	Символ
Стабилен	—	—	—
Стабилен	—	Позитрон	$e^+$
$2,2 \cdot 10^{-6}$	$e^-, \tilde{\nu}_e, \nu_\mu$	Мю-плюс-мезон	$\mu^+$
Стабилен	—	Электронный анти-нейтрино	$\tilde{\nu}_e$
»	—	Мю-антинейтрино	$\tilde{\nu}_\mu$
$10^{-16}$	$2\gamma$	—	—
$2,6 \cdot 10^{-8}$	$\mu^+, \nu_\mu$	Пи-минус	$\pi^-$
$2,5 \cdot 10^{-19}$	$2\gamma; 3\pi^0; \pi^+, \pi^-, \pi^0$	—	—
$1,2 \cdot 10^{-8}$	$\mu^+, \nu_\mu; \pi^+, \pi^0$	Ка-минус	$K^-$
$0,9 \cdot 10^{-10}$	$2\pi^0; \pi^+, \pi^-$		
$5,7 \cdot 10^{-8}$	$3\pi^0; \pi^+, \pi^-, \pi^0;$ $\pi^\pm, \mu^\mp, \nu_\mu; \pi^\pm, e^\mp, \nu_e$		
Стабилен	—	Антипротон	$\bar{p}$
$10^3$	$p, e^-, \tilde{\nu}_e$	Антинейтрон	$\bar{n}$
$2,5 \cdot 10^{-10}$	$p, \pi^-; n, \pi^0$	Антилямбда	$\bar{\Lambda}$
$0,8 \cdot 10^{-10}$	$p, \pi^0; n, \pi^+$	Антисигма-минус	$\bar{\Sigma}^-$
$< 1 \cdot 10^{-14}$	$\Lambda, \gamma$	Антисигма-нуль	$\bar{\Sigma}^0$
$1,6 \cdot 10^{-10}$	$n, \pi^-$	Антисигма-плюс	$\bar{\Sigma}^+$
$3 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda, \pi^0$	Антикси-нуль	$\bar{\Xi}^0$
$1,7 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda, \pi^-$	Кси-плюс	$\Xi^+$
$1,5 \cdot 10^{-10}$	$\Xi^0, \pi^-; \Xi^-, \pi^0; \Lambda, K^-$	Омега-плюс	$\Omega^+$

частиц, а также неустойчивых частиц со средним временем жизни, превышающим  $10^{-19}$  сек. Надо заметить, что в масштабах микромира  $10^{-19}$  сек не такая уж ничтожная величина. В самом деле, частица, обращающаяся вокруг другой частицы по окружности радиуса  $10^{-13}$  см со скоростью, близкой к скорости света, успеет за это время сделать  $10^{-19} \cdot 3 \cdot 10^{10} / 2\pi \cdot 10^{-13} \approx 5000$  оборотов. Известен целый ряд частиц, распадающихся еще быстрее; мы скажем о них вкратце далее.

Частицы разбивают на классы по характеру взаимодействий, в которых они участвуют. В настоящее время представляется, что все разнообразие явлений, разыгрывающихся во вселенной на всех ее уровнях, — микромир, жизнь, звезды, галактики — определяется игрой всего лишь *четырёх* взаимодействий. Два из них были известны еще классической физике — это *гравитация* (всемирное тяготение) и *электромагнитное взаимодействие*. Два других взаимодействия — *ядерное*, или как его часто называют *сильное*, и так называемое *слабое* — являются короткодействующими и поэтому непосредственно не сказываются не только на движениях макроскопических тел, но и на свойствах атомов и молекул. Они проявляются лишь в ядерных явлениях и в превращениях элементарных частиц. О ядерном взаимодействии уже говорилось в § 228. *Слабое взаимодействие* — это *особое* взаимодействие, выступающее во всех процессах, в которых участвуют нейтрино, например в захвате нейтрино ядрами, в  $\beta$ -распаде, распаде  $\pi^+$ -,  $\pi^-$ - и  $\mu$ -мезонов.

Силу взаимодействия двух частиц можно охарактеризовать величиной потенциальной энергии при их сближении на некоторое расстояние. Выберем в качестве расстояния, на котором проводится сравнение, 1 ферми, т. е.  $10^{-13}$  см. Такой выбор обусловлен тем, что на этом расстоянии сильное и слабое взаимодействия проявляются уже практически в полной мере. В § 228 приводились оценки энергии электрического взаимодействия двух элементарных зарядов (1 Мэв) и ядерного взаимодействия двух нуклонов (50 Мэв). Энергию гравитационного взаимодействия рассчитаем также для двух нуклонов. Масса нуклона  $m = 1,6 \cdot 10^{-24}$  г; постоянная тяготения  $f = 6,7 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ сек}^{-2} \cdot \text{г}^{-1}$ . Так как сила тяготения и сила Кулона одинаково зависят от расстояния между частицами, для вычисления потенциальной энергии тяготения можно использовать формулу (9), полученную выше для электрических зарядов. Таким образом,

$$|U| = f \frac{m^2}{R} = 6,7 \cdot 10^{-8} \frac{(1,6 \cdot 10^{-24})^2}{10^{-13}} \text{ эрг} \approx 10^{-30} \text{ эв.}$$

Эта энергия крайне мала, и существенных проявлений гравитации в явлениях микромира до настоящего времени не найдено.

Энергию слабого взаимодействия оценивают величиной порядка  $10^{-6}$  эв.

Итак, энергии фундаментальных взаимодействий относятся примерно следующим образом:

сильное (ядерное) : электромагнитное : слабое : гравитационное =  
=  $10^3 : 1 : 10^{-12} : 10^{-36}$ .

Из четырех известных взаимодействий — гравитационного, слабого, электромагнитного и сильного — универсальным является только гравитационное — всемирному тяготению подвержены все частицы без исключений.

В первый класс табл. 12 занесена только одна частица — фотон. Фотон взаимодействует (испускается, поглощается) с электрическими зарядами, т. е. обладает электромагнитным взаимодействием. Сильное и слабое взаимодействия фотону не свойственны.

Ко второму классу отнесены так называемые *лептоны* (т. е. легкие частицы, от греческого «лептос» — легкий) — электрон, мюон, нейтрино и их античастицы. Объединяет лептоны то, что все они обладают слабым, но не обладают сильным взаимодействием. Заряженные лептоны (электрон, мюон) подвержены, разумеется, и электромагнитному взаимодействию.

Третий, самый обширный класс образуют так называемые *адроны* (от греческого «адрос» — крупный) — сильно взаимодействующие частицы. Адронам свойственны все четыре известных взаимодействия.

Первую подгруппу адронов образуют *мезоны* — сильно взаимодействующие частицы, не несущие барионного (ядерного) заряда. Как отмечалось, их следует рассматривать как кванты свободного ядерного поля (поля сильного взаимодействия).

Вторую подгруппу составляют *барионы* — частицы, обладающие барионным зарядом (см. § 229).

Самые легкие барионы — нуклоны (нейтрон и протон) — устойчивы (нейтрон устойчив в ядрах) и вместе с электроном служат кирпичиками вещества. В конечном счете это обусловлено законом сохранения барионного заряда, который позволяет бариону исчезнуть только в паре с антибарионом. Сохранение барионного заряда делает невозможным, например, разрушение атомов путем аннигиляции протона с электроном (превращения в  $\gamma$ -кванты или

мезоны). Так как в нашем мире антибарионов практически нет, нуклоны исчезать не могут. В этом отношении они сильно отличаются от фотонов и мезонов, которые в конечном счете исчезают (поглощаются или распадаются), передавая свою энергию (а заряженные мезоны — и электрический заряд) лептонам или нуклонам.

В табл. 12 фигурируют 6 мезонов и 9 барионов. В последние годы были открыты еще десятки более тяжелых и менее устойчивых мезонов и барионов. Были найдены закономерности в их характеристиках — массах, способах образования и распада и т. п. Вероятно, более тяжелые мезоны следует рассматривать как возбужденные состояния  $\pi$ -мезонов, а гипероны и другие тяжелые нестабильные барионы — как возбужденные состояния нуклонов. Однако последовательной теории, которая описывала бы свойства адронов так же успешно, как квантовая теория описывает атомы и молекулы, еще нет. Нет также и ответа на более фундаментальный вопрос — почему существуют именно т а к и е элементарные частицы (электрон, протон, фотон, нейтрино и т. д.) с т а к и м и свойствами.

