

Голосарии всех стран, соединяйтесь

Р. С. Ф. С. Р.

Главный Комитет Профессионально-Технического Образования
(ГЛАВПРОФОБР)

А. А. Эйхенвальд

Азбука Оптика

(Краткий курс оптики)

Издано впервые



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

1921

Пролетарии всех стран

ДЕНЕЖИТАРИЙ

Р. С. Ф. С. Р.

Главный Комитет Профессионально-Технического Образования.
(ГЛАВПРОФОБР).

А. А. Эйхенвальд.

Акустика и Оптика.

(Конспект лекций).

Издание третье.



РЕСПУБЛИКАНСКАЯ
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ
БИБЛИОТЕКА

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО.
1921.

Инициалы:

Инициалы:

Р. В. П. Москва.

10.000 экз.

20-я Государственная типография (бывш. Кушнерова), Пименовская.
Москва — 1921.

ПРЕДИСЛОВИЕ К 1-му ИЗДАНИЮ

„Конспект лекций“ по акустике и оптике предназначен служить руководством при подготовке к экзамену. В нем выделено все наиболее важное из учения о звуке и свете, изложено по возможности в сжатой форме; за подробностями отсылаем к другим, более обширным учебникам. В особенности рекомендуем внимательно изучить главу о колебаниях и волнах: без ясного представления о колебаниях и волнах изучение явлений акустики и оптики невозможно.

Пользуюсь случаем, чтобы принести мою глубокую благодарность И. Б. Лейбергу за помощь, оказанную при просмотре корректур.

Декабрь 1913 г.

А. Эйхенвальд.

2-е издание в общем не отличается от первого; изменена лишь в некоторых местах редакция и исправлены недосмотры и опечатки.

Июль 1916 г.

А. Эйхенвальд.

3-е издание является перепечаткой второго. Исправлены лишь некоторые опечатки и недосмотры.

ОГЛАВЛЕНИЕ.

	Стр.
Глава I. Колебания и волны	1—89
1. Колебания. 2. Волны.	
Глава II. Акустика	40—57
1. Звуковые колебания и волны. 2. Звуки музыкальных инструментов.	
Глава III. Геометрическая оптика	58—104
1. Распространение лучей. 2. Линзы. 3. Фотометрия. 4. Оптические приборы.	
Глава IV. Физическая оптика	105—143
1. Скорость света. 2. Оптические свойства тел. 3. Интерференция света. 4. Дифракция света.	
Глава V. Кристаллооптика	144—162
1. Поляризация света. 2. Двойное преломление. 3. Вращение плоскости поляризации.	

Введение

Акустика есть учение о звуке, оптика—учение о свете.

Непосредственным опытом легко убедиться в том, что всякий звучащий предмет находится в колебательном состоянии. Колебания эти передаются окружающим предметам, например, воздуху, распространяются в нем в виде волн и доходят до нашего уха. Но если поместить источник звука (электрический звонок) под колокол воздушного насоса и удалить из него воздух, т.-е. образовать там «пустоту», то звук уже распространяться не будет; вообще звуковые колебания и звуковые волны могут иметь место только там, где имеется какое-нибудь *материальное* тело.

Опыт показывает, что свет тоже представляет собою волнообразное состояние, но, в отличие от звука, свет способен распространяться также и в пустоте. Так как в «пустоте» распространяются и электрические, и магнитные силы, а также силы всемирного тяготения, то очевидно, что эта пустота имеет целый ряд *физических* свойств; между тем «пустое пространство» в буквальном смысле этого слова может иметь только одни *геометрические* свойства. Имея это в виду, условились ту среду, которая остается в пространстве по удалении материи, называть «*мировым эфиром*» или просто «*эфиром*».

Итак, звук есть волнообразное состояние материи, свет есть волнообразное состояние эфира.

Вот некоторые данные о звуке и свете.

Звук распространяется в воздухе со скоростью около 340 метров в секунду ($3,4 \cdot 10^4 \frac{cm}{sec}$); свет распространяется в пустоте со скоростью

300.000 километров в секунду ($3 \cdot 10^{10} \frac{cm}{sec}$).

Наше ухо ощущает звук, когда колебания происходят в пределах от 20 до 20.000 раз в секунду; колебаний вне этих пределов мы

уже ухом не слышим, но мы можем наблюдать их при помощи специальных физических приборов. В видимом нами свете колебания происходят от 400 миллиардов до 1000 миллиардов (10^{15}) раз в секунду; вне этих пределов свет уже невидим, но волнообразное состояние эфира может быть обнаружено особыми приборами.

Из вышесказанного ясно, что в основе учения о звуке и свете должно лежать учение о колебаниях и волнах.

С этого мы и начнем.

ГЛАВА I.

Колебания и волны.

1. Колебания.

1. Гармоническое колебание. Когда какая-либо точка движется по прямой линии попеременно то в ту, то в другую сторону, то мы говорим, что точка колеблется. Конечно, колебания точки могут быть весьма разнообразны, но мы сперва рассмотрим следующий частный случай.

Пусть точка A (рис. 1) равномерно движется по кругу радиуса $OA = r$; тогда проекция этой точки на диаметр XX' , т. е. точка x будет совершать колебания. Действительно, при движении точки A по верхней половине окружности точка x будет двигаться справа налево, а при движении A по нижней половине окружности, точка x пойдет слева направо и т. д. Определим положение, скорость и ускорение точек A и x .

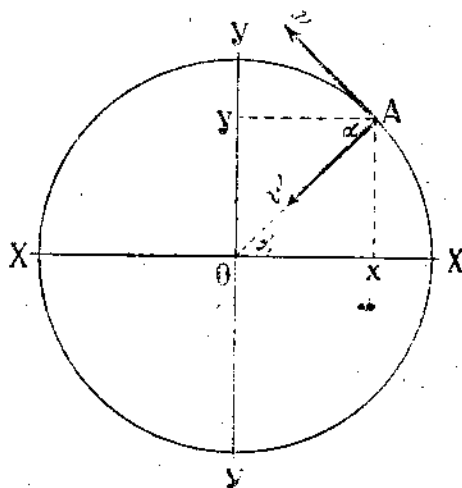


Рис. 1. Колебания точки x .

Положение точки A на окружности мы можем определить углом α^1), который образует радиус OA с выбранным нами каким-нибудь начальным диаметром XX' .

¹⁾ В абсолютной системе единиц, где в основу измерения длины и времени приняты единицы: сантиметр (см.), грам (гр.) и секунда (sec), т. е. в системе $C-G-S$, за единицу угла принимаем такой угол, который, будучи центральным углом круга радиусом в 1 см., опирается на дугу в 1 см. Поэтому в системе $C-G-S$ мы имеем такое соотношение между длиной дуги s , углом α и радиусом r .

$$s = r \alpha$$

Угол α , равный единице, соответствует $\frac{360}{2\pi} = 57,3$ градуса.

Наоборот, 360° , т. е. полная окружность, соответствует в абсолютной системе мер углу $\alpha = 2\pi$. Действительно, подставив это в нашу формулу для длины s , получаем длину всей окружности $2\pi r$.

Угловая скорость движения радиуса OA , который описывает полную окружность, т. е. угол 2π (360°), в некоторое время T , будет, очевидно,

$$\omega = \frac{2\pi}{T}.$$

Величина ω равна углу, который радиус OA описывает в одну секунду; поэтому, если радиус OA описал угол α в некоторое время t сек., то

$$\alpha = \frac{2\pi}{T} t = \omega t.$$

Скорость точки A по окружности определится делением длины окружности $2\pi A$ на время полного оборота T :

$$v = A \frac{2\pi}{T} = A \omega.$$

Ускорение точки A направлено к центру (центростремительное ускорение) и равно, как известно, квадрату скорости, деленному на радиус описываемого круга; поэтому ускорение v' можно представить следующими формулами:

$$v' = \frac{v^2}{A} = A \left(\frac{2\pi}{T} \right)^2 = A \omega^2.$$

Теперь рассмотрим движение точки x , которая представляет собою основание перпендикуляра, опущенного из точки A на начальный диаметр XX' ¹⁾.

Положение точки x мы будем определять расстоянием ее от центра круга, которое назовем тоже через x . Очевидно,

$$x = A \cos \alpha = A \cos \left(\frac{2\pi}{T} t \right) = A \cos \omega t.$$

Скорость x' движения точки x будет равна проекции скорости точки A на диаметр XX' . Принимая во внимание, что движение и ско-

¹⁾ Точка x называется проекцией точки A на диаметр XX' . Если построить (рис. 2) проекции x и x_1 двух точек A и A_1 на ось XX' , то получится отрезок xx_1 , который называется проекцией линии AA_1 на ось XX' . Очевидно, что Ox есть проекция линии OA и равна $OA \cos \alpha$. Положим, что дуга AA_1 настолько мала, что ее можно считать за прямую линию; тогда можно написать

$$xx_1 = AA_1 \cos \beta = AA_1 \sin \alpha$$

Так как промежутки AA_1 и xx_1 проходятся в одно и то же время t , то, разделив обе части этого равенства на t , получаем слева — скорость точки x т. е. x' , а справа — скорость точки A , умноженную на $\cos \beta$

$$x' = v \cos \beta = v \sin \alpha.$$

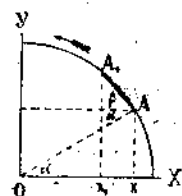


Рис. 2.

Скорость v можно представить в известном масштабе в виде линии (рис. 1); тогда $v \sin \alpha$ будет проекцией этой линии, т. е. проекцией скорости v на ось XX' , а написанное нами уравнение можно прочесть так: скорость x' проекции точки A равна проекции скорости этой точки.

То же самое можно сказать и про соответствующие ускорения точек.

рость точки x направлены в сторону уменьшения x , необходимо приписать скорости отрицательный знак; тогда получим:

$$x' = -v \sin \alpha = -A \left(\frac{2\pi}{T} \right) \sin \left(\frac{2\pi}{T} t \right) = -Aa \sin at.$$

Ускорение x'' точки x , точно так же, как и скорость, равно проекции ускорения точки A на линию XX ; следовательно

$$x'' = -v' \cos \alpha = -A \left(\frac{2\pi}{T} \right)^2 \cos \left(\frac{2\pi}{T} t \right) = -Aa^2 \cos at = -a^2 x.$$

Рассмотренное нами колебательное движение точки x по линии XX называется гармоническим колебанием и представляет собою основной тип колебаний всякого рода.

Предлагаем читателю самому убедиться в том, что если бы мы брали проекцию точки A не на горизонтальную, а на вертикальную линию $УУ$, то получили бы гармоническое колебание точки в таких выражениях:

$$y = A \sin at,$$

скорость

$$y' = Aa \cos at$$

и ускорение

$$y'' = -Aa^2 \sin at = -a^2 y$$

2. Свойство гармонического колебания. Сопоставляя обе формулы гармонического движения точки

$$x = A \cos at \quad y = A \sin at$$

$$x' = -a^2 x \quad y' = -a^2 y$$

мы видим, что в том и в другом случае, т.е. как в случае колебаний по закону косинуса, так и в случае колебаний по закону синуса, ускорение колеблющейся точки пропорционально ее отклонению; при этом коэффициент пропорциональности равен

$$-a^2 = -\left(\frac{2\pi}{T} \right)^2.$$

Это—основное свойство гармонического движения.

3. Термины. Наибольшее отклонение точки x от центра, т.е. величина A , называется амплитудой колебания ¹⁾.

Время T , в которое точка A описывает полный круг, а точка x проходит диаметр два раза (туда и обратно), называется периодом колебания ²⁾.

¹⁾ То, что обыкновенно называется размахом колебания, есть его двойная амплитуда.

²⁾ Секундный маятник совершает каждый размах в одну секунду, следовательно, период колебания секундного маятника равен двум секундам.

Если каждое колебание продолжается T секунд, то число колебаний в одну секунду будет

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

Когда мы будем говорить число колебаний без указания времени, то всегда будем подразумевать число колебаний в секунду.

Угол $\alpha = \frac{2\pi}{T}t$ называется фазой колебания.

Если мы имеем два гармонических колебания, то они могут отличаться друг от друга амплитудой, периодом и фазой.

В звуке и свете амплитуда обуславливает собою силу звука или света, тогда как период обуславливает высоту звука и цвет света.

Чем больше ежесекундное число колебаний данного звука, тем он, по музыкальной терминологии, выше.

В видимом свете наиболее частые колебания мы имеем в фиолетовом цвете, наиболее редкие — в красном цвете.

4. Разность фаз. Положим, что нам даны колебания двух точек x_1 и x_2 (рис. 3.) с одинаковым периодом, но точка x_2 начала свои колебания на некоторое время t_1 позже точки x_1 . За это время точка x_1 уже успела пройти фазу

$$\varphi = \frac{2\pi}{T}t_1.$$

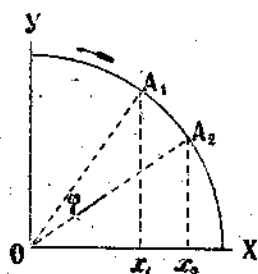


Рис. 3. Разность фаз.

Так как периоды T обеих точек одинаковы, то радиусы OA_1 и OA_2 будут двигаться с одинаковой скоростью и угол φ между ними останется неизменным. Вследствие этого все фазы точки x_1 будут больше фаз точки x_2 на величину φ , и наши колебания можно изобразить так:

$$x_1 = A \cos at$$

$$x_2 = A \cos (at - \varphi).$$

Угол φ называется разностью фаз данных двух колебаний.

Мы можем сказать, что величина x_2 запаздывает в фазе относительно величины x_1 или, наоборот, можно сказать, что x_1 опережает величину x_2 в фазе на угол φ .

Легко видеть, что когда $\varphi = 90^\circ$, то из $\cos at$ делается

$$\cos \left(at - \frac{\pi}{2} \right) = \sin at,$$

точно так же из $\sin at$ делается

$$\sin \left(at - \frac{\pi}{2} \right) = -\cos at.$$

Когда $\varphi = 180^\circ$, то величины x_1 и x_2 (безразлично $\sin at$ или $\cos at$) делаются противоположными по знаку.

5. Графическое изображение. Величины, изменяющиеся по закону $\sin at$ или $\cos at$, изображают для наглядности чертежом, при чем по горизонтальному направлению откладывают время t , или фазы at , а по вертикальному направлению соответствующие значения $x = A \cos at$ или $y = A \sin at$.

На прилагаемом рисунке 4 величина $x = A \cos at$ изображается кривою, которая называется косинусою, тогда как на рис. 5 величина $x = A \sin at$ изображена кривою — синусою. Обе эти кривые по форме своей совершенно одинаковы; только 2-ая кривая сдвинута относительно первой по оси t на величину $\frac{T}{4}$, т. е. на четверть периода, что соответствует разности фаз $\varphi = 90^\circ$ или $\frac{\pi}{2}$.

На рис. 6 показана кривая $A \sin (at - \varphi)$, которая сдвинута относительно кривой $A \sin at$ на разность фаз φ , т. е. на время $t = \frac{\varphi}{a}$.

Наибольшие высоты всех этих кривых, считаемые от оси Ot , будут их амплитуды A .