**§ 231. Детекторы элементарных частиц.** В гл. XXI мы познакомились с приборами, служащими для обнаружения микрочастиц, — камерой Вильсона, счетчиком сцинтилляций, газоразрядным счетчиком. Эти детекторы, хотя и применяются в исследованиях элементарных частиц, однако не всегда удобны. Дело в том, что наиболее интересные процессы взаимодействия, сопровождающиеся взаимными превращениями элементарных частиц, происходят весьма редко. Частица должна встретить на своем пути очень много нуклонов или электронов, чтобы возник шанс наступления интересного столкновения. Практически она должна пройти в плотном веществе путь, измеряемый десятками сантиметров — метрами (на таком пути заряженная частица с энергией в миллиарды эв теряет вследствие ионизации только часть своей энергии).

Однако в камере Вильсона или газоразрядном счетчике чувствительный слой (в пересчете на плотное вещество) крайне тонок. В связи с этим получили применение некоторые другие методы регистрации частиц.

Очень плодотворным оказался фотографический метод. В специальных мелкозернистых фотоэмульсиях каждая заряженная частица, пересекающая эмульсию, оставляет

след, который после проявления пластинки обнаруживается под микроскопом в виде цепочки черных зерен. По х а р а к т е р у с л е д а, оставленного частицей в фотоэмульсии, можно установить природу этой частицы — ее з а р я д, м а с с у, а также э н е р г и ю. Фотографический метод удобен не только из-за того, что можно использовать толстые слои вещества, но и потому, что в фотопластинке, в отличие от камеры Вильсона, следы заряженных частиц не исчезают вскоре после пролета частицы. При изучении редко случающихся событий пластинки могут экспонироваться длительное время; это особенно полезно в исследованиях космических лучей. Примеры редких событий, запечатленных в фотоэмульсии, приведены выше на рис. 407, 408; особенно интересен рис. 411.

Другой замечательный метод основан на использовании свойств *перегретых жидкостей* (см. т. I, § 299). При нагреве очень чистой жидкости до температуры, даже чуть большей температуры кипения, жидкость не вскипает, так как поверхностное натяжение препятствует образованию пузырьков пара. Американский физик С. Глезер заметил в 1952 г., что перегретая жидкость мгновенно вскипает при достаточно интенсивном  $\gamma$ -облучении: добавочная энергия, выделяемая в следах быстрых электронов, создаваемых в жидкости  $\gamma$ -лучами, обеспечивает условия для образования пузырьков.

На основе этого явления Глезер разработал так называемую жидкостную *пузырьковую камеру*. Жидкость при повышенном давлении нагревается до температуры, близкой, но меньшей температуры кипения. Затем давление, а с ним и температура кипения понижаются и жидкость оказывается перегретой. Вдоль траектории заряженной частицы, пересекающей в этот момент жидкость, формируется след пузырьков пара. При подходящем освещении он может быть запечатлен фотоаппаратом. Как правило, пузырьковые камеры располагают между полюсами сильного электромагнита, магнитное поле искривляет траектории частиц. Измеряя длину следа частицы, радиус его кривизны, плотность пузырьков, можно установить характеристики частицы. Сейчас пузырьковые камеры достигли высокого совершенства; работают, например, камеры, заполненные жидким водородом, с чувствительным объемом в несколько  $m^3$ . Примеры фотографий следов частиц в пузырьковой камере приведены на рис. 409, 410, 412, 413.



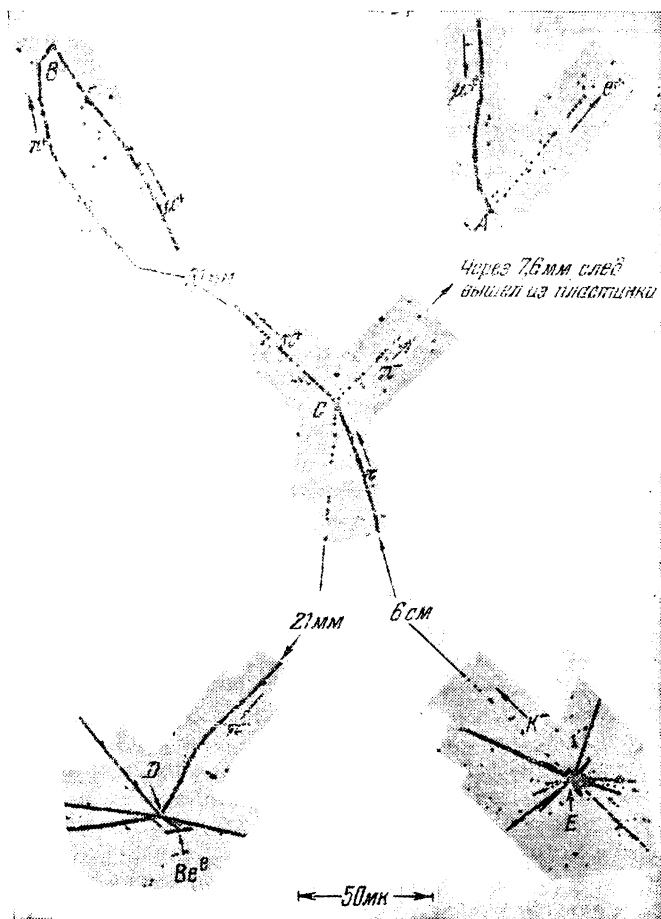


Рис. 411. Превращения частиц, зафиксированные в стопке фотоэмульсий, облученной космическими лучами.

В точке  $E$  невидимая быстрая нейтральная частица вызвала расщепление одного из ядер фотоэмульсии и образовала мезоны («звезда» из 21 следа). Один из мезонов,  $K^-$ -мезон, пройдя путь около 6 см (на снимке приведены лишь начало и конец следа; при использованном на фотографии увеличении длина всего следа была бы 30 м), остановился в точке  $C$  и расстался по схеме  $K^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^-$ .  $\pi^-$ -мезон, след которого направлен вниз, в точке  $D$  захватился ядром  $O^{16}$ , вызвав его расщепление. Одним из осколков расщепления было ядро  $Li^8$ , которое путем  $\beta$ -распада превратилось в ядро  $Be^8$ , мгновенно распадающееся на две летящие в противоположные стороны  $\alpha$ -частицы — на снимке они образуют «молоток».  $\pi^+$ -мезон, остановившись, превратился в  $\mu^+$ -мезон (и нейтрино) (точка  $B$ ). Окончание следа  $\mu^+$ -мезона приведено в правом верхнем углу рисунка; виден след позитрона, образованного при распаде  $\mu^+ \rightarrow e^+ + 2\nu$ .

**§ 232. Парадокс часов.** В заключение остановимся на любопытном предсказании теории относительности Эйнштейна, которое получило прямое подтверждение в опытах с элементарными частицами.

Рассмотрим нестабильную частицу, которая в состоянии покоя характеризуется средним временем жизни до распада  $T_0$ . Если эта частица движется равномерно со скоростью  $v$ , то оказывается, что среднее время жизни, наблюдаемое в лаборатории (т. е. покоящимся наблюдателем), должно возрасти по закону  $T = \frac{T_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$ , где  $c$  — скорость света в пустоте.

С помощью соотношений, приведенных в упражнении 11 и в § 197, это выражение можно привести к виду

$$T = T_0 \frac{E}{E_0}, \quad (24)$$

где  $E$  — полная энергия частицы, а  $E_0 = m_0 c^2$  — ее энергия покоя. Среднее время жизни частицы возрастает пропорционально ее полной энергии. В опытах с быстрыми  $\mu$ -мезонами,  $\pi$ -мезонами и  $K$ -мезонами наблюдалось возрастание среднего времени жизни этих частиц в десятки раз в точном соответствии с законом (24). Это явление можно характеризовать как замедление времени в движущихся телах. В самом деле, процессы, идущие внутри нестабильной частицы, можно рассматривать как некоторые часы, отсчитывающие время. Неподвижные часы отсчитали несколько средних времен жизни, и частица должна была бы давно распасться. Однако собственные часы быстро движущейся частицы идут медленнее — по ним прошла только малая доля среднего времени жизни  $T_0$ , и частица еще «жива».

Теория относительности распространяет этот вывод на любые физические процессы; биологические процессы не составляют исключения.

Представим ракету, стартующую с Земли, путешествующую в космосе со скоростью, близкой к скорости света, и возвращающуюся на Землю. Часы, находившиеся на ракете, покажут меньшую продолжительность путешествия, чем часы, остававшиеся на Земле. Космонавт постареет меньше, чем его товарищи, не покидавшие Земли. В справедливость этих выводов трудно поверить, и их обозначали как «парадокс часов». Упомянутые опыты с нестабильными

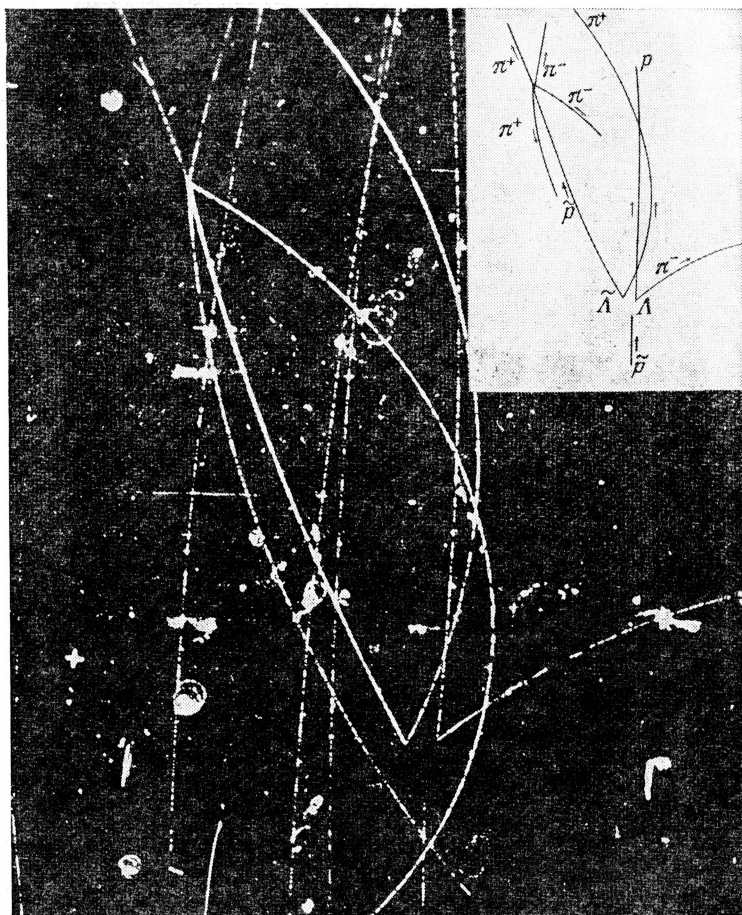


Рис. 412. Образование и распад  $\Lambda$ -гиперонов.

В водородной пузырьковой камере, находившейся в магнитном поле и облученной антипротонами, зафиксирована реакция  $\bar{p} + p \rightarrow \bar{\Lambda} + \Lambda$ . Она произошла в точке окончания следа  $\bar{p}$  (см. схему в верхней части рисунка). Нейтральные лямбда-и антилямбда-гипероны, пролетев без образования следа небольшой путь, превращаются по схемам  $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ ,  $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} + \pi^+$ . Антипротон  $\bar{p}$  аннигилирует с протоном, образуя  $2\pi^+$  и  $2\pi^-$ -мезона.

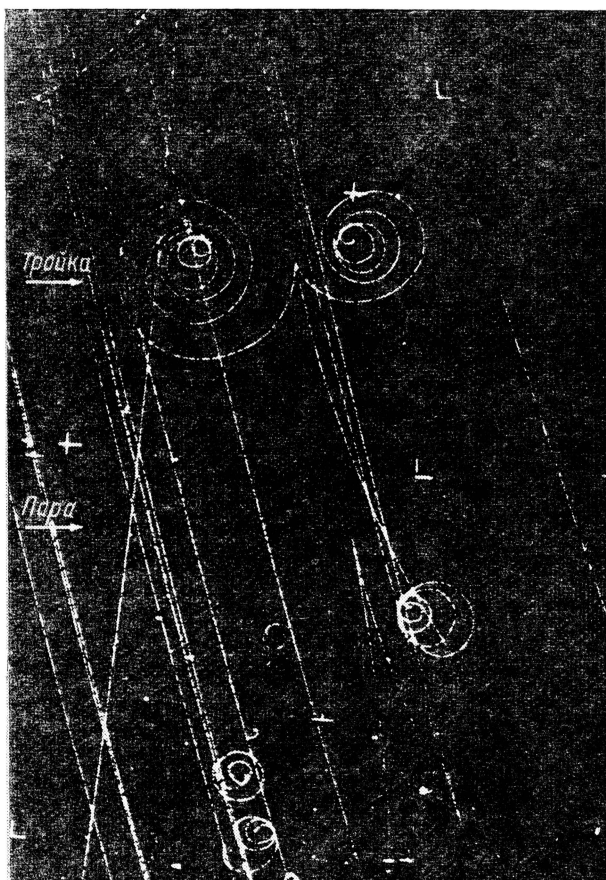


Рис. 413. Следы пар электрон — позитрон в пузырьковой камере.

Водородная камера облучалась энергичными заряженными частицами и  $\gamma$ -квантами. Тройка следов (стрелка с надписью «тройка») — результат взаимодействия  $\gamma$ -кванта с электроном, приведшего к образованию пары  $e^+ - e^-$  (спирали, закручивающиеся в противоположные стороны); слабо искривленный след принадлежит первичному электрону, получившему в этом процессе большую скорость.

Стрелка с надписью «пара» указывает на пару  $e^+ - e^-$ , образованную  $\gamma$ -квантом на протоне; протон не дает видимого следа, так как ввиду большой массы не получает при взаимодействии с  $\gamma$ -квантом достаточной энергии.

частицами заставляют, однако, относиться к «парадоксу часов» как к научному факту. Надо заметить, что при скоростях полета порядка десятков *км/сек*, доступных в современной космонавтике, замедление хода часов ничтожно и им можно полностью пренебречь.

**§ 233. Космические лучи.** Уже при первых исследованиях радиоактивности было замечено, что в ионизационной камере (рис. 368) наблюдается некоторый незначительный ток даже в отсутствие радиоактивных препаратов. Наличие этого тока доказывало, что какие-то лучи постоянно создают в камере ионизацию, получившую название *остаточной ионизации*. Вначале пытались объяснить остаточную ионизацию примесями радиоактивных веществ в почве и атмосфере. В этом случае остаточная ионизация должна была бы уменьшаться при удалении ионизационной камеры от поверхности Земли. Однако опыты, в которых ионизационные камеры поднимались на аэростатах на большую высоту, показали обратный результат. На высоте 9 км остаточная ионизация оказалась в 40 раз большей, чем на уровне Земли. Этот результат становится понятным, если допустить, что лучи, создающие остаточную ионизацию, приходят на Землю *извне* и на своем пути через атмосферу постепенно поглощаются в ней. Дальнейшие опыты подтвердили внеземное происхождение излучения и показали также, что его интенсивность слабо зависит от положения на небе Солнца, Луны и других светил. Отсюда следовало, что лучи испускаются не каким-либо отдельным небесным телом, а приходят равномерно из всех направлений мирового пространства. Ввиду этого лучам, вызывающим остаточную ионизацию, было дано название *космических лучей*.

Природа космических лучей оказалась весьма сложной. Только в пятидесятых годах, опираясь на результаты многочисленных исследований, среди которых видное место занимают работы школы советского физика Д. В. Скобелыцина, удалось составить известное представление о картине этого явления в целом. По современным представлениям *первичные космические лучи*, т. е. лучи, приходящие из мировых глубин в земную атмосферу, состоят из быстродвижущихся положительно заряженных частиц — протонов — и в меньшем числе —  $\alpha$ -частиц и других ядер. Энергия первичных частиц космических лучей огром-

на — она измеряется миллиардами электронвольт, а в некоторых случаях доходит даже до фантастических значений  $10^{17}$  эв; при этом чем больше энергия частицы, тем меньше встречается таких частиц в первичной компоненте. Относительно механизма ускорения, путем которого во вселенной образуются частицы такой огромной энергии, существует ряд предположений, исследование которых продолжается.

Из первичного космического излучения только малая доля доходит до поверхности Земли. Подавляющая часть первичных частиц еще в верхних слоях атмосферы сталкивается с ядрами атомов, входящих в состав воздуха. Ввиду громадной энергии первичных частиц такие соударения приводят к расщеплению атомных ядер с выбрасыванием быстрых нейтронов, протонов и  $\alpha$ -частиц. Кроме того, соударения частиц большой энергии с ядрами сопровождаются образованием *новых* частиц — различных мезонов и гиперонов (см. § 230). В зависимости от вида гиперона превращаются в мезон и нуклон (нейтрон или протон). Мезоны превращаются в конечном счете в электроны, позитроны или  $\gamma$ -кванты.