6. Сложение колебаний одного направления и одинакового периода. Положим, что данная точка совершает движение, составленное из двух гармонических колебаний по одной и той же прямой. Если периоды одинаковы, то колебания могут различаться только амплитудой и фазою; например:

$$x_1 = A_1 \cos \frac{2\pi}{T} t \quad x_2 = A_2 \cos \left(\frac{2\pi}{T} t - \varphi \right).$$

Для того чтобы определить, каково будет результирующее движение этой точки, построим две окружности радиусами $OA = A_1$ и $OB = A_2$ (рис. 7) и представим себе, что точки A и B делают полный оборот во время T ; при таком движении, очевидно, угол φ (разность фаз) будет все время оставаться постоянным. Пусть в какой-нибудь момент времени t точки A и B занимают положение, показанное на рис. 7; тогда, проведя линию BC , равную и параллельную OA , и опустив пер-

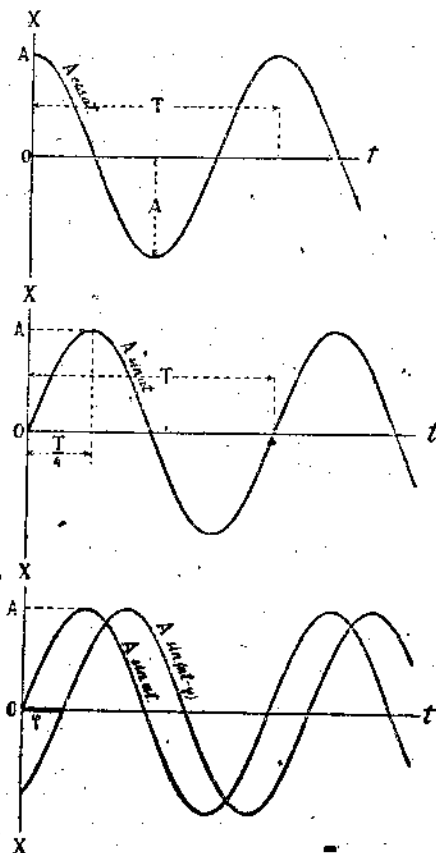


Рис. 4, 5, 6. Графическое изображение гармонических колебаний.

пендикуляр Cx_3 , получим: $x_3x_3 = Ox_1$ и следовательно, $Ox_3 = x_2x_3 + Ox_2 = Ox_1 + Ox_2$, или $x_3 = x_1 + x_2$. Другими словами, отклонение полученной нами таким построением точки x_3 от центра O и представляет собою искомую сумму отклонений точек x_1 и x_2 .

Ту же точку x_3 мы получим, если построим на линиях OA и OB параллелограмм $OACB$ и опустим из конца диагонали этого параллело-

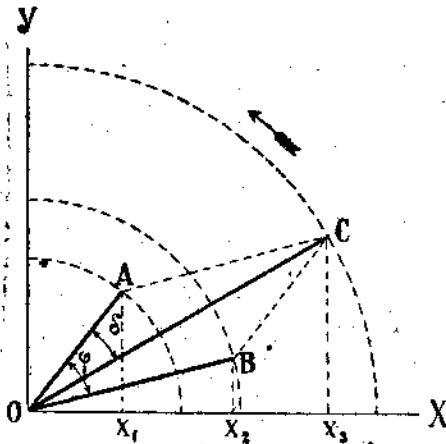


Рис. 7. Сложение колебаний одинакового периода.

грамм перпендикуляр на ось XX . С другой стороны, во время движения радиусов OA и OB как угол φ , так и весь параллелограмм $OACBO$ будут оставаться неизменными, а диагональ OC будет двигаться равномерно, делая полный оборот вокруг центра O в то же время T . Отсюда следует, что точка x_3 тоже будет совершать гармонические колебания с тем же периодом T . Амплитуда этого колебания будет OC и оно будет отставать по фазе от колебания x_1 на угол δ .

Все эти величины можно получить и без построения окружностей,

построивши только параллелограмм $OACBO$, или треугольник OBC по данным амплитудам OA и OB колебаний и по данной разности фаз φ между ними.

Заметим, что линия OC называется *геометрической суммой* линий OB и $OA = BC$, а все построение носит название *векторной диаграммы*, потому что здесь амплитуды двух колебаний складываются подобно скоростям или силам, вообще подобно *векторам* ¹⁾.

Итак, два гармонических колебания одинакового периода и одного направления дают опять гармоническое колебание того же периода, но, вообще говоря, другой амплитуды и фазы; эти последние можно получить графически при помощи геометрического сложения амплитуд, т.е. при помощи векторной диаграммы ²⁾.

Если фазы слагаемых колебаний одинаковы ($\varphi = 0$), то амплитуда результирующего колебания равна *сумме* амплитуд составляющих ко-

1) Всякая величина, для полного определения которой необходимо указать ее направление в пространстве, называется *вектором*: наир., скорость, сила—суть векторы. Величина, не требующая указания своего направления, называется *скаларом*; наир., время, температура, масса—суть скалары.

Векторы складываются геометрически (по правилу параллелограмма), скалары же складываются алгебраически.

2) Из той же векторной диаграммы, т.е. из треугольника OAC легко вывести и аналитическое выражение для амплитуды C и фазы δ результирующего колебания. Предоставим читателю доказать, что

$$C^2 = A^2 + B^2 + 2AB \cos \varphi$$

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{B \sin \varphi}{A + B \cos \varphi}$$

лебаний; если фазы противоположны ($\varphi = 180^\circ$), — мы получим *разность амплитуд*.

При равных амплитудах получим, в первом случае, результирующее колебание с двойной амплитудой, а во втором — взаимное уничтожение колебаний.

7. Биения. Если два слагаемых колебания — не одинакового периода, то, применяя к ним предыдущее построение, мы уже не получим неизменного параллелограмма. Напротив того, радиусы OA и OB , вращаясь с разными скоростями, будут образовывать переменный угол φ , отчего и амплитуда OC тоже будет постоянно меняться. Пусть числа колебаний точек x_1 и x_2 будут соответственно n_1 и n_2 , и положим, что n_1 больше n_2 ; тогда, очевидно, радиус OA будет обгонять радиус OB и притом $(n_1 - n_2)$ число раз в каждую секунду. Таким образом $(n_1 - n_2)$ раз в секунду направления обоих радиусов совпадут ($\varphi = 0$) и столько же раз они будут противоположны ($\varphi = 180^\circ$). В первом случае мы получим в результате сумму, а во втором разность амплитуд слагаемых колебаний. Если эти колебания звуковые, то, складывая их, мы получим периодическое усиление и ослабление звука; такое явление называется *биением*. Очевидно, биения будут происходить $(n_1 - n_2)$ раз в секунду.

Биения можно наблюдать, например, при одновременном звучании двух струн на рояле, если звуки этих струн достаточно близки друг к другу по высоте, т. е., если биения не слишком часты. Необходимо заметить, что наше ухо способно различать ясно только такие биения, которые происходят не чаще 30 — 40 раз в секунду. Служая биения и изменяя высоту одного из звуков, например, натягивая или ослабляя одну из струн рояля, можно постепенно уменьшать число биений в секунду и даже совсем их уничтожить; таким образом можно настроить оба звука в унисон. Этим способом очень часто и пользуются.

8. Сложение колебаний одного направления, но разных периодов. Для сложения нескольких колебаний можно воспользоваться также графическим изображением (стр. 5), а именно, начертив одну из синусоид, к каждой из ее ординат прибавить соответствующую данному времени t ординату другой синусоиды, и полученные точки обвести сплошной кривой. Предлагаем читателю самому приложить этот способ к сложению колебаний одинакового периода и убедиться в том, что в результате получается опять гармоническое колебание, и притом того же периода, согласно с выводами параграфа 6.

На рис. 8 сложены два колебания одного периода и равных амплитуд и фаз, а на рис. 9 фазы их разные; на рис. 10 фазы

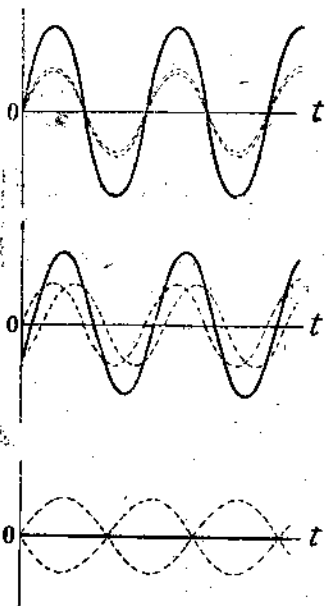


Рис. 8, 9, 10. Сложение колебаний одинакового периода с фазами: одинаковыми, разными и противоположными.

разнятся на 180° . В последнем случае колебания взаимно уничтожились:

На рис. 11 показано сложение двух колебаний, немного разнящихся периодом, но одинаковой амплитуды; они дают в результате биения.

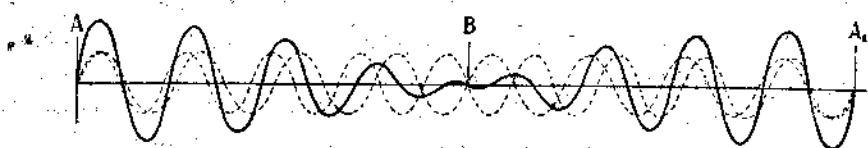


Рис. 11. Биения.

На рис. 12 отношение периодов 1:2. Два таких звука давали бы октаву. Рис. 13 представляет ту же октаву, но при других начальных фазах.

Из последних двух примеров мы уже видим, что форма результирующей кривой зависит не только от амплитуд и периодов составляющих колебаний, но и от их начальных фаз.

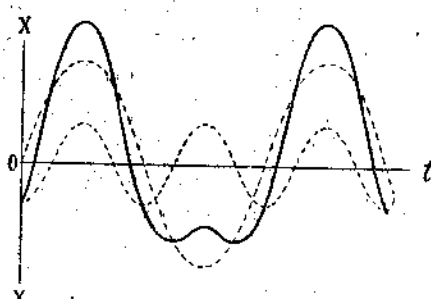
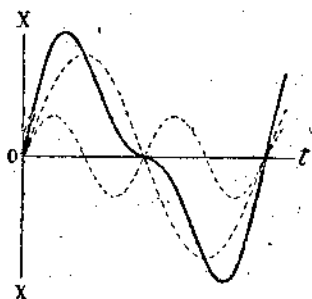


Рис. 12. Кривая для октавы. Рис. 13. Кривая для октавы с другими фазами.

На рис. 14 сложены два колебания с отношением периодов 3:1. Два таких звука давали бы дуодециму, т.е. квинту сверх октавы.

Рис. 15 показывает результат сложения трех колебаний различных амплитуд и периодов.

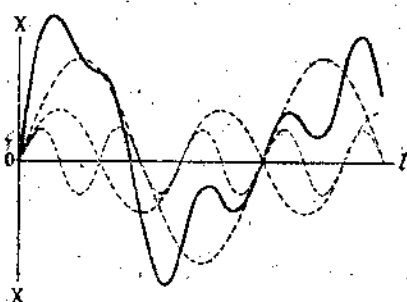
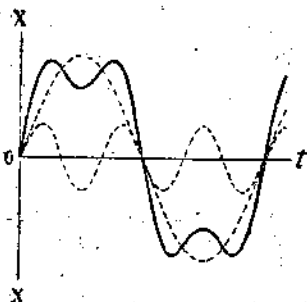


Рис. 14. Кривая для дуодецимы. Рис. 15. Сложение трех колебаний.

9. Теорема Фурье. Складывая таким образом все большее и большее число разных колебаний, мы можем получить весьма сложные кривые. Наоборот, если бы нам были даны эти самые кривые, то мы

могли бы разложить их на составляющие их простые гармонические колебания.

Фурье доказал теоретически, что всякое периодическое движение, какое бы сложное по форме оно ни было, можно разложить на целый ряд простых гармонических колебаний. Вот почему изучение гармонического колебания, как основного типа всех вообще колебательных движений, в особенности важно. Амплитуды и фазы гармонических колебаний, дающих в сумме данное периодическое движение, можно получить различными способами: вычислением, графическим методом и механически, при помощи особых приборов; впрочем, здесь мы на этом останавливаться не можем.

10. Сложение взаимно перпендикулярных колебаний. Если точке сообщено два отклонения одновременно, по OA и по OB (рис. 16) то, как известно, отклонение ее происходит по диагонали OC параллелограмма, построенного на OA и OB , ибо отклонения, скорости, ускорения, силы и т. п. величины, имеющие определенное направление в пространстве (векторы) складываются по правилу параллелограмма, или геометрически. Если точке сообщены два колебания по линиям OA и OB , то для того, чтобы построить движение точки, необходимо сложить ее отклонения для каждого момента времени, и концы полученных диагоналей соединить сплошной линией. Эта линия и будет линией движения точки или ее траекторией¹⁾. Очевидно, что из двух колебаний, коих направления OA и OB не совпадают и которые, кроме того, могут быть разных амплитуд, периодов и фаз, могут получиться весьма разнообразные и сложные траектории. Но мы ограничимся здесь рассмотрением только наиболее важных случаев, а именно, когда два слагаемых гармонических колебания перпендикулярны друг к другу и имеют одинаковые периоды и равные амплитуды; фазы же их могут быть и разные.

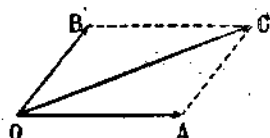


Рис. 16. Геометрическое сложение.

Для того, чтобы построить траекторию результирующего движения, поступим следующим образом.

Проведем окружность радиусом A (рис. 17) и разделим ее на несколько, например 16, равных частей; из этих точек деления опустим перпендикуляры на два взаимно перпендикулярных диаметра XX' и YY' . Основания этих перпендикуляров дадут нам различные

¹⁾ Не нужно смешивать построение траектории движения точки с построением векторной диаграммы (стр. 6), хотя в обоих случаях мы применяем способ параллелограмма, т. е. геометрическое сложение. Дело в том, что векторная диаграмма применяется для сложения гармонических колебаний одинакового периода и одинакового направления; такие колебания складываются алгебраически, но для получения амплитуды и фазы результирующего гармонического колебания можно применять к амплитудам геометрическое сложение (векторную диаграмму) так, как будто это были настоящие векторы и как будто ϕ (разность фаз) представляет собою угол между их направлениями. Мы видели, что этот способ определения амплитуды и фазы для колебаний разных периодов уже не применим. Но если, кроме того, и направления слагаемых колебаний разные, то приходится строить положения точки для каждого момента времени отдельно, т. е. ее траекторию.

положения двух колеблющихся точек; легко видеть, что каждая из колеблющихся точек для перехода от одного из этих положений к соседнему употребляет $\frac{T}{16}$ секунд.

Приготовив таким образом чертеж, перейдем к рассмотрению результирующего колебания для различных значений разности фаз данных двух колебаний по XX и YY , при чем одновременные положения колеблющихся точек будем обозначать соответственными номерами.

а) *Фазы одинаковы* (рис. 17).

Пусть обе точки начинают свое движение одновременно с концов диаметров XX и YY , где у нас поставлены номера 0; затем последовательно точки проходят номера 1, 2, 3, и т. д. Из построения чертежа 17 видно, что результирующее колебание будет происходить тоже по прямой линии, наклоненной к оси X под углом 45° . Амплитуда результирующего колебания очевидно равна $A\sqrt{2}$.

в) *Разность фаз 45°* (рис. 18).

Пусть точка y запаздывает относительно точки x на фазу в 45° и начинает свое движение от конца диаметра y в то время, как точка

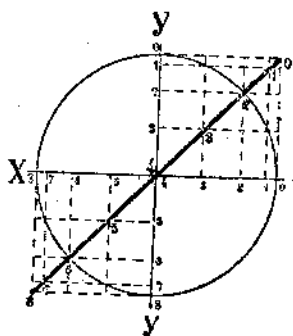


Рис. 17. Разность фаз $\delta = 0^\circ$.

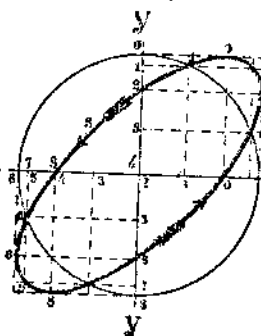


Рис. 18. Разность фаз $\delta = 45^\circ$.

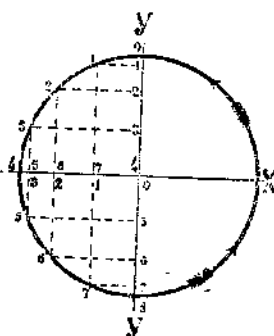


Рис. 19. Разность фаз $\delta = 90^\circ$.

Сложение двух взаимно перпендикулярных колебаний одного периода.

x уже успела пройти $\frac{1}{8}$ своего периода: значит на чертеже 18-м нужно поставить для точки x номер 0 там, где на чертеже 17 стоял номер 2. В этом случае построение результирующих отклонений точки даст кривую линию, которая называется эллипсом. Движение по эллипсу здесь происходит в том же направлении, в котором у нас (рис. 1, стр. 1) считают углы α (против движения стрелки часов). Будем называть это *положительным* направлением.

с) *Разность фаз 90°* (рис. 19).

Теперь точка y начнет свое движение, когда точка x уже пройдет поддиаметра. Результирующее колебание получается в виде равномерного движения по кругу диаметра A . Направление движения опять положительное.

Дальнейшие случаи показаны на рис. 20.

При разности фаз в половину периода T (фазы противоположны) мы снова получаем прямую линию, но наклоненную под углом 45° .

два перпендикулярных друг к другу колебания, и мы получим фигуры Лиссажу.

Другой, менее совершенный, но зато более простой способ наблюдения фигур Лиссажу состоит в следующем. На пружинке AB (рис. 25) укрепляют картон с щелью так, чтобы при колебании пружины щель двигалась перпендикулярно к своей длине. За этой щелью помещают другую такую же щель CD , но колеблющуюся перпендикулярно к первой. Если за этими двумя щелями поместить источник света, то свет пройдет сквозь обе щели только в том месте, где они пересекаются, и мы получим на экране светлую точку; при колебании обеих пружинок эта светлая точка будет описывать фигуры Лиссажу. Передвигающийся грузик E позволяет менять период колебания пружинки BA .

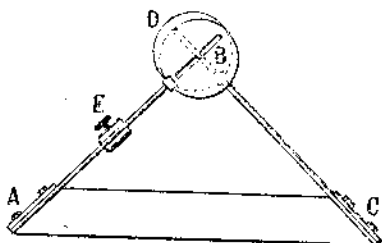


Рис. 25. Демонстрация фигур Лиссажу.

12. Разложение колебаний. Из разобранных нами случаев сложения взаимно перпендикулярных колебаний можем сделать и обратные выводы для разложения колебаний. Вот несколько наиболее важных случаев.

а) Всякое прямолинейное колебание мы можем разложить на два взаимно перпендикулярных колебания того же периода и одинаковых фаз (рис. 17 и 21), при чем амплитуды, вообще говоря, будут разные и будут зависеть от относительного положения линии данного колебания и линий, по которым происходит разложение (рис. 21).

Амплитуды получаются одинаковыми при $\varphi = 45^\circ$ (рис. 17).

Если же мы выберем другие направления, то, вообще говоря, и амплитуды, и фазы получатся разные.

б) Каждое данное нам эллиптическое колебание (рис. 18, 20) мы тоже можем разложить на два взаимно перпендикулярных колебания, причем, если мы выберем эти направления по главным осям данного эллипса (рис. 21), то оба составных колебания будут иметь амплитуды, равные полуосям данного эллипса, и разность фаз 90° .

в) Всякое равномерное круговое движение (рис. 19, 20) можно разложить на два взаимно перпендикулярных гармонических колебания OX и OY одинаковых амплитуд, но разнящихся в фазе на 90° или на 270° , смотря по тому, дано ли нам положительное (против стрелки часов) или отрицательное круговое движение.

13. Математический маятник. Примером гармонических колебаний могут служить колебания маятника. Пусть маятник (рис. 26) состоит из нити OA длиной l , на конце которой прикреплена масса m , и положим, что нить настолько легка, что ее массой можно пренебрегать в сравнении с массой m . Если отклонить маятник OA до положения OA_1 , то под действием силы тяжести mg маятник начнет двигаться по направлению к своему начальному положению OA . Эту силу mg мы можем разложить на две силы, из которых A_1C , направленная вдоль

по нити, не влияет на движение маятника, тогда как сила f , перпендикулярная к нити, сообщает массе m некоторое ускорение — x'' , направленное по дуге A_1A^1 . По второму основному закону механики Ньютона

$$f = -m x''.$$

С другой стороны из подобия треугольников (рис. 26)

$$f : mg = A_1B : l.$$

При малых углах отклонения маятника мы можем положить $A_1A = A_1B = x$ и тогда, сопоставляя обе формулы, получаем

$$x'' = -\frac{g}{l}x,$$

Рис. 26. Колебания маятника.

т. е., что ускорение пропорционально отклонению.

Из этого мы заключаем, что маятник будет совершать гармонические колебания. Кроме того, из теории гармонических колебаний (стр. 3, § 2) мы знаем, что коэффициент пропорциональности — $\frac{g}{l}$ при этом равен $-\left(\frac{2\pi}{T}\right)^2$, откуда видим, что

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

Это — известная формула маятника для малых отклонений. Время T есть период качания маятника, или время *полного* колебания, когда маятник совершает два размаха.

Секундный маятник часов имеет период в две секунды и имеет, следовательно, длину $l = \frac{g}{\pi^2}$, т. е. около одного метра. Из этих формул мы видим, между прочим, что период качаний математического маятника не зависит от его массы.

14. Физический маятник. В физическом маятнике имеется целая система колеблющихся точек на разных расстояниях от точки привеса. Однако для определения периода качания физического маятника мы можем применить тот же метод, который мы применили и для математического маятника, только рассматривать мы будем не отклонения x , а углы отклонения α .

Пусть O — точка привеса (рис. 27), A — центр тяжести, расстояние $OA = L$, α — угол отклонения от положения равновесия, M — масса всего маятника. Момент силы тяжести, приложенной в центре тяжести, будет

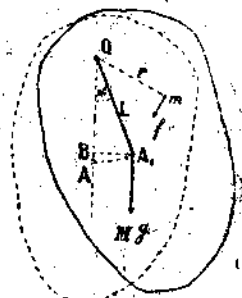


Рис. 27. Физический маятник.

¹⁾ Ускорение x'' взято со знаком минус, потому что оно направлено в сторону уменьшения дуги A_1A .

$Mg \cdot (BA_1) = Mg \cdot L \sin \alpha$, или, по малости угла; можем положить этот момент K равным $Mg \cdot La$.

С другой стороны, к каждой точке m маятника приложена сила $f = -mx''$ (знак минус потому, что ускорение x'' направлено в сторону уменьшения x), направленная перпендикулярно к радиусу r , проведенному к точке привеса; момент этой силы равен $-mx''r$, а момент сил, приложенных ко всем точкам, будет равен сумме подобных выражений, что мы обозначим через $-\Sigma(mx''r)$. Введя сюда на место ускорения x'' угловое ускорение a'' , при чем $x'' = a''r$, и, замечая, что как угол отклонения α , так и угловое ускорение a'' для всех точек маятника одно и то же, выносим a'' за знак суммы. После этого под знаком суммы остается выражение Σmr^2 , т. е. сумма произведений из массы каждой точки на квадрат ее расстояния до оси вращения; эта сумма называется моментом инерции тела вокруг оси O . Обозначив его через I , имеем

$$K = MgLa = -\Sigma(mx''r) = -\Sigma(ma''r^2) = -a''I.$$

Откуда

$$a'' = -\frac{MgL}{I}a.$$

Мы видим, что здесь опять ускорение (только на этот раз—угловое a'') пропорционально отклонению α . Следовательно, физический маятник будет совершать гармонические колебания с периодом:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{MgL}}.$$

Для математического маятника вся масса $M = m$ сосредоточена в одной точке на расстоянии $L = l$, при чем $I = ml^2$. Подставляя эти величины, получаем прежнюю формулу

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

Математический маятник есть частный случай маятника физического.

15. Крутильный маятник. На тонкой нити (рис. 28) OA повешено горизонтальное коромысло BC длиною l ; к концам коромысла приложена некоторая пара сил с моментом $K = fl$, которая поворачивает его в горизонтальной плоскости на некоторый угол α и таким образом закручивает нить OA . Величину α можно считать пропорциональной моменту сил K ¹⁾

$$\alpha = CK = Clf.$$

¹⁾ В теории упругости доказывается, что коэффициент пропорциональности

$$C = \frac{2}{\pi} \frac{L}{rg^3},$$

где L —длина нити, r —радиус ее поперечного сечения, и g —коэффициент, зависящий от материала.

После прекращения действия внешних сил упругость нити повернет коромысло в начальное положение и сообщит ему некоторое угловое ускорение α'' . Если момент инерции коромысла вокруг вертикальной оси вращения обозначить через I , то, как и в случае вертикального физического маятника,

$$K = -I\alpha''.$$

Подставляя это в предыдущую формулу, получаем

$$\alpha = -CI\alpha'',$$

откуда период качания коромысла

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

Рис. 28. Крутильный маятник.

16. Чувствительность прибора и его колебания. Кручением нити пользуются во многих физических приборах (крутильные весы, электрометры, гальванометры и т. п.) для измерения малых сил. Для того, чтобы малые силы f сообщали коромыслу более или менее значительное отклонение α , т. е. для того, чтобы прибор обладал чувствительностью, необходимо, чтобы величина C была возможно больше. Отсюда видим, что чем чувствительнее прибор, тем больше будет период его качаний.

Если период качаний прибора слишком велик (больше 10 секунд), то наблюдения становятся уже неудобными и, кроме того, при слишком продолжительных качаниях успевают измениться условия опыта, отчего может пострадать и точность самого измерения. Поэтому в чувствительных приборах стремятся уменьшить период колебаний. С этой целью прежде всего уменьшают, насколько возможно, момент инерции I и, главным образом, длину коромысла BC , которая входит в выражение момента инерции во второй степени, а затем уже, ради достижения чувствительности, стараются увеличить C . Увеличения C большею частью легко достигнуть; так, например, в крутильных весах для этого стоит только уменьшить толщину нити или увеличить ее длину.

Положим, что мы уменьшили длину коромысла вдвое; от этого чувствительность CI , конечно, уменьшится тоже вдвое, но за то момент инерции I уменьшается вчетверо; поэтому, сохраняя тот же период колебания T , мы можем увеличить C тоже в четыре раза; а в результате у нас чувствительность прибора увеличится вдвое.

Все эти соображения сохраняют свою силу и для обыкновенных весов; вот почему в последнее время стали делать весы с короткими коромыслами.

17. Энергия колебаний. Кинетическая энергия движущейся точки равняется половине произведения ее массы m на квадрат скорости x' . Применяя это к колеблющейся точке x (стр. 3), получаем

$$W_k = \frac{mx'^2}{2} = \frac{m}{2} A^2 \alpha^2 \sin^2 \alpha t.$$

Конечно, кинетическая энергия колеблющейся точки меняется со временем, но на основании принципа сохранения энергии мы можем написать, что сумма кинетической энергии W_k и потенциальной энергии W_p должна все время быть постоянна:

$$W_k + W_p = W.$$

Для положения равновесия (когда $x = 0$ и $at = 90^\circ$) потенциальная энергия W_p , очевидно, равна нулю и вся энергия движущейся точки — кинетическая. Но в это время $\sin at = 1$ и, следовательно, в этот момент

$$W_k = W = \frac{m}{2} A^2 a^2.$$

Для определения потенциальной энергии точки в некоторый другой момент времени t , для которого $\cos at$ не равно нулю, мы должны из W вычесть соответствующую данному t кинетическую энергию; получаем:

$$W_p = W - W_k = \frac{m}{2} A^2 a^2 \left[1 - \sin^2 at \right] = \frac{m}{2} A^2 a^2 \cos^2 at.$$

Итак мы видим, что и кинетическая энергия, и потенциальная, и полная энергии колеблющейся точки — все они пропорциональны квадрату амплитуды A .

18. Затухание колебаний. До сих пор мы рассматривали только колебания с постоянной амплитудой. В природе, однако, очень часто встречаются колебания, амплитуды которых меняются со временем. Так, например, если мы будем сообщать колеблющемуся маятнику толчки, то его размах будет увеличиваться; наоборот, от действия трения размахи маятника будут постепенно уменьшаться.

Это последнее явление называется *затуханием* колебаний.

Общая причина затухания колебаний, т.-е. уменьшение амплитуды со временем, есть — *потеря энергии* колеблющейся точкой, но мы можем разделить эти причины на две категории. Во-первых, потеря энергии может происходить от трения или вообще от превращения энергии колебания в теплоту или другие формы энергии. Во-вторых, точка может передавать колебания другим точкам, и колебания могут распространяться в окружающем пространстве, в виде волн. Первый случай мы будем называть вообще — *трением*, а второй — *лучеиспусканием*.

Так, например, деревянные дощечки (ксилофон) издают быстро затухающие звуки, потому что внутреннее трение в дереве значительно; наоборот, металлические дощечки дают звук более длительный.

Камертон обладает очень слабым трением и может очень долго колебаться. Если камертон повесить на ниточку, то звук его едва слышен; если же поставить его на ящик (резонаторный ящик), то звук делается громче. Это происходит от того, что в последнем случае колебания камертона передаются ящику, а от последнего, благодаря большей его площади, сильнее передаются воздуху, чем непосредственно от узких ножек камертона. Однако, вместе с усилением звука от ка-

мертона станет больше уходить энергии в окружающее его пространство, и он будет терять энергию *лучеиспусканием*; поэтому камертон, подвешенный в воздухе, будет звучать слабее, но дольше сохранять свои колебания, чем камертон, поставленный на ящик.

Опыт показывает, что уменьшение амплитуды колебания вследствие затухания большею частью пропорционально самой амплитуде; это значит, что амплитуды отдельных колебаний убывают в геометрической прогрессии. Обозначим через A начальную амплитуду, через e — основание Неперовых логарифмов, и пусть k — некоторый коэффициент затухания. Тогда амплитуду A_t в некоторый момент t можно выразить формулой

$$A_t = Ae^{-kt}.$$

В начале движения, когда $t=0$, амплитуда равнялась A , затем она стала убывать и при $t=\infty$ амплитуда $A_t=0$.

На рис. 29 показана кривая убывания амплитуды со временем. Чем больше k , тем сильнее затухание, тем круче

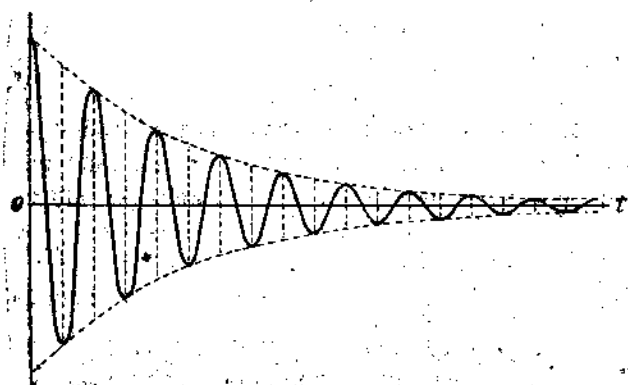


Рис. 29. Затухающие колебания.

спускается эта кривая. Колебания с затуханием будут, следовательно, выражаться формулой

$$x = Ae^{-kt} \cos \frac{2\pi}{T} t$$

и изображаться кривою с постепенно убывающими размахами.

Разность логарифмов амплитуд двух смежных колебаний

$$\lg(e^{-kt}) - \lg(e^{-k(t-T)}) = kT$$

называется *логарифмическим декрементом* колебаний, тогда как коэффициент k часто называют просто *декрементом*.

Всякое трение задерживает движение, а потому увеличивает период колебания T . Если трение очень велико, то тело уже не успевает сделать ни одного колебания и медленно возвращается в положение своего равновесия по кривой (рис. 29* пунктирная кривая).

$$x = Ae^{-kt}.$$

Такое движение носит название *апериодического движения*.