Итак, в результате соударения быстрой первичной частицы с атомным ядром образуется значительное количество вторичных частиц меньшей энергии — протонов, нейтронов,  $\alpha$ -частиц, различных гиперонов и мезонов, электронов, позитронов,  $\gamma$ -квантов. Пример такого процесса приведен на рис. 411. Вторичные частицы, продвигаясь в атмосфере, в свою очередь размножаются за счет ядерных расщеплений и других процессов, примером которых служит образование электронно-позитронных пар  $\gamma$ -квантами (см. § 219).

Наряду с размножением частиц в атмосфере происходит их поглощение, аналогично тому, как происходит поглощение  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -лучей при прохождении через вещество. В верхних слоях атмосферы преобладающим процессом является размножение, и число частиц космического излучения нарастает вплоть до высоты  $\sim 20$  км над уровнем моря. Ниже этой границы главную роль играет поглощение, и интенсивность лучей падает. График зависимости интенсивности космического излучения от высоты приведен на рис. 414.

Полная энергия, которую приносят космические лучи на Землю, весьма мала по сравнению с энергией, приносимой

световым излучением Солнца. Поэтому влияние космического излучения на мертвую природу Земли, по-видимому, невелико. В развитии жизни оно, возможно, существенно, так как ионизирующие излучения увеличивают частоту мутаций и, следовательно, скорость эволюции. Исследование космических лучей имеет большое значение для познания элементарных частиц и вселенной. Космические лучи являются естественной лабораторией, в которой разыгрываются процессы взаимодействия частиц

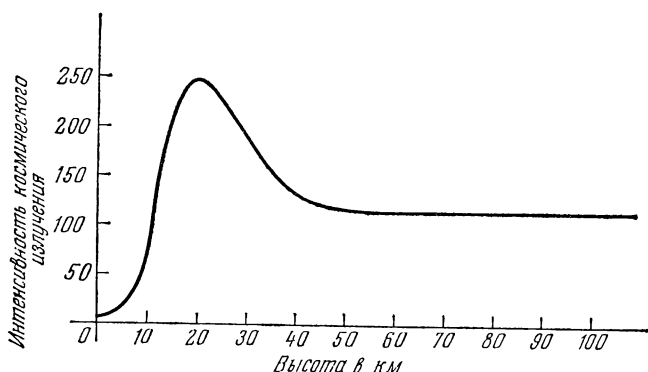


Рис. 414. Зависимость интенсивности космического излучения от высоты над уровнем моря.

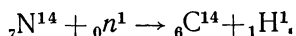
На высотах выше 50 км присутствует только первичная компонента космического излучения, приходящая из мирового пространства, и интенсивность излучения не зависит от высоты. Ниже 50 км интенсивность вначале увеличивается за счет образования вторичных частиц, а затем падает за счет возрастающего поглощения в атмосфере.

огромной энергии, далеко превосходящей энергию частиц, ускоряемых самыми мощными лабораторными ускорителями. По мере увеличения энергии элементарных частиц возрастает богатство явлений, ими вызываемых, полнее раскрываются свойства частиц.

Исследования космических лучей привели в свое время к открытию позитрона и ряда мезонов; подробное изучение этих частиц было проведено в дальнейшем с помощью ускорителей. Можно думать, что и в будущем изучение космических лучей будет приносить ценные данные об элементарных частицах, особенно в связи с начинающимся использованием космических лабораторий (спутников). Все больше возрастает также роль космиче-

ских лучей как источника астрофизической информации, т. е. сведений о процессах, происходящих в далеких областях вселенной, где лучи зарождаются и распространяются.

Радиоуглеродная датировка в археологии. Нейтроны космических лучей, взаимодействуя с атмосферным азотом, образуют  $\beta$ -активный изотоп углерода  $C^{14}$ , так называемый радиоуглерод (период полураспада 5700 лет):



Радиоуглерод содержится в воздухе в форме углекислоты, как и обычный углерод  $C^{12}$ , в пропорции  $C^{14} : C^{12} \approx 1 : 10^{12}$ . Так как химические свойства всех изотопов углерода очень близки, такая же их пропорция сохраняется и в растениях, усваивающих атмосферную углекислоту, и в организме животных, питающихся растениями. Таким образом, животные и растения обладают крайне слабой, но поддающейся измерению радиоактивностью.

После смерти животного или растения поглощение углерода прекращается и активность  $C^{14}$  в останках постепенно уменьшается (вдвое за каждый период полураспада, т. е. за каждые 5700 лет). Сравнивая радиоактивность ископаемых органических остатков (отнесенную к 1 г углерода) с радиоактивностью современных растений или животных, можно определить степень распада  $C^{14}$ , а следовательно, и возраст остатков.

Для проверки справедливости этой идеи были проведены измерения с объектами известного возраста, в частности с образцами дерева из гробниц египетских фараонов Джосера и Спифру. Измеренная активность  $C^{14}$  хорошо соответствовала известным из рукописей датам смерти этих фараонов (примерно 2700—2625 лет до нашей эры).

Результаты подобных опытов доказали, что удельное содержание  $C^{14}$  в углекислоте воздуха за последние 50—100 тысяч лет оставалось неизменным и что действительно после смерти организма углеродный обмен не происходит. Этим была заложена основа так называемого радиоуглеродного метода определения возраста (датировки), который теперь довольно широко и с большой пользой применяют в археологии.



## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение физических явлений не только знакомит нас с обширным кругом фактов, но открывает закономерности, которым подчиняются эти явления, и таким образом дает возможность управлять явлениями. Более того, не ограничиваясь установлением законов явлений, определяющих количественную связь между различными их сторонами, мы стремимся к отысканию *причинной* связи между явлениями. Так возникают физические теории, позволяющие не только проникнуть во внутренний смысл найденных закономерностей, но и предусмотреть новые, еще неизвестные следствия из наблюдающихся явлений. Осуществляя условия, подсказанные теорией, мы проверяем на опыте правильность этих предсказаний; если опыт обнаруживает явление, предвиденное теорией, то это укрепляет нашу уверенность в правильности наших теоретических представлений; в противном случае мы вынуждены пересмотреть теорию, дополнить или изменить ее или даже искать новое объяснение ранее наблюдавшимся явлениям и закономерностям. Этот путь непрерывного развития науки, опирающейся на эксперимент и находящейся под контролем эксперимента, и приносит нам ту власть над природой, которой мы обязаны науке. Развитие каждого раздела физики приводит к важным техническим приложениям. Знание законов механики твердых, жидких и газообразных тел сделало возможным все достижения современной строительной техники, начиная от грандиозных многоэтажных сооружений и кончая реактивными самолетами, каждая деталь устройства которых опирается на отчетливое понимание физических законов. Законы тепловых явлений положены в основу всей теплотехники, прошедшей гран-

диозный путь от машины Ползунова до современных двигателей внутреннего сгорания огромной мощности. Вся современная электротехника есть развитие и техническое использование основных законов электродинамики, явлений электромагнетизма и электромагнитной индукции. Современная радиотехника со всеми ее необозримыми применениями, начиная с грозоотметчика и первого радиотелеграфа А. С. Попова до современных радиолокационных установок, покоится на теории колебаний и использует ряд других тонких физических явлений. Наконец, зародившаяся на наших глазах техника, покоящаяся на использовании ядерной энергии, целиком основывается на тончайших экспериментальных исследованиях атомной физики и тех теоретических представлениях, с которыми связан научный прогресс в области изучения атомного ядра.

Однако мы обязаны физической науке не только этими неоценимыми техническими применениями. Наше представление о реальном мире, т. е. наше мировоззрение, формируется под влиянием прогресса физических знаний, и, обратно, действительный прогресс физической науки обусловлен правильным материалистическим мировоззрением. Поэтому развитие научных знаний всегда сопровождалось ожесточенной борьбой философских взглядов на природу, которая в конечном счете является борьбой материализма с идеалистическим пониманием природы.

В то время как материализм рассматривает явления внешнего мира как явления объективно реальные, существующие независимо от познающего субъекта и поэтому управляемые объективными законами, по воззрениям идеалистов внешний мир оказывается в какой-то мере зависящим от познающего субъекта или управляющимся законами, познание которых в конечном счете недоступно. Идеализм в корне противоречит мировоззрению ученого, который видит свою основную задачу в познании законов природы и создании представлений, отражающих реальный мир, позволяющих управлять явлениями. Поэтому естественно, что неприкрытый идеализм, прямо отрицающий объективность существующего мира и провозглашающий его непознаваемость, никогда не имел и не мог иметь успеха среди естествоиспытателей. Но современный идеализм принимает гораздо более тонкие формы. Он пользуется затруднениями, нередко встречающимися на пути научного познания. Так, в период развития учения о теплоте

выяснился своеобразный характер тепловых явлений, в силу которого в ряде процессов механические, электрические и другие формы энергии могут сполна переходить в тепловую, тогда как обратный процесс полного превращения тепловой энергии в механическую работу или энергию электромагнитного поля не имеет места. Другими словами, взаимные превращения энергии должны сопровождаться постепенным увеличением тепловой энергии за счет других форм. Отсюда идеалисты делали вывод, что вселенная должна иметь ограниченный срок существования, ибо иначе процесс превращения всех форм энергии в тепло уже был бы закончен и никакие дальнейшие превращения энергии не имели бы места (гипотеза «тепловой смерти»). Таким образом легко было сделать заключение о моменте «начала вселенной», т. е. прийти к религиозным представлениям о «сотворении мира». Энгельс, руководствуясь мировоззрением диалектического материализма, подверг этот неправильный вывод уничтожающей критике. В дальнейшем развитие статистических представлений показало ограниченный смысл упомянутого выше закона тепловых превращений (так называемого второго закона термодинамики), указывающего лишь на вероятность направления процессов, а не на обязательность их одностороннего течения. Применение выводов второго закона термодинамики ко всей вселенной и к неограниченному интервалу времени не является допустимым, и, таким образом, идеалистический вывод о «тепловой смерти» вселенной оказывается лишенным силы.

Развитие атомной и ядерной физики в наше время привело к открытию своеобразных законов, управляющих поведением элементарных частиц, входящих в состав ядра, атома и молекулы. Эти законы — законы волновой или квантовой механики — весьма отличаются от законов, установленных при наблюдении движения тел значительно большей массы, с которыми имеет дело обычная механика или астрономия. Точнее, законы обычной механики называются слишком грубыми для определения поведения указанных элементарных частиц. Наоборот, законы волновой механики применимы не только к элементарным частицам малой массы, но и к обычным механическим явлениям. Но для этих последних волновая механика приводит к результатам, совпадающим с данными обычной механики, подтверждаемой опытом. Таким образом, обычная механика должна рассматриваться как первое приближение к законам

реального мира, достаточное при изучении частиц значительной массы; волновая же механика есть дальнейшее, улучшенное приближение, включающее в себя обычную механику, когда это касается движения масс, больших по сравнению с массами элементарных частиц.

Однако своеобразие законов волновой механики и свойств элементарных частиц, сделавшихся доступными для изучения благодаря успехам эксперимента и развитию теории последних лет, содержит еще немалые трудности для понимания. Эти трудности охотно используются современными идеалистами для борьбы с материалистическими представлениями: сужается понятие материи, возникают попытки толковать наблюдаемые явления как доказательство возможности уничтожения материи или ее возникновения, отрицается реальность существования элементарных частиц и высказывается сомнение в возможности познания закономерностей атомного мира, явления которого пытаются толковать иногда как проявление «свободной воли» элементарных частиц.

Все эти попытки отнюдь не опираются на достижения современной науки, а наоборот, используют затруднения, чтобы увести исследователя с научного пути. Непознанное выдается за непознаваемое, и, таким образом, вместо дальнейшего научного прогресса измышления идеалистов могут привести только к застою науки. Но современная наука каждым новым достижением показывает правильность материалистических представлений и все глубже раскрывает их. Использование в больших масштабах атомной энергии, получение весомых количеств новых несуществующих в естественных условиях элементов (трансурановые элементы) и ряд других достижений современной ядерной физики являются лучшей проверкой, проверкой с помощью практики, тонких и сложных положений современной физической теории. Именно на этом материалистическом пути, на пути, оправданном всем развитием науки, а не в отвлеченных и вредных измышлениях идеалистов будет обеспечен дальнейший прогресс науки.

## ОТВЕТЫ И РЕШЕНИЯ К УПРАЖНЕНИЯМ

### Часть I

#### КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ

1.  $g=987 \text{ см/сек}^2$ . Наибольшая величина  $g$  на Земле — на полюсах — немного более  $983 \text{ см/сек}^2$ . 2.  $l=895 \text{ м}$ .

3. Ускорение силы тяжести на экваторе и на полюсе составляет соответственно 978,030 и 983,216  $\text{см/сек}^2$ . Так как длины маятников одинаковы, то отношение периодов будет

$$\frac{T_{\text{экв}}}{T_{\text{пол}}} = \sqrt{\frac{983,216}{978,030}} = 1,002.$$

Таким образом, в течение 1000 колебаний маятника на экваторе маятник на полюсе совершит 1002 колебания.

4.  $l=100 \text{ м}$ . 5.  $l = \frac{2h}{\pi^2}$ .

6. По дуге окружности шарик скатывается за четверть периода маятника длины  $R$ , т. е. ( $h$  мало по сравнению с  $R$ ) за время  $t_1 = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{R}{g}}$ .

По хорде шарик скатывается за время  $t_2 = \sqrt{\frac{2s}{g \sin \alpha}}$ , где  $s$  — длина хорды, а  $\alpha$  — угол ее наклона к горизонтальной плоскости:  $\sin \alpha = h/s$ .

Учитывая, что  $s^2 = 2hR$ , получаем  $t_2 = 2\sqrt{\frac{R}{g}}$ . Таким образом,  $t_2$ , как и  $t_1$ , не зависит от  $h$ . Скорость обоих шариков в нижней точке одинакова и равна  $v = \sqrt{2gh}$ .

7. По мере выливания воды центр тяжести будет понижаться, т. е. будет увеличиваться длина маятника, а, значит, и период.

8. Период упругого маятника равен  $T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}$ , где  $k$  — жесткость пружины, т. е. коэффициент пропорциональности между растягивающей силой  $F$  и удлинением пружины  $l$ :  $F=kl$ . Если  $F$  есть вес самого

колеблющегося груза, т. е.  $F=mg$ , то мы получаем:

$$k = \frac{F}{l} = \frac{mg}{l}.$$

Подставляя это выражение  $k$  в формулу для периода  $T$ , находим:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}.$$

При  $g=981 \text{ см/сек}^2$  и  $l=0,2 \text{ см}$  получаем  $T=0,09 \text{ сек}$ .

9. Такие толчки равносильны действию суммы синусоидальных сил, причем наименьшая (основная) частота в два раза выше собственной частоты маятника. Следовательно, ни основная частота силы, ни ее обертоны не могут попасть в резонанс.

10. Восстанавливающая сила равна  $mg \sin \varphi$ , где  $\varphi$  — угол отклонения маятника. При малых углах  $\varphi$  эта сила пропорциональна самому углу, так как для малых  $\varphi$  можно считать  $\sin \varphi = \varphi$ . Если бы сила для всех углов оставалась пропорциональной углу (т. е. была бы равна  $mg \varphi$ ), то изохронизм сохранялся бы для всех амплитуд. Но с ростом угла сила растет медленнее, чем угол ( $\sin \varphi < \varphi$ ). Поэтому с увеличением амплитуды период будет удлиняться.

12. Если представить себе, что на экране начерчен квадрат с горизонтальными и вертикальными сторонами, то пятнышко будет двигаться а) по одной диагонали квадрата, б) по другой диагонали, в) по вписанной в квадрат окружности. 13. 32 мин и 1,28 сек. 14. 7,5 раза.

15. Световой год равен  $9,5 \cdot 10^{12} \text{ км}$ . Парсек равен  $3,1 \cdot 10^{13} \text{ км}$ .

16. При близкой молнии первичная звуковая волна от самой молнии во много раз сильнее, чем эхо, приходящее потом от различных более удаленных отражающих предметов: облаков, леса, холмов и т. п. При далекой же молнии первичная и отраженные волны доходят к нам уже меньше различающимися по силе.

17.  $\lambda=89,6 \text{ м}$ . 18.  $T=1/140 \text{ сек}$ ,  $n=140 \text{ гц}$ ,  $\lambda=2,4 \text{ м}$ .

19.  $l=2,6 \text{ мм}$  в начале борозды и  $1 \text{ мм}$  в конце.

20. Продольная звуковая волна, распространяющаяся по проволоке, практически не дает никакого рассеяния энергии в стороны, т. е. получается направленные распространение звука (по проволоке). Поглощение волны в материале проволоки также невелико.

21. При увеличении расстояния между источниками число чередующихся линий максимумов и минимумов будет возрастать. Если расстояние  $d$  между источниками лежит между  $(n - \frac{1}{2})\lambda$  и  $(n + \frac{1}{2})\lambda$ , то число линий минимумов будет  $2n$ . При  $d < \lambda/2$  всюду будет только усиление колебаний, так как разность хода, нигде не превышающая  $d$ , всюду будет меньше  $\lambda/2$ .

22. Тон повышается из-за увеличения скорости звука в воздухе. Если не учитывать весьма малого влияния расширения самих инструментов, повышение тона у металлических и деревянных труб одинаково.