19. Свободные и принужденные колебания. Мы видели, что если известен закон действия внутренних сил на колеблющуюся точку и эти силы пропорциональны производным или отклонениям точки от ее

положения равновесия, то точка способна совершать гармонические колебания с *точно определенным периодом* колебания T . Внешние силы необходимы в таких случаях только для первоначального отклонения точки от положения равновесия или для сообщения точке некоторого толчка, вообще—для сообщения точке некоторой первоначальной потенциальной или кинетической энергии: дальнейшее колебательное движение точки уже происходит само собою без действия внешних сил. Такие колебания носят название *свободных колебаний*, и период T называется *собственным периодом* колеблющейся точки. Мы вывели выше и самые формулы для собственных периодов различных маятников.

Бывают однако случаи, когда внешняя сила не ограничивается одним первоначальным толчком, а периодически сообщает колеблющейся точке все новые и новые толчки; вследствие этого точка все сильнее раскачивается, амплитуды ее растут. Такие колебания, которые поддерживаются периодическою внешнею силою, называются *принужденными колебаниями*. Период принужденных колебаний уже не зависит от внутренних свойств колеблющейся точки, а только от периода внешней силы; этим принужденные колебания существенно отличаются от свободных колебаний.

Так, например, маятник определенной длины имеет определенный *собственный период свободных колебаний*, но, очевидно, мы можем раскачивать маятник внешнею периодическою силою с каким угодно периодом, т.-е. двигать маятник вправо и влево как медленным, так и быстрым темпом; при этом маятник будет совершать *принужденные колебания* с периодом, равным периоду внешней силы, и, конечно, этот последний период может быть отличен от собственного периода маятника.

20. Резонанс. Что касается амплитуды принужденных колебаний, то из примера раскачивания маятника отдельными толчками легко заключить, что наиболее сильные амплитуды мы получим тогда, когда эти толчки будут действовать в такт с собственными колебаниями маятника; в противном случае толчки будут направлены то по направлению движения маятника, то против него. Другими словами, *наибольших амплитуд качаний маятника мы достигнем тогда, когда период действующей силы будет равен собственному периоду колебаний маятника*. Это явление называется *резонансом*.

Слово *резонанс* означает *отзвук* и взято из акустики, где явление резонанса часто наблюдается на звуковых инструментах. Так, например, мы можем наблюдать явление резонанса на двух камертонах, настроенных в один тон. Если поставить их на недалеком расстоянии друг от друга и привести один из камертонов в колебание, то и другой начнет издавать звук вследствие резонанса. Если же камертоны расстроить немного, прилепив к одному из них кусочек воску, то второй камертон уже не придет в такое сильное колебание.

Мы знаем, что по отношению к колебаниям все тела могут быть разделены на две группы: 1) тела с малым затуханием колебаний (камертон) и 2) тела с большим затуханием (деревянная пластинка).

Понятно, что, чем меньше затухание колебаний данного тела, т. е. чем меньше оно отдает энергии окружающим телам, тем больше будет амплитуда тех колебаний, которые оно воспринимает при резонансе, и наоборот.

На чертеже 30 нарисованы кривые, изображающие зависимость амплитуды колебания A от периода действующей силы T , при разных коэффициентах трения r . Из чертежа видно, что наибольшая амплитуда достигается, когда период действующей силы равен собственному периоду колебаний (на рис. 30 $T_0 = \frac{1}{50}$ сек.) и, кроме того, чертеж показывает, что чем меньше трение, тем круче поднимаются кривые к наибольшей амплитуде, и, следовательно, тем яснее выражен резонанс.

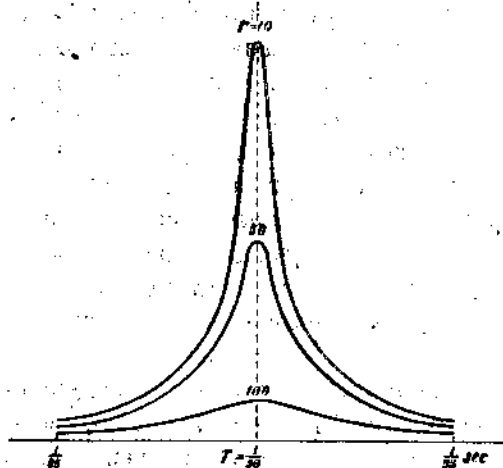


Рис. 30. Кривая резонанса.

их тонов значительно влияет на амплитуду колебания второго камертона. Наоборот, при большом трении, например, в деревянных резонаторных ящиках, или в деках музыкальных инструментов, такая точная настройка не имеет значения, ибо кривая резонанса, при большом трении, т. е. в системах с сильным затуханием, сравнительно пологая.

2. Волны.

21. Образование волн. В предыдущей главе мы изучали колебания одной точки. Теперь предположим, что дана целая система точек, связанных друг с другом каким-либо образом; в таком случае колебание одной из точек повлечет за собою колебание соседней с нею точки; от соседних точек колебание передастся следующим и т. д. Следствием такой постепенной передачи колебаний от одной точки к другой является образование волн.

Проследим несколько подробнее образование волн на каком-либо примере. Пусть, например, ZZ (рис. 31, а) представляет поверхность воды при равновесии, и пусть около точки O от каких-либо причин, например, от давления ветра, образовалось углубление. Такое углубление не может оставаться в равновесии, потому что соседние частички воды на вертикалях s и s_1 под действием тяжести произведут давление больше, чем в a , вследствие чего вода в a начнет подниматься, тогда как в s и s_1 она будет опускаться (рис. 31, б). Через некоторый промежуток времени точки a , s и s_1 будут почти на одном уровне, но они на нем не останутся, ибо приобрели уже некоторую скорость

и будут двигаться дальше вследствие инерции; при этом точки c и c_1 пойдут еще более книзу, а точка a будет продолжать двигаться вверх. Теперь давление около a будет уже больше давления в b и b_1 , и, следовательно, силы давления будут направлены теперь против движения, а само движение точек будет замедляться. Продолжая двигаться с замедлением, точка a дойдет, наконец, до поверхности ZZ (рис. 31, c), потеряет всю свою скорость и остановится, а точки c и c_1 образуют углубление по обе стороны a . Эти углубления будут, конечно, несколько меньше первоначального углубления.

На первый взгляд может показаться, что к этим двум вновь образовавшимся углублениям мы можем приложить те же рассуждения, что и в первоначальном углублении, и что поэтому по обе стороны каждого из этих углублений образуются новые углубления; однако это было бы не верно. Дело в том, что в первоначальном углублении в начальный момент все точки были в покое, — во вновь образовавшихся углублениях этого уже нет.

Так, например, точки b и b_1 движутся вверх, тогда как точки d и d_1 — вниз; только точки c и c_1 достигли теперь своего самого низкого положения и здесь на мгновение остановились. Поэтому при дальнейших рассуждениях нам необходимо принимать во внимание не только положение точек, но и их скорости. Точки b и b_1 (рис. 31, c) движутся вверх благодаря инерции, между тем как силы, на них действующие, направлены вниз (ведь эти силы стремятся заполнить углубление bcd); следовательно, силы здесь направлены против скорости движения точки b , и движение точки b будет замедляться так же, как в первоначальном углублении замедлялось движение точки a . Дойдя до уровня ZZ , точка b остановится совсем; напротив того, точки d и d_1 , у которых скорости и силы направлены одинаково вниз, опустятся еще ниже. Теперь (рис. 31, d) из двух углублений ace и ac_1e_1 у нас получились два новых углубления bd_1f и $b_1d_1f_1$, которые отстоят от исходной точки дальше, чем это было раньше. Применяя к этим новым углублениям предыдущее рассуждение еще раз, мы получим опять два новых углубления, но еще дальше отстоящих от точки O , и т. д. Из всех этих рассуждений мы видим, что первоначальное нарушение равновесия поверхности воды у точки O в виде углубления влечет за собой движение этого углубления по поверхности воды с сохранением его формы.

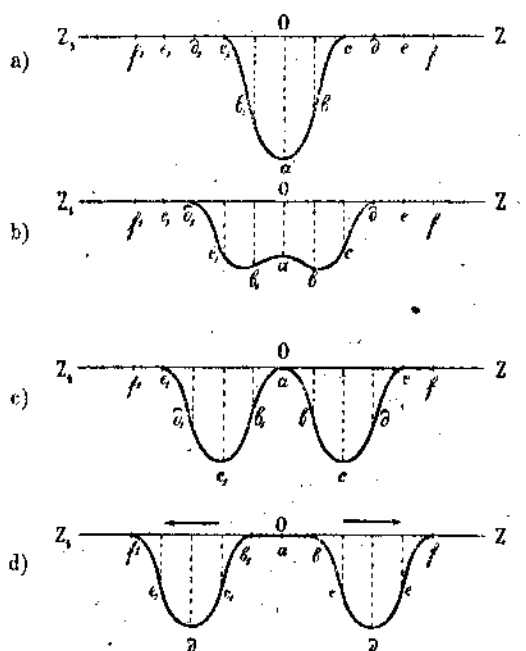


Рис. 31. Схема распространения волн.

Мы рассматривали здесь движения только по линиям OZ и OZ_1 , но на самом деле это движение будет, очевидно, происходить равномерно во все стороны, и мы увидим на поверхности воды расходящийся круг с центром в том месте, где было первоначально нарушено равновесие.

Если точка O совершает колебательные движения, то мы получим не только углубления, но и подъемы; кроме того, колеблющаяся точка даст целый ряд таких концентрических кругов, т.-е. круговые волны.

Правда, колебательное движение источника волн O несколько отличается от рассмотренного нами выше случая, и именно тем, что в первоначальном углублении *с* *а*с точки не будут в покое, но будут обладать также скоростями; тем не менее источник волн O даст нам новые волны во все стороны, тогда как каждая из волн будет причиною колебаний только тех волн, которые отстоят дальше от O , чем рассматриваемая волна. Действительно, колебательное движение в источнике отличается от колебательного движения в волне тем, что в нем колебания всех точек (рис. 31, а) *a*, *b* и *b*₁ в одной фазе, все они вместе идут вниз и вместе идут вверх; между тем как в каждой волне, произведенной этими колебаниями, фазы передней и задней части волны различны: когда точки *d* (рис. 31, с) идут вниз, точки *c* идут вверх. Таким образом, хотя форма волны и форма первоначального углубления или подъема у источника O одинаковы, но распределения скоростей в них разные. Этим и обуславливается распространение волн от O во все стороны, тогда как от *c* волны идут только в сторону больших радиусов, наружу по отношению к кругу, а не внутрь.

22. Поперечные и продольные волны. Необходимо делать строгое различие между движением волны и движением отдельных точек, ее составляющих. Так, например, в предыдущем случае, на поверхности воды, движение волны происходило по радиусам и притом это движение было поступательное, тогда как движение отдельных частиц воды совершалось вверх и вниз; это движение колебательное. Направление колебательного движения в выше разобранном случае мы предположили перпендикулярным ¹⁾ к направлению распространения волны; такие волны называются поперечными. Если направление колебаний совпадает с направлением распространения волн, то такие волны называются продольными.

Распространение волн по поверхности воды обуславливается, как мы видели, действием веса, т.-е. силы тяжести. В других случаях для распространения волн могут служить и другие силы, например, силы упругости. Силы упругости бывают двух родов, а именно: силы упругости, возникающие при изменении объема (сжатие, растяжение), и силы, возникающие при изменении формы (сдвиг, кручение). Первые из них бывают в твердых, жидких и газообразных телах, последние же только в твердых телах.

¹⁾ Но на самом деле частички воды будут иметь более сложное движение и отчасти будут двигаться вдоль движения волн, описывая более или менее сложные кривые линии.

Пусть ZZ_1 (рис. 32, а) какая-нибудь упругая среда. Если около O некоторую часть aa_1 этой среды подвергнуть сжатию, то возникнут силы упругости, направленные против этого сжатия, т. е. наружу. Часть aa_1 начнет расширяться и сжимать соседние части ab и a_1b_1 . Рассуждая совершенно так же, как и в случае углубления на поверхности воды, мы приходим к заключению, что первоначальное сжатие около точки O послужит началом двум сгущениям среды ab и a_1b_1 (рис. 32, б), которые будут расходиться в разные стороны по OZ и по OZ_1 . Очевидно, в этом случае движение частиц, образующих сгущение, будет происходить тоже по направлениям ZZ_1 , и, следовательно, волны будут *продольные*.

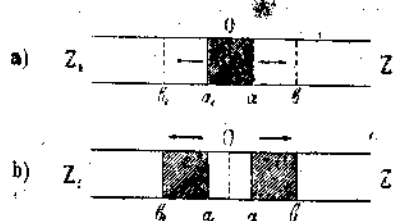


Рис. 32. Распространение продольных волн.

Но если бы, не сжимая части среды aa_1 , мы только сдвинули ее по направлению перпендикулярному к ZZ_1 , и если данная среда сопротивляется таким изменениям формы своими силами упругости, например, если среда ZZ —тело твердое, то сдвиг части aa_1 повлек бы за собою сдвиг соседних частей ab и a_1b_1 и т. д.; другими словами, от O в обе стороны опять пошла бы волна, подобно той волне, которую мы рассмотрели на поверхности воды. Так как сдвиг перпендикулярен к линии распространения ZZ_1 , то в данном случае мы имеем волны *поперечные*.

Очевидно, что в газах и в жидкостях волны, обусловленные силами упругости, могут быть только продольные, поэтому и звук может распространяться в газах и жидкостях только продольными волнами; в твердых же телах распространение звука может происходить как продольными, так и поперечными волнами.

23. Поляризованные волны. Обратим внимание еще на одно важное отличие продольных волн от поперечных.

В *продольных* волнах колебания происходят всегда по *прямым* линиям, а именно, вдоль линии распространения волн.

В *поперечных* же волнах колебания, будучи перпендикулярны к линии распространения ZZ_1 , могут происходить в плоскости XU (рис. 33),

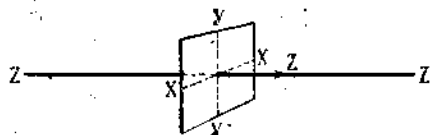


Рис. 33. Колебания в поперечных волнах.

а движение точек по плоскости может происходить и по *кривым* линиям. Впрочем, любое криволинейное движение в плоскости XU мы можем разложить на два прямолинейных движения по XX' и по YY' .

Тогда мы получим вместо одной—

две поперечных волны, с тем однако упрощением, что в каждой из них колебания происходят лишь по *прямым* линиям. В одной из этих волн колебания будут параллельны плоскости XZ , в другой—параллельны плоскости YZ . Такие поперечные волны, в которых колебания происходят по *прямым* линиям и, следовательно, в одной какой-либо плос-

жости, проходящей через направление распространения волн, называются *поляризованными волнами*.

Плоскость, перпендикулярная к плоскости колебания и проходящая через ZZ , называется *плоскостью поляризации*.

Так, например, если колебание волны, идущей по ZZ , происходит в вертикальной плоскости YZ , то плоскость поляризации горизонтальна — XZ , и наоборот, если колебания горизонтальны, то плоскость поляризации вертикальна.

Предположим, что нам дана какая-нибудь поперечная волна, распространяющаяся по ZZ ; колебания точек этой волны будут происходить в плоскостях, подобных XU , перпендикулярных к ZZ , и траектории этих точек могут быть весьма сложные и меняющиеся со временем кривые линии. — Такая волна будет *неполяризованная*.

Разложим колебания точек на два направления, параллельно XX и параллельно UY ; получим две *поляризованные волны*, и в каждой из этих волн колебания точек будут происходить по *прямым линиям неизменного направления*. Конечно, вообще говоря, полученные нами таким образом колебания могут быть и не гармоническими.

Однако, основываясь на теореме Фурье (стр. 8), мы можем разложить эти колебания на составляющие их гармонические колебания; тогда получим простейший тип поперечных волн, а именно: *поляризованных и гармонических*.

24. Формула проходящей волны. Назовем через x отклонение какой-либо точки среды от положения ее равновесия, причем под x будем подразумевать и продольные, и поперечные отклонения безраз-

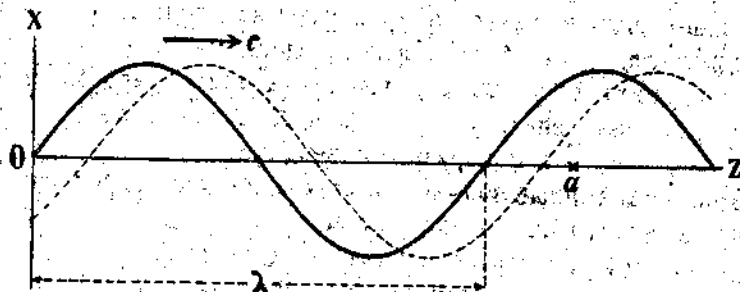


Рис. 34. Проходящая волна.

лично, но на чертеже ради ясности будем изображать x в виде поперечных колебаний, т. е. будем откладывать x перпендикулярно к линии распространения волн OZ (рис. 34).

Пусть точка O совершает гармонические колебания

$$x_0 = A \sin \frac{2\pi}{T} t$$

и пусть эти колебания целиком распространяются по линии OZ . Тогда какая-нибудь другая точка a , взятая на линии OZ , тоже будет совершать колебания и притом того же периода и той же амплитуды A . Но так как на прохождении волною пути $Oa = z$ требуется некоторое

время, то колебания точки a должны несколько запаздывать относительно колебаний точки O . Пусть это запаздывание произошло на t_1 секунд; тогда колебания точки a можно выразить формулой

$$x = A \sin \frac{2\pi}{T} (t - t_1).$$

Если скорость распространения волны c , то очевидно $t_1 = \frac{z}{c}$ и

$$x = A \sin \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{z}{c} \right).$$

Эта формула дает нам отклонение любой точки a линии OZ , и при том для любого момента времени t . Это и есть формула волны.

Если бы волны шли в противоположную сторону, то вместо c мы должны были бы поставить $-c$, и тогда получили бы формулу

$$x_1 = A \sin \frac{2\pi}{T} \left(t + \frac{z}{c} \right).$$

Если мы графически изобразим данную волну для какого-либо момента времени t , например, для $t = 0$, откладывая величины x перпендикулярно к OZ , то получим синусоиду (рис. 34 сплошная линия). Для какого-либо следующего момента t получим опять синусоиду, только сдвинутую по оси OZ вправо на некоторую длину tc . Вообще с течением времени синусоида, не меняя своей формы, будет равномерно двигаться со скоростью c по оси OZ . Такая волна называется *продолжающейся* волною.

25. Скорость распространения волн. Мы не можем здесь входить в подробности вычисления скорости распространения волн в какой-либо среде, а укажем лишь на следующее. Чем больше упругость E данной среды и чем меньше ее плотность D , тем быстрее передаются этой средой колебания, т. е. тем больше скорость распространения волн. Расчет показывает, что в общем случае эту скорость можно выразить формулой

$$c = \sqrt{\frac{E}{D}}.$$

Что здесь нужно подразумевать под E и D — а для различных случаев значение их будет различно — это мы укажем ниже, когда будем рассматривать частные случаи применения этой формулы.

К этому необходимо еще прибавить, что скорость распространения света в каком-нибудь теле отнюдь не обусловлена упругими свойствами этого тела или его плотностью, а зависит от свойств светового эфира внутри данного тела. Свойства же эфира в каком-нибудь теле далеко не всегда идут параллельно со свойствами самого тела. Это уже видно из того факта, что скорость распространения звука в воздухе меньше, чем в воде, между тем как скорость распространения света в воздухе больше, чем в воде.

26. Длина волны. Длиною волны называется расстояние λ , проходимое волною во время одного периода T .

Если скорость распространения волны c , то

$$\lambda = cT.$$

Отсюда видим, что при данной скорости распространения волны (которая зависит от свойств данной среды), длинные волны соответствуют большим периодам, т.-е. более медленным колебаниям, чем короткие. В звуке басовые тоны имеют большую длину волны, чем дискантовые, в свете—красный цвет имеет большую длину волны, чем голубой.

В звуке можно непосредственно измерить число колебаний; так, например, высота среднего человеческого голоса соответствует приблизительно 500 колебаний в секунду. Отсюда, при скорости звука в 340 м/сек, заключаем, что соответственная длина волны будет около 70 см.

Число световых колебаний в секунду мы непосредственно определить не можем, но зато можем измерить длину волн света; для красного цвета $\lambda = 0,8 \mu^1$, для фиолетового $\lambda = 0,3 \mu$. Зная скорость света в пустоте $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/сек, вычислим для красного и фиолетового света числа колебаний соответственно $4 \cdot 10^{16}$ и $1 \cdot 10^{18}$ в секунду.

Если мы имеем две среды с различными скоростями распространения, то при одинаковых периодах T длина волны в той среде будет больше, в которой скорость распространения больше. Так, например, скорость света в воздухе в полтора раза больше, чем в стекле, а потому световые волны данного периода, т.-е. данного цвета, имеют в воздухе в полтора раза большую длину, чем в стекле.

Пользуясь выражением для длины волны λ , можем написать уравнение волны так:

$$x = A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda} \right)$$

Легко видеть, что точки, отстоящие друг от друга на длину волны (рис. 34), имеют одинаковые фазы колебания (разнятся на 2π); для точек, отстоящих друг от друга на полволны, фазы противоположны (разность фаз равна π). Предлагаем читателю проверить это на формуле волны.

27. Интерференция волн. Если несколько волн идут по одному направлению и с одинаковою скоростью, то результирующую волну легко получить, накладывая одну синусоиду на другую совершенно так же, как это мы делали при сложении колебаний (стр. 7, 8). Если обе волны одинакового периода и амплитуды и всюду имеют колебания одинаковой фазы, то, очевидно, мы получим результирующую волну двойной амплитуды. Если же фазы везде противоположны (разность фаз 180° или π), то обе волны взаимно уничтожатся. Последний случай мы можем получить, если возьмем две одинаковых волны и сдвинем их друг относительно друга на полволны, ибо полволны как раз соответствует разности фаз в 180° (или π).

¹⁾ μ —микрон = 0.001 миллиметра.

Разберем теперь случай двух источников волн S_1 и S_2 (рис. 35) и определим, каково будет колебание различных точек пространства под действием волн обоих источников одновременно. Положим, что колебания в S_1 и S_2 одинакового периода, одинаковой амплитуды и фазы.

Прежде всего ясно, что на всей линии OA_0 , проходящей посредине между S_1 и S_2 и перпендикулярной к линии $S_1 S_2$, волны от обоих источников приходят одновременно, с одинаковыми фазами и амплитудами, а потому по линии AO_0 , колебания будут складываться и усиливать друг друга; следовательно, на линии OA колебания будут вдвое большей амплитуды, чем это было бы в случае одного источника S_1 или S_2 .

В какой-нибудь точке B_1 , недалеко от OA , мы можем считать амплитуды обеих волн тоже равными, но фазы их уже будут различны, ибо расстояния $S_1 B_1 = r_1$ и $S_2 B_1 = r_2$ не одинаковы. Если фазы их будут различаться на 180° , т. е. если величина $(r_1 - r_2)$ или разность ходов волн будет равна полуволне, то мы получим взаимное уничтожение колебаний. В точке A_1 для которой разность ходов равна длине волны (разность фаз слагаемых колебаний равна 360° или 2π), опять получится взаимное усиление колебаний, как и в точке A_0 , и т. д. Вообще мы можем сказать, что для тех точек, для которых разность хода волн $(r_1 - r_2)$ равна четному числу полуволн, там обе волны будут усиливать друг друга, а в тех точках, для которых разность хода волн равна нечетному числу полуволн, там мы будем наблюдать взаимное ослабление волн.

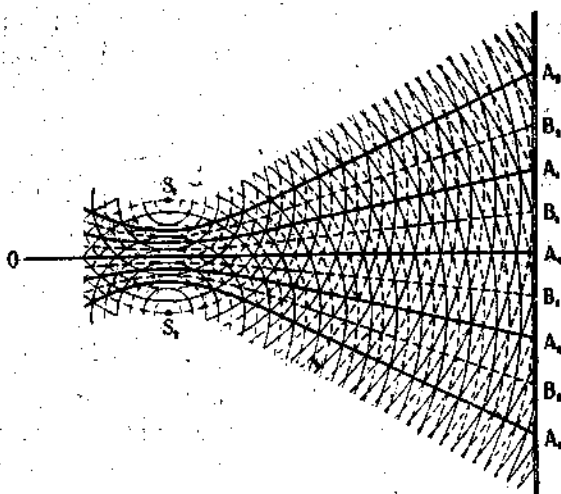


Рис. 35. Интерференция волн при двух источниках.

Если через n обозначить какое-либо целое число, то четное число обозначится через $2n$, а нечетное через $(2n + 1)$ и высказанное выше правило можно изобразить следующей формулой:

$$(r_1 - r_2) = \begin{cases} \frac{\lambda}{2} 2n & \dots \dots \dots \text{сложение колебаний.} \\ \frac{\lambda}{2} (2n + 1) & \dots \dots \dots \text{вычитание} \end{cases}$$

Для промежуточных точек, где разность хода будет выражаться не целым, а дробным числом полуволн, разность фаз слагаемых колебаний будет промежуточной между 0° и 180° и амплитуда результи-

рующего колебания тоже будет промежуточная между $(A_1 + A_2)$ и $(A_1 - A_2)$ (ср. стр. 7, рис. 9).

Если соединить все точки, для которых разности радиусов одинаковы и равны, например, C , то мы получим кривую линию, состоящую из двух ветвей, симметрично расположенных относительно линии OA_0 : одна ветвь соответствует $r_1 - r_2 = C$, а другая ветвь $r_2 - r_1 = -C$. Эти кривые называются *гиперболами*, а точки S_1 и S_2 — их фокусами. По обеим ветвям гиперболы B_1B_1 , мы получим отсутствие колебаний; наоборот, на гиперболах A_1A_1 , для которых $(r_2 - r_1)$ равно целой волне, колебания будут сильные. Мы можем, таким образом, нарисовать целый ряд гипербол, задаваясь определенною разностью $(r_1 - r_2)$. На рис. 35 сплошными линиями изображены гиперболы, где происходит сложение колебаний, а пунктирными линиями, — где происходит вычитание, т.е. ослабление колебаний.

Впрочем, необходимо добавить, что полное уничтожение колебаний можно наблюдать лишь вблизи линии OA_0 , где при противоположных фазах и амплитуды слагаемых колебаний одинаковы. В стороне же, дальше от линии OA_0 , вследствие большой разницы между r_2 и r_1 амплитуды сюда доходящих колебаний будут уже заметно не равны, и на отдаленных гиперболах мы будем наблюдать лишь ослабление, а не полное уничтожение колебаний.

Вышеописанное явление удобно наблюдать на поверхности ртути, в которую опущены ножки колеблющегося камертона. Эти ножки служат источниками волн, и вокруг них располагаются гиперболы интерференции.

Если S_1 и S_2 суть источники звуковых или световых волн, то волны будут распространяться уже не по поверхности, а в пространстве, и тогда вместо кривых линий «гипербол» мы получим целую систему поверхностей — «гиперболоидов вращений» с осью S_1S_2 и с фокусами в S_1 и S_2 .

Понятие об этих поверхностях мы можем получить, если представить себе рис. 35 вращающимся вокруг оси S_1S_2 ; тогда каждая гипербола будет описывать гиперболоид вращения, линия же OA_0 опишет плоскость. Если мы разрежем все эти гиперболоиды плоскостью $A_1A_1A_2$, перпендикулярной к чертежу 35, то в сечении получим ряд кривых линий (тоже гипербол) с прямою линиею A_0 посредине; если же мы разрежем гиперболоиды плоскостью, параллельною плоскости OA_0 , и, следовательно, перпендикулярною к линии S_1S_2 , то в сечении получим целый ряд кругов.

Оба этих последних случая можно реализовать с световыми волнами; тогда в S_1 и S_2 будут источники света, а упомянутые выше плоскости сечения будут экраны, на которых получаются светлые и темные полосы, т.е. явления *интерференции волн*. (см. ниже гл. IV).

28. Стоячие волны. В только что разобранном случае распространения волн, от двух источников S_1 и S_2 , по линии S_1S_2 волны идут друг против друга. Здесь образуется то, что называется *стоячей волной*. Понятие о стоячей волне можно получить, если сложить графически две синусовды в различных положениях друг относительно друга,

постепенно передвигая их в *противоположные* стороны. Это исполнено на рис. 36, а — г; здесь тонкие линии обозначают различные положения двух волн, идущих в противоположные стороны; толстая же линия представляет их сумму. В результате всех таких сложений мы получим точки (соединенные на рисунках пунктиром), для которых амплитуда постоянно остается равною нулю; эти точки называются *узлами*. С другой стороны, точки, находящиеся посередине между узлами, колеблются сильнее всего; они называются *пучностями*. Расстояния между узлами и расстояния между пучностями равны длине *полуволны*; тогда как от узла до пучности мы имеем *четверть волны* ¹⁾.

На рис. 37 изображены последовательные положения точек стоячей волны, 1, 2, 3, 4, 5. Сравнивая стоячую волну (рис. 37) с проходящей волной (рис 34, стр. 24), мы видим, что в проходящей волне амплитуды колебаний всех точек одинаковы, но фазы разные; в стоячей же волне амплитуды разные, но фазы в пределах каждой полуволны одинаковы, а в двух смежных полуволнах — противоположны. Все это видно также из соответствующих формул.

Стоячие волны можно наблюдать на поверхности воды вблизи стенок сосуда, где приходящая к стенкам волна и отраженная от стенки идут друг против друга.

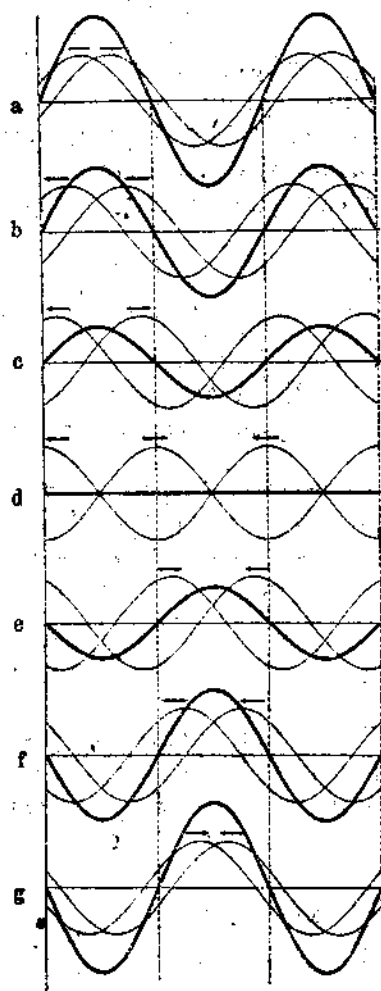


Рис. 36. Образование стоячих волн.

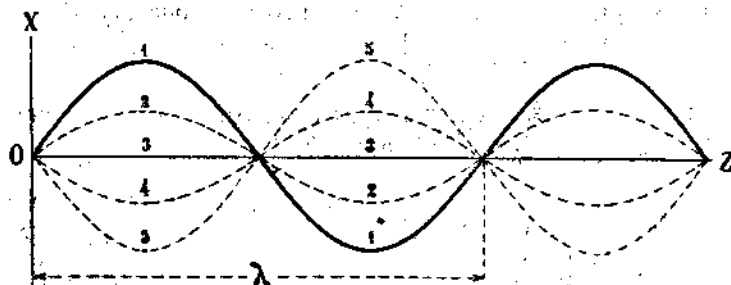


Рис. 37. Стоячая волна.