23. Примерно 28 см.

24. Надо измерить глубину канала в ключе. Она равна четверти длины волны в воздухе на искомой частоте.

25. Если основная частота трубы, открытой с обоих концов, есть  $n$ , то обертоны будут  $2n$ ,  $3n$ ,  $4n$ ,  $5n$  и т. д. У трубы, закрытой с одного конца и имеющей ту же длину, основная частота будет равна  $n/2$ ,

а частоты обертонов будут  $3\frac{n}{2}$ ,  $5\frac{n}{2}$ ,  $7\frac{n}{2}$ ,  $9\frac{n}{2}$  и т. д. Таким образом, частота четвертого обертона закрытой трубы составляет 0,9 от частоты четвертого обертона открытой.

26. Если при колебании с какой-либо из собственных частот в теле имеется несколько пучностей, то данное колебание гасится независимо от того, в какой из пучностей его задержать (см. рис. 100, б).

27. Частота понизится. 28.  $n=40$  гц,  $\lambda=8,4$  м.

29. Платиновая струна должна быть в 1,7 раза короче стальной.

30. Формулу для основной частоты струны можно записать в виде  $n = \sqrt{\frac{P}{lm}}$ , где  $m=\pi a^2 l d$  — масса струны.

Таким образом, увеличивая  $m$ , можно снизить частоту  $n$ , не прибегая к чрезмерному удлинению струны или ослаблению натяжения.

31. При условии, что длина мола или дамбы гораздо больше длины волн на море. На практике это всегда выполнено.

32. В первом случае восстанавливающая сила возрастет за счет кулоновского притяжения между шариками, т. е. дело будет обстоять так, как будто увеличилось  $g$ . Следовательно, период уменьшится. Во втором случае сила кулоновского притяжения направлена вдоль нити, и период не изменится (натяжение нити будет несколько меньше).

33. Собственный период выражается через емкость в сантиметрах и индуктивность в сантиметрах формулой  $T = \frac{2\pi}{c} \sqrt{L_{с.м} C_{с.м}}$ , где  $c = 3 \cdot 10^{10}$  см/сек. Таким образом,  $\lambda_{с.м} = cT = 2\pi \sqrt{L_{с.м} C_{с.м}}$ . По условию

$C_{с.м} = \lambda_{м.}$ . Кроме того,  $\lambda_{с.м} = 100\lambda_{м.}$ ; значит,  $100\lambda_{м.} = 2\pi \sqrt{L_{с.м} \lambda_{м.}}$ , откуда

$$L_{с.м} = \left(\frac{50}{\pi}\right)^2 \lambda_{м.}$$

34. Длина вибратора (см. ответ к задаче 33) есть  $l = \pi \sqrt{L_{с.м} C_{с.м}}$ ; при указанных в задаче значениях емкости и индуктивности контура  $l = 9,42$  м.

35. Примерно от 15,5 до 25,5 см.

## Часть II

### ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА

1. Приблизительно в 11 раз.

2. Вследствие того, что различные участки протяженного источника находятся на разных расстояниях от того места, где измеряется освещенность.

3. Никакая линза в действительности не дает строго параллельного пучка лучей; под «параллельным» пучком лучей всегда подразумеваются лучи, сходящиеся или расходящиеся под малым углом.

4. 1000 лм. 5. 2500 лк. 6.  $F=1260$  лм;  $E \approx 11$  лк.

7. Для получения строго параллельного пучка лучей, выходящего из гиперболоида, нужно было бы установить светящуюся точку в его фокусе. Это невозможно осуществить по следующим причинам: а) всякий излучатель энергии обладает определенными, хотя бы и очень малыми размерами; б) всякая оптическая система дает более или менее

значительные погрешности изображения, поэтому в реальной системе фокус не является геометрической точкой. Еще более существенно, что волновая природа света приводит к отклонениям световых пучков от параллельности из-за явления дифракции (см. гл. VIII).

8. 2,9 *сб.* 9. 50 000 *сб.*

10. Освещенность в середине стола 50 *лк*; освещенность на краю стола 25,6 *лк*.

11. Поглощенный световой поток  $F_a=800$  *лм*; прошедший световой поток  $F_t=700$  *лм*; коэффициент отражения  $r=0,25$ ; коэффициент пропускания  $t=0,35$ .

12.  $F_r=650$  *лм*. Поскольку в данном случае прошедший световой поток  $F_t=0$ , то  $F_a=350$  *лм*.

13.  $E=20000$  *лк*;  $B=0,43$  *сб.* 14. 1,27 *сб.*

15. Для упрощения расчета можно считать, что Солнце представляет собой диск с диаметром  $d=1,4 \cdot 10^6$  *км* и постоянной яркостью  $B=100\,000$  *сб.* Тогда  $I=1,5 \cdot 10^{27}$  *св*,  $E=67\,000$  *лк*.

16.  $B=22\,600$  *сб.* 17.  $I=225$  *св*.

18. Изображение будет отчетливым, если отверстие достаточно мало (но не слишком мало, см. рис. 183). То, что изображение получается перевернутое, нетрудно понять с помощью рис. 181.

19. Для всех лучей пучка углы, образуемые ими после отражения с перпендикуляром к зеркалу, в силу закона отражения одинаковы. 20.  $45^\circ$ . 21. Угол падения определяется условием  $\operatorname{tg} i=n$ .

22. Рассмотрим рис. 186, *а* и *б*. Предположим, что угол падения луча *СВ* на рис. 186, *б* равен углу падения луча *АВ* на рис. 186, *а*, т. е.  $i_1=i$ . По закону отражения  $i=i'$ , следовательно  $i_1=i'$ . Снова применяя закон отражения, находим  $i_1=i'_1$ , а так как  $i_1=i$ , то  $i'_1=i$ . Но это означает, что направление луча *ВА* на рис. 186, *б* будет совпадать с направлением *ВА* на рис. 186, *а*, что и доказывает обратимость световых лучей при отражении.

23. Согласно принципу обратимости световых лучей, такую систему осуществить нельзя.

24.  $n=1,07$ . 25.  $i_{\text{пр}}=33^\circ$ .

26. Для смещения  $z$  луча находим формулу  $z = \frac{d \sin(i-r)}{\cos r}$ . В данном случае  $z=3,45$  *мм*.

27. б) Благодаря преломлению световых лучей при переходе их из воды в воздух, они попадают в глаз наблюдателя; наблюдатель «видит» монету на продолжении лучей, проходящих в воздухе. в) Объяснение аналогично случаю б). г) В пустыне непосредственно над горячим песком находится нагретый воздух, выше которого расположен слой более холодного воздуха с большим показателем преломления. Луч света  $n$  искривляется благодаря неоднородности показателя преломления воздуха; поэтому, когда он попадает в глаз наблюдателя, то кажется, что он исходит из точки  $A'$ . Наблюдатель видит одновременно вершину дерева  $A$  и ее «отражение»  $A'$ , что создает иллюзию дерева, стоящего на берегу озера. д) Вследствие преломления света рыба видит дерево на берегу сильно смещенным вверх и наклоненным. Изображение ныряльщика из-за полного внутреннего отражения приподнято над поверхностью воды.

$$28. \quad \frac{n}{a} + \frac{n'}{a'} = \frac{n' - n}{r}.$$



29. При  $\frac{1}{a} = 0$  имеем (см. упражнение 28)  $a' = f' = \frac{n'r}{n' - n}$ ; аналогично при  $\frac{1}{a'} = 0$ ,  $a = f = \frac{nr}{n' - n}$ ; отсюда  $\frac{f}{f'} = \frac{n}{n'}$ .

30. 133 см (в данном случае  $\frac{1}{r_2} = 0$ ).

31.  $a' = 66,7$  см;  $\beta = 0,667$ ;  $\gamma = 1,5$ .

32. Изображение мнимое,  $a' = 40$  см;  $\beta = 2$ ;  $\gamma = 0,5$ .

33. Изображение обратное,  $a' = 60$  см;  $\beta = 2$ .

34. У к а з а н и е. Воспользоваться основной формулой тонкой линзы [формула (15)].

35. У к а з а н и е. Воспользоваться построениями, данными на рис. 220—224, 213 и 217.

36.  $f = 50$  см.

37. У к а з а н и е. Следует построить изображения нескольких точек, лежащих на отрезке, и соединить найденные точки сплошной линией.

38.  $2\beta$ .