¹⁾ К тому же результату мы можем прийти аналитически, если сложим две формулы волн, идущих друг против друга, причем, если мы желаем в точке $z = 0$ получить узел, то необходимо складывать обе волны с противоположными фазами, а именно:

$$x = A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda} \right) - A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} + \frac{z}{\lambda} \right) = 2A \sin 2\pi \frac{z}{\lambda} \cdot \cos 2\pi \frac{t}{T}.$$

Полученная формула показывает, что все точки волны совершают гармонические

29. Энергия волн. Мы видели, что энергия колеблющейся точки равна

$$W = \frac{m}{2} A^2 a^2, \text{ где } a = \frac{2\pi}{T}.$$

Энергия волны, очевидно, представляет собою сумму энергий колебания тех точек, которые образуют данную волну.

Назовем массу одного кубического сантиметра той среды, где распространяются волны, через ρ (плотность среды), тогда энергия волны в одном cm^3 (плотность энергии) будет, очевидно,

$$W = \frac{\rho}{2} A^2 a^2 \frac{erg}{cm^3}.$$

Эта энергия движется вместе с волною.

30. Поток энергии. Определим количество энергии, проходящее ежесекундно сквозь площадку S (рис. 38), поставленную на пути волны.

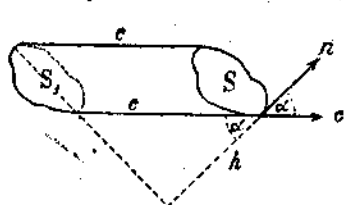


Рис. 38. Поток энергии.

Проведем для этого в контуре площадки S линии по направлению противоположному движению энергии; отложив на этих линиях величину c скорости движения энергии, мы получим вторую площадку S_1 , равную и параллельную S . Очевидно, что вся энергия, находящаяся в объеме цилиндра SS_1 , успеет в одну секунду пройти сквозь S .

Объем этого цилиндра будет равен площади основания S , умноженной на высоту $h = c \cdot \cos(\alpha) = c \cdot \cos(cn)$, где $\alpha = (cn)$ означает угол между направлением скорости c и направлением нормали n к площадке S . Итак, объем

$$V = c S \cos(cn),$$

а заключенная в нем энергия

$$N = W \cdot c S \cos(cn) = \left(\frac{\rho}{2} A^2 a^2 \right) \cdot c S \cos(cn).$$

Количество энергии N , проходящее сквозь площадку S ежесекундно, называется *потоком энергии*. Направление потока энергии называется *лучом*.

Поток энергии сквозь каждый квадратный сантиметр, поставленный нормально к лучу, будет очевидно

$$N_0 = W c.$$

колебания по закону $\cos \frac{2\pi}{T} t$, но что амплитуды этих колебаний в различных точках различны, ибо множитель при $\cos \frac{2\pi}{T} t$, который и представляет собою амплитуду колебаний, зависит от z . Для $z = 0, \lambda, 2\lambda$ и т. д. — амплитуда будет равна нулю — это будут узлы; для $z = \frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \frac{5\lambda}{2}$ и т. д. — амплитуда будет наибольшая и будет равна $2A$ — это будут пучности.

Будем называть эту величину *плотностью потока энергии*. От величины потока энергии, приходящегося на единицу поверхности, зависит то, что называется *силой звука* или *силой освещения*.

31. Круговые, сферические и плоские волны. На поверхности воды, как мы видели, волны распространяются кругами. Так как сквозь все эти волны идет одно и то же количество энергии, а именно той энергии, которая каждую секунду испускается источником, то, очевидно, плотность этой энергии по мере распространения волн должна убывать. Но окружности растут пропорционально радиусам, а потому плотность потока энергии будет убывать *обратно пропорционально расстоянию от источника*.

Когда волны распространяются в пространстве и притом с одинаковой скоростью во все стороны, то поверхность волны будет иметь сферическую форму. Но поверхность сферы растет пропорционально квадрату радиуса ($4\pi r^2$), а потому плотность потока энергии будет, в данном случае, убывать *обратно пропорционально квадрату расстояния от источника*.

По этому закону можно вычислять силу звука и силу освещения на данном расстоянии, когда эти величины известны для какого-либо другого расстояния. Положим, что нам дана плотность потока энергии N_1 на расстоянии 1 см. от источника волн; тогда на расстоянии r см. плотность потока энергии будет

$$N_2 = \frac{N_1}{r^2}.$$

Полное количество энергии, посылаемое источником каждую секунду, мы получим, если плотность потока помножим на всю поверхность шара $4\pi r^2$, сквозь которую эта энергия проходит

$$S = N_2 \cdot 4\pi r^2 = 4\pi N_1.$$

На больших расстояниях от источника поверхность сферической волны можно принять за плоскость. Так, например, сферические волны солнечного света у поверхности земли можно считать плоскими. В плоской волне все лучи параллельны и плотность потока энергии не зависит от расстояния.

Если данная среда имеет такие свойства, что скорость распространения волн по различным направлениям различна, то и волны, исходящие из какой-либо точки, не будут уже сферические, а более сложной формы. Такое явление наблюдается при распространении света в кристаллах. (См. главу о двойном преломлении света.)

32. Поглощение волн. Мы до сих пор предполагали, что распространение плоских волн в среде происходит с неизменной амплитудой A . Бывают однако случаи, когда среда превращает энергию идущей в ней волны в другие формы энергии, например, в теплоту. В таких случаях, по мере того как волна все глубже и глубже входит в данную среду, энергия ее все уменьшается, а вместе с тем и убывает амплитуда колебания. Закон уменьшения амплитуды волны, в зависимости от

пройденного ею пути в поглощающей среде, вполне аналогичен закону уменьшения амплитуды колебаний со временем (стр. 18), и формула волны в поглощающей среде имеет такой вид

$$x = Ae^{-\alpha z} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda} \right).$$

33. Отражение волн. Когда волна, распространяясь в какой-нибудь среде I, доходит до другой среды II, где условия распространения волн другие (например, — другая скорость распространения), то на границе двух сред соседние точки действуют друг на друга иными силами, чем соседние точки внутри среды; следствием этого на границе двух сред появляются новые силы, и, следовательно, граница эта будет служить новым источником волн.

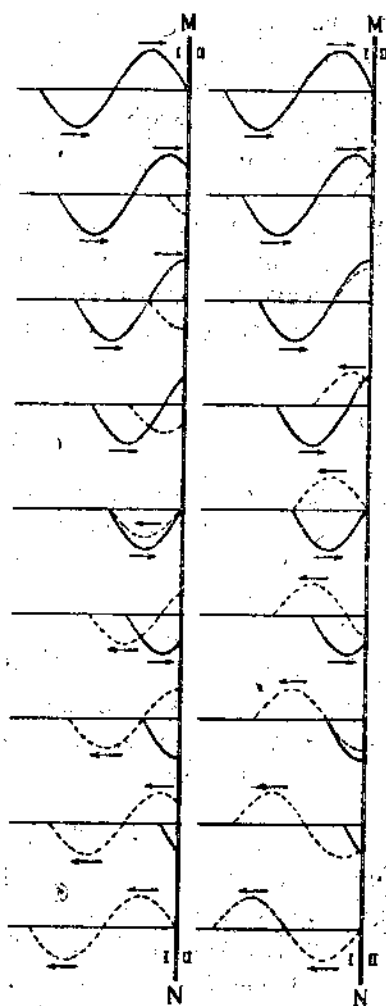


Рис. 39. Рис. 40.
Отражение волн.

Положим сперва, что вторая среда абсолютно неподвижна (рис. 39). Волна, идущая в I среде (падающая волна), дойдя до границы, начнет приводить пограничные точки II среды в движение; но вторая среда неподвижна, поэтому на границе появятся силы, уничтожающие это движение, т.-е. силы равные и противоположные силам падающей волны. От действия этих новых сил в первой среде возникает новое волнообразное движение, идущее в обратную сторону: это — так называемая *отраженная волна*. Постепенное образование отраженной волны изображено на рис. 39, из которого мы видим, что в случае падения волны на неподвижную вторую среду у нас получается отраженная волна с *противоположной* фазой. Действительно, падающая волна шла вперед своей повышенной частью (гребнем), тогда как отраженная волна идет вперед своей пониженной частью. Мы можем сказать, что при таком отражении получается *перемена знака* колебаний, или можно сказать, что происходит *потеря* (или *прибыль*) в полуволны.

Если II среда более подвижная, чем первая, например, если ее плотность меньше, то пограничные точки не только не будут противодействовать колебаниям падающей волны, а наоборот, еще сильнее отклонятся, чем точки, находящиеся внутри среды I; это означает, что от границы опять произойдет отражение (рис. 40), но теперь уже без *перемены знака* и без *потери* полуволны.

Мы рассмотрели сейчас только образование отраженной волны, но в действительности кроме нее будут также возникать волны и во второй среде, потому что абсолютную неподвижность нужно понимать лишь как крайний случай. Если волна частью проходит во вторую среду, то, конечно, отражение будет не полное и амплитуда отраженной волны будет меньше амплитуды падающей.

Для того, чтобы решить вопрос, по какому типу произойдет отражение волн на данной границе двух сред, достаточно знать скорости распространения волн в той и другой среде. Если c_1 больше c_2 , то отражение произойдет с переменной знака (рис. 39); наоборот, если c_1 меньше c_2 , отражение будет без перемены знака (рис. 40.)

Явление отражения волн можно наблюдать на длинной веревке. Если прикрепить один конец веревки к неподвижной стене и сообщить другому концу рукою резкое движение вверх, то эта положительная волна после отражения обратится в отрицательную, т.-е. отклонения ее точек будут направлены вниз. Если же прикрепить второй конец веревки к тонкой нити, то отраженная от тонкой нити волна будет того же знака, что и падающая.

34. Принцип Гейгенса. Пусть A (рис. 41) источник волн, и мы желали бы вычислить, каковы будут колебания в некоторой точке C , находящейся на некотором расстоянии AC от источника. Для подобных задач Гейгенс предложил пользоваться следующим принципом. Вместо того, чтобы принимать источник волн A и непосредственно вычислять колебания в C , мы можем, если желаем, считать за источник колебания любую промежуточную волну, например, волновую поверхность B ; каждая точка этой волновой поверхности B дает свою частичную шаровую волну, а интересующая нас волна у точки C будет представлять собой огибающую (касательную) поверхности всех этих частичных волн.

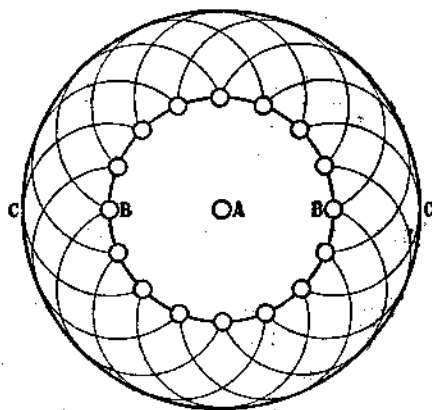


Рис. 41. Распространение волн.

Что каждая промежуточная волна действительно служит новым источником для дальнейших волн, это прямо видно из способа образования волн, который был нами описан на стр. 21. Однако из того же описания следует, что волна B тем отличается от настоящего источника, в роде A , что от B движение волн идет в одну сторону, а именно только по направлению BC , а не по направлению BA ; между тем как от настоящего источника A волны идут во все стороны ¹⁾.

¹⁾ Принципу Гейгенса мы можем даже еще обобщить в том отношении, что можем считать за новый источник волн вместо A не только поверхность волны B , но вообще любую поверхность, охватывающую A и проходящую между A и C , так как любая точка среды при своем колебании служит источником волн. Однако, если принята нами поверхность не есть поверхность волны, то фазы колебаний ее точек не будут уже одинаковы, и это, конечно, необходимо принять во внимание при вычислениях.

Применим принцип Гейгенса для вывода законов отражения и преломления волн.

35. Законы отражения. Пусть плоская волна ac (рис. 42), идущая в среде AB , встречает на своем пути непроницаемую плоскость MN ; спрашивается, каково будет колебание около этой плоскости. Волна ac , дойдя до плоскости MN , приведет частицы этой плоскости в колебания, и так как по ту сторону плоскости колебания не проходят, то все частицы a , b_1 , c_1 будут источниками новых волн, распространяющихся в среде AB . Однако, колебания частиц a , b_1 , c_1 будут происходить не одновременно, ибо раньше всего возбуждятся колебания в a , затем в b_1 и, наконец, в c_1 . Для того, чтобы возбудить колебания в c_1 , волна abc после возбуждения колебаний в a должна будет пройти еще расстояние cc_1 . За это время колебания точки a успеют распространиться в среде AB на окружность радиуса aa_2 , равного cc_1 ; в то же время волна от колеблющейся точки b_1 успеет распространиться по радиусу $(b_1b_2) = (cc_1) - (bb_1)$. Легко сообразить, что если мы по принципу Гейгенса проведем

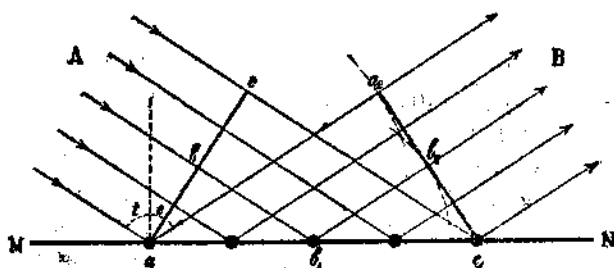


Рис. 42. Отражение волн.

общую касательную ко всем этим окружностям, то получим прямую линию $a_2b_2c_2$; эта прямая линия $a_2b_2c_2$ и будет новой отраженной волной. Легко видеть, что треугольник cas_1 будет равен треуголь-

нику a_2c_1a . Отсюда заключаем, что у плоскости MN под действием падающей плоской волны ac образуется новая плоская волна отраженная, при чем углы, образуемые плоскостями этих волн с плоскостью MN , одинаковы. Направление, в котором распространяются волны — в данном случае это направление перпендикулярное к плоскости волны — называется *лучом*. У нас Aa — падающий луч, а aB — отраженный луч. Мы видим, что, во-первых, оба эти луча находятся в одной плоскости с нормалью к плоскости раздела MN и, во-вторых, они образуют равные углы i и e с этой нормалью, т.-е. угол падения луча i равен углу отражения e .

Таким образом, пользуясь принципом Гейгенса, мы вывели оба основных закона отражения волн и лучей.

36. Законы преломления волн. Предположим теперь, что плоскость MN разделяет две среды, при чем волны способны распространяться как в той, так и в другой, но благодаря различным физическим свойствам этих двух сред пусть скорости распространения в них будут разные, а именно c_1 и c_2 . Под действием падающей плоской волны abc (рис. 43) частицы a , b_1 и c_1 плоскости MM придут в движение, и, согласно с принципом Гейгенса, мы можем их рассматривать как новые источники волн. Тогда в первой среде AB мы опять получим отраженную волну,

падающую по направлению aB и опять угол падения i будет равен углу отражения e . Во второй же среде скорость распространения иная, положим меньше, чем в первой; поэтому, в то время как падающая волна успеет пройти путь cc_1 , волна от точки a успеет во второй среде распространиться на меньший радиус ac_2 , причем отношение этих путей, (проходимых в одно и то же время) будет равно отношению скоростей:

$$\frac{(cc_1)}{(ac_2)} = \frac{c_1}{c_2}$$

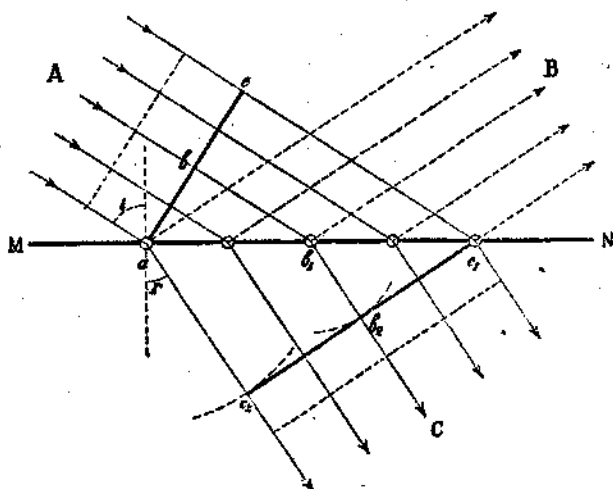


Рис. 43. Преломление волн.

Рассуждая, как и в случае отражения, мы получаем плоскость волн во второй среде ($c_1 b_2 c_2$) и направление луча (aC). Так как теперь, вследствие различия скоростей распространения в первой и второй среде, треугольники ($ac_2 c_1$) и (acc_1) уже не равны между собой, то и углы i и r тоже не равны друг другу, и, следовательно, луч Aa при входе во вторую среду должен будет преломиться. Из тех же треугольников легко вывести, что

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{(cc_1)}{(ac_2)} = \frac{c_1}{c_2} = v.$$

Это означает, что отношение синуса угла падения к синусу угла преломления получается одно и то же для любого угла падения и равно отношению скоростей распространения волн в первой и второй среде. Отношение это v называется коэффициентом (или показателем) преломления второй среды относительно первой.

Если какую-нибудь одну среду мы будем считать основной (например, воздух для звука или мировой эфир для света) и если даны две среды, для которых показатели преломления относительно этой основной среды известны

$$v_1 = \frac{c}{c_1} \text{ и } v_2 = \frac{c}{c_2},$$

то, очевидно,

$$v_{21} = \frac{v_2}{v_1} = \frac{c_1}{c_2},$$

т.-е. относительный показатель преломления любых двух сред равен отношению показателей преломления каждой из данных двух сред по отношению к основной среде.

37. Способ вычисления Френеля. Диффракция волн. До сих пор мы применяли принцип Гейгенса лишь к таким случаям, где как поверхность волны, так и отражающие и преломляющие поверхности не были ограничены. В случае ограниченных поверхностей вычисления освещения какой-либо точки C значительно осложняются. Для приближительного вычисления подобных случаев Френель предложил упрощенный способ, который мы изложим на следующем частном случае. Мы положим, что S (рис. 44) источник волн, а в стене MM сделано круглое отверстие AB , пропускающее волны; сама же стена волн не

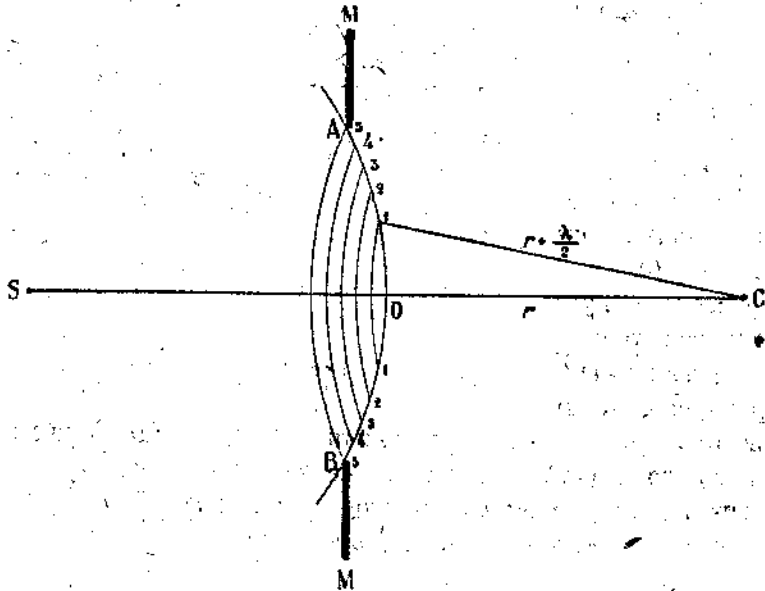


Рис. 44. Способ вычисления Френеля.

пропускает. Требуется определить колебания в точке C . Воспользуемся принципом Гейгенса и будем считать для среды MOC , находящейся за экраном MM за новый источник волн часть шаровой волны AOB в пределах отверстия AB . Отдельные точки этого нового источника волн AOB будут находиться от C на различных расстояниях, поэтому при суммировании действий этих точек на точку C необходимо принять во внимание разность хода соответствующих лучей. Френель предложил для этого следующий способ расчета. Проводим из точки C , как из центра, ряд шаровых поверхностей радиусами, отличающимися друг от друга на длину в пол-волны; эти шаровые поверхности вырежут из поверхности волны AOB ряд, так называемых, «зон», из которых первая зона круглая (сегмент шара), остальные же кольцеобразные. Колебания в точке C будут представлять собою сумму колебаний, возбуждаемых каждой из этих зон в отдельности, и так как расстояния двух смежных зон от точки C разнятся на пол-волны, то возбуждаемые ими колебания в C будут противоположны по знаку. Поэтому, обозначая действие каждой зоны на точку C через y, y_1 и т. д., мы можем написать для результирующего колебания в точке C выражение

$$y = y_1 - y_2 + y_3 - y_4 \dots$$

Чем дальше рассматриваемая зона от центральной зоны, тем больше ее расстояние от точки C и, кроме того, тем больший угол световидает радиус, проведенный в точку C , с нормалью к поверхности воды (т. е. с лучом из источника S); от обеих этих причин каждый последующий член написанного ряда будет меньше предыдущего. Отсюда следует, что истинное значение y будет меньше y_1 , но больше $(y_1 - y_2)$; в первом приближении ¹⁾ можно положить

$$y = \frac{y_1}{2}.$$

Это означает, что колебания в точке C происходят так, как будто на нее действует только половина центральной зоны; остальные же части шаровой волны посылают в точку C волны, взаимно уничтожающиеся и, следовательно, интерферирующие друг с другом. Кроме того, мы видим, что колебания в точке C не могут зависеть от величины отверстия AB и они будут такими же, как, если бы волны распространялись непосредственно от S к C . Конечно, это будет иметь место лишь до тех пор, пока края стены MM не закрывают центральной зоны O ; в последнем случае точка C совсем колебаться не будет.

Все это вместе взятое означает, что короткие волны распространяются по SO , т. е. прямолинейными лучами.

Чем больше длина волны, тем большее значение будут иметь те члены ряда, которыми мы только что пренебрегли. Поэтому при длинных волнах, если даже края стены закроют центральную зону, т. е. если край B поднять выше O , все же точка C будет колебаться под действием других зон — не центральной — и, следовательно, волны источника S будут идти в точку C не только прямолинейными лучами SO , но будут также обходить край стены в O по пути S_1C , S_2C и т. д. Это явление расхождения волн за границу отверстия называется *диффракцией*.

Диффракция тем больше, чем больше длина волны.

Звуковые волны имеют довольно значительную длину, доходящую до одного метра и более. Этим обстоятельством и объясняется, почему звук бывает ясно слышен, например, за углом дома, хотя источник этого звука и невидим. Напротив того, световые волны настолько малы (доли микрона), что для наблюдения диффракции света требуются особые условия, обыкновенно же (в первом приближении) можно считать, что свет распространяется прямолинейно.

38. Принцип Доплера. Выясним себе, какое влияние может иметь относительное движение источника волн и наблюдателя. Пусть в S находится источник волн определенного периода T или опреде-

¹⁾ Вышеуказанный ряд можно переписать так:

$$y = \frac{y_1}{2} + \left[\frac{y_1 - y_2}{2} - \frac{y_2 - y_3}{2} + \dots \right]$$

Выражения, поставленные в скобки, уменьшаются тем быстрее, чем меньше сами зоны, т. е. чем меньше длина волны λ .

ленного числа колебаний в секунду $n = \frac{1}{T}$, а в неподвижной точке А находится наблюдатель. Мимо наблюдателя будут проходить волны со скоростью c , и он может каждую секунду отсчитать число проходящих волн n , причем

$$n = \frac{c}{\lambda}$$

Если же сам наблюдатель будет двигаться со скоростью v_1 , приближаясь к источнику, то относительная скорость волн будет $c + v_1$ и он отсчитает в секунду число волн

$$n_1 = \frac{c + v_1}{\lambda}$$

Наоборот, при удалении наблюдателя от источника, он получит в секунду число колебаний

$$n_1 = \frac{c - v_1}{\lambda}$$

Мы можем подставить сюда вышеприведенное выражение для λ и, кроме того, соединить обе формулы в одну, написав

$$n_1 = \frac{c \pm v_1}{c} n$$

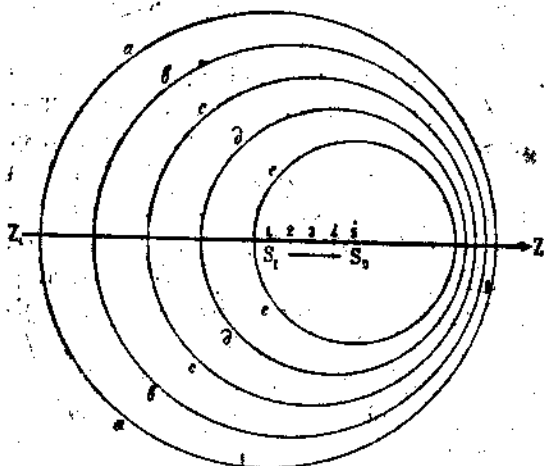


Рис. 45. Волны движущегося источника.

Это рассуждение носит название «принципа Доплера». Само же явление может быть легко наблюдаемо; например, когда мы подъезжаем на поезде к станции, то звуки станционного колокола или звуки свистка стоящего на станции паровоза кажутся нам выше, чем они есть на самом деле, $n_1 > n$; наоборот, при удалении со станции

эти звуки кажутся более низкого тона, $n_1 < n$.

Положим теперь, что сам источник волн движется со скоростью v_2 . Тогда волны, идущие перед ним, будут укорачиваться (рис. 45), ибо источник будет нагонять их и длина этих волн будет:

$$\lambda_1 = (c - v_2) T = (c - v_2) \frac{1}{n}$$

Наоборот, сзади себя источник будет оставлять более длинные волны, так как относительная скорость этих волн и источника будет $c + v_2$; следовательно, теперь

$$\lambda_2 = (c + v_2) \frac{1}{n}$$

Для неподвижного наблюдателя число колебаний будет казаться изменившимся, и он отсчитает число прошедших мимо него волн в секунду

$$n_2 = \frac{c}{c \mp v_2} n.$$

причем знак — нужно взять тогда, когда источник приближается к наблюдателю, а знак +, когда источник удаляется от наблюдателя.

Этим следствием из принципа Допплера пользуются при изучении движения звезд и вообще светящихся небесных тел. Когда звезда движется на наблюдателя, то испускаемые ею световые волны делаются короче и спектр звезды, наблюдаемый спектроскопом, передвигается к фиолетовому концу; при движении звезды от наблюдателя, волны делаются длиннее и спектр сдвигается к красному концу. Хотя эти изменения спектра и очень малы, тем не менее по степени сдвига можно при помощи вышеприведенной формулы определить скорость движения звезды (точнее — составляющую этой скорости по линии наблюдения).

Наконец, когда источник волн S и наблюдатель A движутся со скоростями v_2 и v_1 , то наблюдаемое в движущейся точке A число колебаний в секунду будет равно

$$n' = \frac{c \pm v_1}{c \mp v_2} n.$$

Когда обе скорости равны и одинаково направлены, то $n' = n$ и изменений звука или цвета не наблюдается; когда скорости S и A противоположны друг другу, то изменения в звуке или цвете наибольшие.

Для примера возьмем случай, когда по железной дороге на пути встречаются два поезда, едущих со скоростью 15 метров в секунду (около 50 верст в час), и положим, что пассажир, едущий на одном из поездов, слышит тон свистка другого поезда. Тогда, если скорость звука равна 340 метров в секунду, то

а) при сближении поездов тон *повышается* в отношении

$$\frac{n_1}{n} = \frac{340 + 15}{340 - 15} = 1,1;$$

б) при расхождении поездов тон *понижается* в отношении

$$\frac{n_2}{n} = \frac{340 - 15}{340 + 15} = \frac{1}{1,1}.$$

Таким образом, в момент прохождения поездов друг мимо друга тон свистка сразу меняется в отношении

$$\frac{n_1}{n_2} = 1,2,$$

т.е. понижается почти на терцию. Это явление очень заметно, и при этом не только в поездах, но даже и при меньших скоростях, например, при наблюдении за тоном звонка встречного трамвайного вагона.

ГЛАВА II.

Акустика.

1. Звуковые колебания и волны.

1. Звук. То, что мы ощущаем в виде звука, представляет собою колебательное движение, которое, исходя из звучащего предмета, распространяется в воздухе в виде волн и приводит в колебательное состояние барабанную перепонку нашего уха. От барабанной перепонки целым рядом маленьких рычажков колебания передаются внутреннему уху (улитке), где при посредстве нервов превращаются в ощущение слуха. Правильные периодические колебания мы ощущаем в виде звука, тогда как неправильные, прерывистые движения производят впечатление шума.

Звуки отличаются друг от друга *силой, высотой и тембром*.

Сила звука зависит от энергии колебаний и, следовательно, от квадрата их амплитуды (стр. 17). Однако сила звука, в смысле испытываемого нами ощущения не пропорциональна его энергии; она зависит от целого ряда физиологических факторов. Энергия звука в большей части случаев очень незначительна. По исследованиям Радея оказывается, что в этом отношении наше ухо очень чувствительно, ибо поток звуковой энергии в $4 \cdot 10^{-5}$ эрг в секунду на каждый квадратный сантиметр уже достаточен для того, чтобы данный звук был слышен; при этом амплитуда колебаний оказывается очень незначительной и равной всего около одной миллионной миллиметра.

Высота звука зависит от секундного числа колебаний, т.-е. от периода. Чем больше число колебаний (чем меньше период), тем звук выше, и наоборот, чем оно меньше, тем звук ниже. Мы можем слышать не всевозможные колебания, а только такие, число колебаний которых не менее 20 в секунду и не более 20.000 в секунду; впрочем, для некоторых людей эта последняя граница может доходить до 50.000 колебаний в секунду.

Оказывается, что достаточно всего двух колебаний низкого звука и десяти колебаний высокого звука, чтобы опытное ухо могло уже уловить высоту звука.

Тембр звука зависит от большей или меньшей сложности его колебаний. Дело в том, что звуки большей частью представляют со-

бою не простые гармонические колебания, а состоят из целого ряда гармонических колебаний, сложенных вместе.

Будем называть *тоном* такой звук, который содержит в себе только одно гармоническое колебание. Следовательно, тон будет вполне определяться *амплитудой* и *периодом* колебаний, т.-е. *силой* и *высотой*. К такому идеально простому звуку приближаются звуки, издаваемые камертоном. Другие же звуки, как, например, звуки рояля, скрипки, человеческого голоса и т. п., состоят из целого ряда тонов. Самый низкий из тонов, заключающихся в данном звуке, наиболее сильный, так называемый *основной тон*, определяет то, что мы называем *высотой* данного звука. Остальные же более высокие (*обертоны*) и вместе с тем более слабые тоны настолько сливаются в нашем ощущении с основным тоном, что производят впечатление одного цельного звука и придают ему только ту или иную окраску, или *тембр*.

Этим объясняется, почему звуки одинаковой высоты, взятые на рояле, на скрипке и спетые человеческим голосом, все же отличаются друг от друга тембром: их обертоны не одинаковы. Гельмгольц показал, что различие в гласных человеческой речи есть не что иное, как различие в тембре, и ему удалось, при помощи подобранных для этой цели камертонов, получить звуки *а*, *о*, *у* и т. д.

Итак, тембр звука зависит от числа обертонов, от относительной силы их и высоты. В музыкальных инструментах—струнах и трубах—числа колебаний обертонов большею частью представляют собою кратные числа колебаний основного тона; такие обертоны называются *гармоническими*, тогда как обертоны колеблющихся стержней, колоколов, пластинок и т. п., а также обертоны гласных человеческой речи—*негармонические*.