39. У к а з а н и е. Следует воспользоваться формулами (3) и (5) § 102. а) Изображение мнимое, прямое,  $\beta = 3$ ;  $\gamma = 1/3$ ; б) изображение действительное, обратное,  $\beta = 1,5$ ;  $\gamma = 2/3$ ; в) изображение действительное, обратное,  $\beta = 0,6$ ;  $\gamma = 5/3$ .

40. Р е ш е н и е. Пользуясь формулой (2) § 102, находим:

$$f' = \frac{x'}{\beta} = \frac{45}{3} = 15 \text{ см.}$$

Откладывая это расстояние от фокусов, находим положение главных плоскостей системы  $HH'$  и  $H'H'$  (рис. 415). Задняя главная плоскость лежит внутри системы, передняя впереди системы.

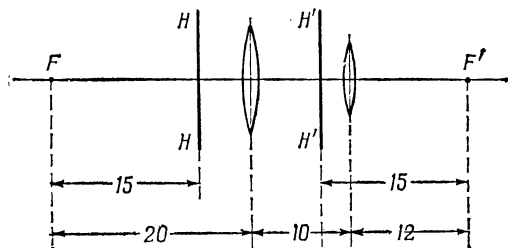


Рис. 415. К упражнению 40.

41. Фотоаппарат с телеобъективом позволяет получать снимки в большом масштабе при малой длине камеры.

42. Светосила пропорциональна квадрату оптической силы линзы.

43. Р е ш е н и е. Согласно формуле (10) § 109 имеем для освещенности изображения следующее выражение:

$$E' = \frac{F'}{\sigma'} = \frac{B'P}{a'^2} \approx \frac{BP}{a'^2}.$$

Подставляя в эту формулу выражение для яркости объекта [формула (14) § 77], находим освещенность изображения

$$E' = \frac{\pi B d^2}{4 f^2} = \frac{r E}{4} \left( \frac{d}{f} \right)^2 = \frac{0,70 \cdot 40}{4} \left( \frac{1}{2,5} \right)^2 = 1,12 \text{ лк.}$$

44. Пользуясь формулой для освещенности  $E'$  из предыдущего упражнения, получаем:

$$E' = \frac{0,95 \cdot 80000 \cdot \pi \cdot 200^2}{4 \cdot 5000^2} = 95 \text{ лк.}$$

45. Р е ш е н и е. Из рис. 416 видно, что

$$h = (x + f) \operatorname{tg} u = (x' + f') \operatorname{tg} u',$$

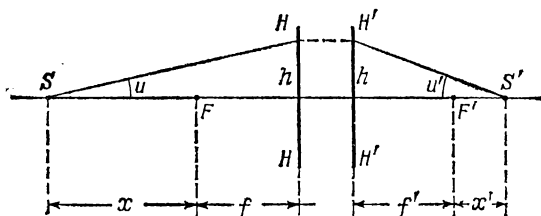


Рис. 416. К упражнению 45.

отсюда

$$\gamma = \frac{\operatorname{tg} u'}{\operatorname{tg} u} = \frac{x + f}{x' + f'}.$$

Но согласно формулам (1), (2) и (3) гл. X имеем:

$$f' = f, \quad x = \frac{f}{\beta}, \quad x' = f' \beta = f \beta;$$

таким образом,

$$\gamma = \frac{\frac{f}{\beta} + f}{f \beta + f} = \frac{1}{\beta}.$$

46. У к а з а н и е. Следует воспользоваться формулами (1), (2) и (3) гл. X.

47. 20,6 см. 2.  $f = 60$  см.

48. Без просветления потери составляют 87 %; с просветлением 33%.

49. В два раза. 51. 1,6 мм.

52. В данном случае  $a' = -D$ , где  $D$  — расстояние наилучшего видения, а знак минус показывает, что предмет и изображение находятся с одной и той же стороны от линзы. По формуле линзы находим:

$$\frac{1}{a} = \frac{1}{f} + \frac{1}{D}.$$

Подставляя величину  $1/a$  в формулу увеличения лупы, находим:

$$N = \frac{\varphi'}{\varphi} = \frac{D}{a} = \frac{D}{f} + 1.$$

53. В простейшем случае для этого достаточно слегка выдвинуть окуляр.

54. В 500 раз.

55. При отражении на первой призме меняются местами правая и левая стороны; при отражении на второй призме меняются местами верх и низ, объектив же полностью поворачивает изображение, т. е. система в целом дает прямое изображение. (Наличие окуляра ничего не меняет, так как он дает прямое изображение.)

56. 50 раз. 57. 64 раза.

58. Линза с большим фокусным расстоянием должна служить в качестве объектива. Увеличение трубы равно 5. Линзы должны быть расположены на расстоянии 18 см друг от друга.

59.  $f_1 = 24$  см;  $f_2 = 2$  см.

60. Экран должен иметь размеры  $1,5 \times 2,25$  м и находится на расстоянии 6,5 м от объектива. Конденсор должен располагаться непосредственно перед диапозитивом, т. е. на расстоянии 26 см от объектива, и иметь диаметр около 11 см. Расстояние конденсора от источника 11,7 см, фокусное расстояние конденсора 80 мм.

61. 0,01 сек.

### Часть III

### ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА

1. См. § 130. 2. См. § 127. 3. См. § 127.

4. а) В проходящем свете  $r_{10} = 7,55$  мм; в отраженном  $r_{10} = 7,75$  мм; б)  $\lambda = 5460$  Å; в)  $l = 1,75 \cdot 10^{-3}$  мм = 1,75 μ; г)  $N = 7$ .

5. Около 14 м. 6.  $\lambda_2 = \lambda_1 \frac{1000}{999} = 5896$  Å; при  $N = 1000$ .

7. Равноотстоящие друг от друга полосы параллельны ребру клина; расстояние между соседними максимумами или минимумами равно 2,7 мм. С увеличением угла между пластинками ширина полос уменьшается.

9. 80 полос; число полос пропорционально толщине  $d$  и не зависит от размера пластинок.

10. Расстояние между соседними максимумами  $h = D\lambda/l$ .

11.  $S_1 S_2 = 0,18$  мм.

12. Ширина интерференционной полосы равна приблизительно 32 мм. При уменьшении угла бипризмы полосы становятся уже; при увеличении расстояния до экрана — шире.

13. Полосы становятся уже.

14.  $r_1 = \sqrt{D\lambda}$ ;  $r_2 = \sqrt{2D\lambda}$  ( $\lambda$  ничтожно мала по сравнению с  $D$ ).

15.  $\pi$  мм<sup>2</sup>. 16.  $\lambda = 5400$  Å.

17. В 1-м порядке для  $\lambda < d$ , в  $n$ -м порядке для  $\lambda < d/n$ .

18. Максимальное целочисленное значение, меньшее или равное  $d/\lambda$ ; для числового примера — 19 порядков.

19. Не менее 10 штрихов.

20.  $\frac{\lambda_m}{\lambda_n} = \frac{n}{m}$ ; а) ультрафиолетовые линии 3000 и 2000 Å; б) инфракрасная линия 9000 Å. Если наблюдение ведется с помощью фотогра-

фической пластинки, то такое наложение может испортить спектрограмму; при наблюдении глазом такое перекрытие не мешает.

21. 2,9; 5,7; 8,6°.

22. а) 0,1 и 0,2 мм; б) 100 мм; в) в четвертом порядке; г) 60 Å/мм, 30 Å/мм.

23. Объяснение надо искать в явлении дифракции на щели, образованной веками прищуренного глаза, и на решетке, образованной ресницами.

24. 6 мм (так как среднюю длину волны света при наблюдении глазом можно считать равной 5000 Å).

26.  $5,6 \cdot 10^8$  км. 27. 0,3 мм. 28. См. § 113.

29. 0,3 мк. П р и м е ч а н и е. Дальнейшее уменьшение фокусного расстояния объектива связано с уменьшением его диаметра, т. е. с уменьшением угловой разрешающей силы. Поэтому найденное в задаче значение 0,3 мк определяет минимальные размеры, различимые в микроскоп (предел разрешения микроскопа).

30. Около 2 см. В действительности же, ввиду того, что доска недостаточно черна, а изображение букв мелом на доске недостаточно отчетливо, буквы должны быть значительно крупнее.

31. Для глаза это расстояние должно быть равно приблизительно 120 км; для телескопа приблизительно 1/4 км.

32. В первом случае — белой (см. табл. 10 на стр. 404), во втором — зеленой. Первый способ носит название *сложение цветов* (аддитивный цвет), второй — *вычитание цветов* (субтрактивный цвет).

33. Ярко-желтая, темно-желтая, ярко-желтая, желтая, черная.

34. См. § 161, 162, 166. 35.  $v_{\text{макс}} = 6,5 \cdot 10^7$  см/сек.

36. Для натрия  $\lambda = 4900$  Å, для вольфрама  $\lambda = 2700$  Å, для платины  $\lambda = 1950$  Å.

37. 1) Положительный; 2) около 8 Å; 3) нет, ибо работа выхода разных металлов очень мала по сравнению с  $h\nu$  для рентгеновских лучей.

38. Около 35. 39. См. § 165.

40. I) темный — темный, II) темный — зелено-желтый, III) темный — темный, IV) темный — темный.

## Часть IV

### АТОМНАЯ ФИЗИКА

1. 8 эл. в. 2. 9800 км/сек. 3. 4,1 эв. 4. а) 20 см; б) 10 см. 5. 7,1 см.

6. 41 см. 7. Время оборота не зависит от скорости частицы. См. § 213.

8.  $4,35 \cdot 10^{-9}$  сек.

9. Для электрона  $m/m_0 \approx 1,002$ ; 3; 2000. Для атома водорода  $m/m_0 \approx 1,000001$ ; 1,001; 2.

10.  $5,5 \cdot 10^{-9}$  г. 11. См. указание. 12. 1,005; 7,1. 13.  $3,5 \cdot 10^{-11}$  г. 14. 6,4 мм.

15. 1,5 мг. 16.  $\sim 12$ ;  $\sim 10$  и  $\sim 2$  эв. 17. При облучении светом газообразного водорода при низкой температуре (атомы находятся в основном состоянии) возникают линии поглощения с длинами волн 1220, 1030 Å и т. д. (серия Лаймана). 18.  $9 \cdot 10^{-3}$  и  $4 \cdot 10^{-42}$  дин. 19. 1240; 3,9 и 0,09 Å. 20. См. § 206, стр. 520.

21. 600 млн. 22. См. формулу (4), § 195. 23.  $2,4 \cdot 10^{-12}$  а. 25. Через 1 мин.

26. Для  $\alpha$ -частицы  $E=5000$  в/см,  $H=2300$  э; для  $\beta$ -частицы  $E=10\,000$  в/см,  $H=53$  э. 27.  $3,7 \cdot 10^{10}$  электронов в 1 сек.

28.  $18,5 \cdot 10^{10}$   $\alpha$ -частиц в 1 сек. 29.  $18$  мм<sup>3</sup>. 30.  $2,3^\circ$  С. 31.  $0,38$  ма.

32. а)  $4,5 \cdot 10^9$  лет;  $1,2 \cdot 10^9$  лет. 33.  $\tau=4,4 \cdot 10^{-8}$  сек (длина волны  $\lambda=13$  м). 34. Около  $110$  Мэв; 550 оборотов.

35. 1)  ${}_1\text{H}^2 + {}_1\text{H}^2 \rightarrow {}_1\text{H}^3 + {}_1\text{H}^1$ ; 2)  ${}_1\text{H}^2 + {}_1\text{H}^2 \rightarrow {}_2\text{He}^3 + {}_0n^1$ ; 3)  ${}_3\text{Li}^7 + {}_1\text{H}^1 \rightarrow {}_2\text{He}^4$ ; 4)  ${}_{13}\text{Al}^{27} + {}_1\text{H}^2 \rightarrow {}_{13}\text{A}^{28} + {}_1\text{H}^1$ .

36. Силы электрического отталкивания  $\alpha$ -частицы и ядра пропорциональны  $Z$ .

37.  $6,4 \cdot 10^{-7}$  мг. 38. 1)  ${}_1\text{H}^2 + \gamma \rightarrow {}_1\text{H}^1 + {}_0n^1$ ; 2)  ${}_1\text{H}^1 + {}_0n^1 \rightarrow {}_1\text{H}^2 + \gamma$ ; 3)  ${}_4\text{Be}^9 + \gamma \rightarrow {}_2\text{He}^4 + {}_0n^1$ ; 4)  ${}_7\text{N}^{14} + {}_0n^1 \rightarrow {}_6\text{C}^{14} + {}_1\text{H}^1$ ; 5)  ${}_4\text{Be}^9 + {}_1\text{H}^2 \rightarrow {}_5\text{B}^{10} + {}_0n^1$ . 39. 9,6%.

40. Р е ш е н и е. Пусть до соударения скорость шара массы  $m_1$  равна  $v_0$ , а шар массы  $m_2$  покоится. После соударения абсолютные величины скоростей шаров равны соответственно  $v_1$  и  $v_2$  (рис. 417). Количество движения шара  $m_1$  в результате соударения изменилось на  $m_1v_0 - m_1v_1$ , а шара  $m_2$  — на  $0 - m_2v_2$ . В силу равенства действия и противодействия импульсы сил, а следовательно, изменения количества движения шаров, при ударе равны по величине и противоположны по знаку. Поэтому

$$m_1v_0 + m_1v_1 = m_2v_2.$$

С другой стороны, по закону сохранения энергии

$$m_1v_0^2 = m_1v_1^2 + m_2v_2^2.$$

Рис. 417. К упражнению 40.

Решая эти уравнения относительно  $v_1$  и  $v_2$ , найдем долю начальной энергии, переданную шаром  $m_1$  шару  $m_2$ :

$$\frac{m_2v_2^2}{m_1v_0^2} = \frac{4m_1m_2}{(m_1+m_2)^2}.$$

Если положить  $m=1$  (масса нейтрона в аем), а  $m_2=A$  — масса ядра в аем, получим в правой части  $\frac{4A}{(1+A)^2}$ .

41. После одного соударения нейтрона с протоном средняя энергия нейтрона равна половине начальной:  $E_{\text{ср}}(n=1) = E_0 \frac{1}{2}$ . После  $n$  соударений

$$E_{\text{ср}}(n) = E_0 \cdot \left(\frac{1}{2}\right)^n.$$

42. 20 соударений.

43. Радиоактивные атомы, образовавшиеся за много периодов полураспада до конца облучения, к моменту окончания облучения уже все распадутся.

44. Пересекая пластинку, частица теряет часть своей энергии на ионизацию и возбуждение атомов среды. Ввиду этого скорость ее уменьшается и траектория сильнее искривляется магнитным полем. Следовательно, частица движется снизу вверх и заряжена положительно.

45. См. § 221. 46.  $1,7$  Мэв.  $7,3$  Мэв. 47.  $234,1165$  аем.

48. Изменению энергии на  $10 \text{ эв}$  соответствует изменение массы на  $10^{-8} \text{ аем}$ . При точности измерения  $10^{-6} \text{ аем}$  изменение массы на  $10^{-8} \text{ аем}$  не может быть наблюдеено.

49. Электроны. 50. 900 кэВ.

51. В замедлителе выделяется около 8% всей освобождаемой энергии.

52. Отражатель возвращает в реактор часть вылетающих нейтронов, это приводит к уменьшению критической массы.

53. а) Возрастает, б) постоянна, в) убывает.

54. Так как мощность реактора постоянна, то коэффициент размножения равен 1, т. е. из 2,5 нейтронов деления 1 вызывает новое деление. 1,25 нейтрона захватываются, не вызывая делений. Остальные 0,25 нейтрона, т. е. 10% всех нейтронов деления, вылетают наружу.

55. За время жизни одного поколения нейтронов число делений возрастает в  $k$  раз, за  $n$  поколений — в  $k^n$  раз. Число поколений, необходимых для возрастания числа делений в  $A$  раз, равно  $n = \frac{\lg A}{\lg k}$ ,

$n=5500$ ,  $t=550 \text{ сек}$ .

57. 1870 МэВ. 58. 68 МэВ. 59. 0,8 МэВ.

Элементарный учебник физики  
под ред. акад. Г. С. Ландсберга

Том III

Колебания, волны. Оптика.  
Строение атома

М., 1972 г., 640 стр. с илл.

Редактор *Н. А. Райская*,

Техн. редактор *А. П. Колесникова*

Корректор *Н. Б. Румянцева*

Печать с матриц.

Подписано к печати 25/IX 1972 г.

Бумага  $84 \times 108/_{32}$ . Физ. печ. л. 20 +

+1 вкл. Условн. печ. л. 33,81.

Уч.-изд. л. 36,13.

Тираж 300 000 экз.

Цена книги 1 р. 13 к. Заказ № 3249

Издательство «Наука»

Главная редакция

физико-математической литературы

117071, Москва, В-71,

Ленинский проспект, 15

Ордена Трудового Красного Знамени

Первая Образцовая типография

имени А. А. Жданова

Главполиграфпрома

Государственного комитета

Совета Министров СССР

по делам издательств, полиграфии  
и книжной торговли.

Москва, М-54, Валовая, 28

Цена 1 р. 13 к.