Замечательно, что тембр звука не зависит от относительной фазы обертонов. Между тем, мы знаем, что от фазы слагаемых колебаний зависит форма кривой данного сложного колебания (стр. 8, рис. 12 и 13). Отсюда заключаем, что наше ухо не воспринимает этой формы, а воспринимает все обертоны отдельно, хотя они сливаясь и дают общее впечатление цельного звука. Впрочем, при особом внимании, прислушавшись, можно слышать обертоны *отдельно* от других тонов данного звука.

2. Музыкальная шкала. В музыке при построении мелодии (последовательность звуков) и гармонии (одновременное сочетание звуков) не пользуются всевозможными соотношениями между колебаниями звуков, а только некоторыми, наиболее простыми. Каждому такому соотношению соответствует *музыкальный интервал*. Последовательности этих интервалов называется *гаммой* или *шкалой* (*scala*—лестница) звуков, при чем каждый звук носит название *ступени*. В нижеприведенной таблице приведены названия главнейших интервалов, соответствующее отношение чисел колебаний, а также итальянское и немецкое название нот, при чем начало интервалов начато с ноты *до* (*c*).

Ступень.	Название нот.		Отношение к основному тону.	Интервалы.	Отношение смежных тонов.	
1	do [*] (ut)	c	1:1	Унисон *	}	9:8 тон
2	re	d	9:8	Секунда		10:9 тон
3	mi	e	5:4	Терция *	}	16:15 полутон
4	fa	f	4:3	Кварта *		9:8 тон
5	sol	g	3:2	Квинта *	}	10:9 тон
6	la	a	5:3	Секста *		9:8 тон
7	si	h	15:8	Септима	}	16:15 полутон
8	do	c	2:1	Октава *		

Звуки с интервалом в октаву настолько родственны друг с другом с музыкальной точки зрения, что сопровождение целой мелодии звуками октавой выше, производит почти такое же впечатление, как унисон, да и сами названия звуков за пределами октавы опять те же, что вышеприведенные. Поэтому, интервал 3:1 (собственно—дуодецима) можно, повышая нижний тон на октаву, преобразовать в квинту 3:2, и оба эти интервала, дуодецима и квинта, с музыкальной точки зрения схожи друг с другом. Принимая это во внимание, легко видеть, что все вышенаписанные интервалы образованы из простейших соотношений 1:2:3:4:5.

Для интервалов, обозначенных значками *, этот закон образования явлен непосредственно; эти интервалы в то же самое время наиболее благозвучные (консонансы). Заметим кстати, что секста представляет собою терцию от кварты, потому что $(5:4) \cdot (4:3) = 5:3$. Что касается других менее благозвучных интервалов (диссонансы), то секунда представляет собою квинту от квинты (нона): $(3:2) \cdot (3:2) = 9:4$, у которой нижний тон повышен на октаву; септима же представляет собою терцию от квинты или квинту от терции (действительно $(5:4) \cdot (3:2) = 15:8$).

Впрочем, понятие о благозвучности только относительное, и по-

тому резкой границы между консонансами и диссонансами установить нельзя.

Если мы обратим внимание на соотношение между числами колебаний рядом стоящих звуков вышеприведенного ряда, то получим большие интервалы $\frac{9}{8}$ и $\frac{10}{9}$, которые называются *целыми тонами*, и меньше — $\frac{16}{15}$, которые называются *полутонами*.

Большие интервалы, или тоны, можно еще подразделить, повышая нижний звук или понижая высший звук на полутон, т.-е. на $\frac{1}{12}$. Повышение обозначается знаком $\sharp$ — диэз, понижение — знаком $\flat$ — бемоль.

3. Натуральная и темперированная гамма. Вышеприведенный ряд звуков называется *натуральной гаммой*. Однако для современных музыкальных целей эта гамма оказывается неудобною, потому что интервалы в ней не одинаковы. Между тем в музыке часто требуется иметь возможность строить одни и те же интервалы, начиная то с одной то с другой ступени гаммы (*модуляция*). Если это делать в той гамме, которая приведена выше, то мы будем получать все новые и новые звуки, которых в нашей натуральной гамме не имеется. Так, например, квинта от *ге* была бы $(3:2) \cdot (9:8) = 27:16$, — звук, не совпадающий с *ла* и составляющий с ним интервал $81:80$, этот интервал гораздо меньше полутона; точно также, если взять секунду от секунды, мы не получим терции и т. п. Таким образом, для возможности модуляции необходимо было бы иметь наготове огромное количество различных звуков, что, например, на рояле значительно осложнило бы и конструкцию и игру на этом инструменте. Для того, чтобы устранить это неудобство, в музыке принята так называемая *темперированная гамма*, в которой октава разделена на 12 *равных интервалов*. Соотношение между числами колебаний двух смежных звуков, т.-е. полутон, получается при этом в $\sqrt[12]{2} = 2^{\frac{1}{12}} = 1,0595$; тогда целый тон будет соответствовать отношению $2 = 1,122$. В октаве получается 6 целых тонов или 12 полутонов. Названия звуков темперированной оставлены те же, что в натуральной гамме, диэзы же и бемоли означают повышение или понижение на темперированный полутон.

Заметим, что наиболее благозвучные интервалы очень мало изменились при темперации, что, конечно, очень важно; в противном случае они из консонансов обратились бы в диссонансы. Унисон и октава, конечно, остались без изменения; кварта и квинта в темперированной гамме будут $2^{\frac{2}{12}} = 1,3348$ и $2^{\frac{3}{12}} = 1,4983$, тогда как в натуральной гамме они равны соответственно 1,3333 и 1,5000. Остальные интервалы изменились несколько больше; однако разница эта не настолько значительна, чтобы исказить благозвучие музыкальных произведений. Таким образом, благодаря темперации в каждой октаве, начатой с любого тона, получается определенное и притом небольшое число тонов, равно отстоящих друг от друга.

На рис. 46 изображены клавиши рояля в пределах одной октавы, с написанными на белых клавишах названиями нот; под клавишами

изображены эти ноты, как они пишутся для скрипки. Наверху изображены повышения (диззы) и понижения (бемоли) каждой ступени и



Рис. 46. Гамма на роле.

пунктиром показано, какой клавише соответствует полученный таким образом, звук.

За дальнейшими подробностями отсылаем читателя к учебникам музыки.

4. Абсолютное число колебаний музыкальных звуков. Так как установление музыкальных интервалов дает вполне определенное отношение между звуками, то необходимо лишь задаться числом колебаний одного какого-либо звука для того, чтобы все остальные звуки музыкальной гаммы определились по известным отношениям между ними. Международный конгресс в Вене 1885 года

установил для тона *la* второй струны скрипки 435 колебаний в секунду. Это *la* или a_1 пишется в нотной системе так: Приняв это *la* за исходное, мы получим *do* с $n = 258,65$ колебаниями в секунду. Однако в физике находят более удобным для *do* принимать число колебаний $n = 256$ ($= 2^8$), и тогда *la* будет иметь 426,67 колебаний в секунду. Очевидно, физический строй несколько ниже (приблизительно на четверть тона) музыкального. На рис. 48 указаны числа колебаний всех *do* рояля.

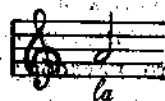


Рис. 47. Скрипичное *la*.

5. Исследование колебаний. Для определения числа колебаний какого-либо звучащего тела сравнивают их с колебаниями другого тела, период колебания которого известен. Если два сравниваемых звука не очень близки друг к другу, а образуют музыкальный интервал, например, октаву, квинту и т. п., который легко определяется непосредственно слухом, то, зная отношение чисел колебаний для данного интервала (для октавы 2:1, для квинты 3:2), легко вычислить число колебаний данного тела.

Когда оба сравниваемых звука мало отличаются друг от друга, то для сравнения их определяют число образуемых ими биений (стр. 7). Но не нужно забывать, что биения дают лишь разность чисел колебаний и не указывают, какое из колебаний выше и какое ниже; тогда этот вопрос можно решить следующим образом: Понизим немного звук



Рис. 48. Различные *do* рояля.

того тела, колебания которого нам известны; например, если это камертон, то прилепим к его ножке кусочек воску; от этого масса его увеличится и звук его понизится. Если при этом число биений уменьшится, то это будет означать, что сравниваемый с камертоном звук ниже чем звук камертона; наоборот, увеличение числа биений покажет, что пониженный звук камертона ушел дальше от исследуемого звука, и, следовательно, этот последний выше его. Еще точнее можно сравнить два близких колебания при помощи фигур Лиссажу (см. стр. 12).

Для исследования звуков можно воспользоваться и методом непосредственного черчения колебаний. Положим, что нам надо сравнить колебания двух камертонов. Придадим к концам их ножек по загнутой пластинке (на подобие пера, рис. 49), по возможности легкой; вблизи этих перьев поместим вращающийся цилиндр, кою ось вращения MM поставим параллельно колебаниям ножек, и, следовательно, движение поверхности его будет перпендикулярно к этим колебаниям. Если поверхность цилиндра покрыть, по возможности равномерно, копотью и слегка прижать к ней оба пера звучащих камертонов, то на поверхности цилиндра начертятся две волнообразные линии. Сосчитав число волн, зарисованных тем и другим камертоном в одно и то же время, и разделив одно число на другое, мы получим отношение между числами колебаний обоих камертонов.

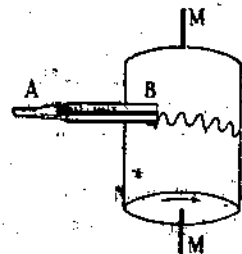


Рис. 49.

Если цилиндр приводить в равномерное вращение часовым механизмом и если скорость движения его известна, то можно определить число колебаний данного тела *абсолютно*, без помощи вспомогательного камертона. Положим, что цилиндр делает N оборотов в секунду и на полном его обороте начерчено m волн. Очевидно, что число колебаний исследуемого тела будет Nm .

Впрочем, вместо черчения пером по законченной поверхности, можно воспользоваться лучом света и фотографией. Для этого прикрепляют к звучащему телу зеркальце (рис. 22, стр. 12) и заставляют луч, отразившись от зеркальца, падать на вращающийся цилиндр (рис. 22, В.), покрытый светочувствительной пленкой. При этом, конечно, поступательное движение пленки должно быть перпендикулярно к колебательному движению зеркальца и луча.

Наконец, можно оставить звучащее тело совсем свободным, а направить его звуки при посредстве рупора на тонкую пробковую или слюдяную пластинку (как диафрагма в фонографе), и к этой пластинке прикрепить зеркальце (приборы Фрелиха, Лебедева, Мартенса). Для того, чтобы собственные колебания пластинки, прибавляясь к колебаниям, полученным ею от звучащего тела, не искажали формы последних, необходимо делать пластинку из материала с большим трением (пробка), благодаря которому собственные колебания быстро затухают, или придать пластинке такие размеры, чтобы она оставаясь достаточно чувстви-

тельной, имела собственный период по возможности меньше и притом дальше от исследуемого.

Как графический способ исследования колебаний, так и фотографический, дают не только число колебаний, но и самую форму колебаний.

6. Анализ звуков. Для разложения колебаний данной формы на составляющие его гармонические колебания необходимо прибегнуть к теореме Фурье (стр. 8). Совершенно иным путем достиг той же цели Гельмгольц; он воспользовался при анализе звуков принципом резонанса. Резонатор Гельмгольца представляет собою полый шар (рис. 50) из

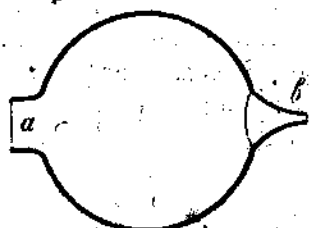


Рис. 50. Резонатор Гельмгольца.

стекла или латуни; в шаре сделано отверстие *a*, через которое наружные колебания воздуха передаются внутрь шара, и узкое отверстие *b*, которое вставляется в ухо. Благодаря резонансу, внутренняя полость шара приходит сильнее всего в колебание от тех тонов, которых период колебания равен собственному периоду колебания объема воздуха, заключенного в резонаторе; этот тон будет слышен очень громко, тогда как тоны других периодов

будут едва слышны. Подобные резонаторы можно делать и другой формы, но шаровидные резонаторы Гельмгольца обладают особенно резким резонансом. Изготовив целую серию таких резонаторов различной величины и следовательно, различного собственного тона, Гельмгольц при анализе какого-либо звука прикладывал резонаторы поочередно к уху и по степени резонирования определял, какие обертоны заключались в исследуемом звуке.

7. Скорость звука. Скорость распространения звука можно определить непосредственно опытом или вычислять по формуле, приведенной на стр. 25. В результате вычислений получается следующее.

Для *твердых* тел получаются две скорости распространения, а именно, — одна для продольных и другая — для поперечных волн, потому что упругость твердого тела при изменении его объема (продольная), и упругость при изменении формы (поперечная) бывают, вообще говоря, различны. Так как первая всегда больше последней, то и скорость продольных волн в твердых телах всегда больше скорости поперечных волн. К этому необходимо еще добавить, что общую формулу скорости распространения звука можно применять непосредственно только к твердым телам неограниченных размеров (скорость в среде данного материала). Что же касается до тел ограниченных, как, например, струн, стержней, пластинок и т. д., то скорость распространения в этих случаях зависит еще от степени натяжения, от направления колебаний и других причин; поэтому, хотя наша формула годна и для этих случаев, но значение величины *E* будет другое.

Внутри *жидкостей* и *газов* поперечных волн, обусловленных упругими силами; быть не может, могут быть лишь поперечные волны, обусловленные силами тяжести; подобные волны мы видим, например, на поверхности воды, а также на границе двух газовых слоев различ-

ной плотности (в атмосфере эти волны обозначаются слоистыми облаками). Кроме того, на поверхности воды могут быть поперечные волны, обусловленные капиллярными силами.

Вычислим скорость звука в воде. Упругость воды очень велика: под давлением одной атмосферы, т. е. около миллиона дин^2 на квадратный сантиметр, вода сжимается только на 0,000048 часть своего первоначального объема. Таким образом, упругость воды нужно считать

$$E = \frac{10^6}{48 \cdot 10^{-6}} = \frac{10^{12} \text{ dyn}}{48 \text{ cm}^2},$$

а плотность ее можно принять за единицу. Тогда скорость звука будет

$$c = \sqrt{\frac{E}{D}} = 1,453 \cdot 10^5 \frac{\text{cm}}{\text{sec}} = 1453 \frac{\text{m}}{\text{sec}}.$$

Непосредственные измерения скорости звука, произведенные Колладоном и Штурмом в воде Женевского озера (1827 г.), дали величину $1435 \frac{\text{m}}{\text{sec}}$, что довольно близко подходит к теоретической величине.

Для газов, как известно, упругость равна давлению. Однако, если мы возьмем давление, например, в одну атмосферу и соответствующую плотность воздуха 0,001293, и подставим эти величины в формулу скорости, то получим

$$c = \sqrt{\frac{10^6}{0,001293}} = 27993 \frac{\text{cm}}{\text{sec}},$$

между тем опыт показывает, что $c = 330 \frac{\text{m}}{\text{sec}}$. Но дело в том, что упругость газа, как это объяснил Лаплас, равна его давлению только при неизменной температуре (изотермическое сжатие); на самом же деле при распространении звука, воздух в местах сжатия нагревается, а потому его давление здесь еще более увеличивается, в местах же расширения, наоборот, получается охлаждение и, следовательно, еще большее понижение давления: расширение и сжатие происходят так быстро, что температура при плохой теплопроводности воздуха не успевает выравниваться (адиабатическое сжатие). Поэтому при расчете скорости распространения звука упругость воздуха, т. е. сопротивление его сжатию и расширению, нужно считать больше, чем его давление, и притом, как это показал Лаплас, большею в $k = 1,4053$ раза²⁾. Приняв это во внимание, мы получаем скорость звука в воздухе в $331 \frac{\text{m}}{\text{sec}}$, т. е. очень близкую к наблюдаемой.

При определении скорости звука непосредственно из опыта обык-

¹⁾ $1 \text{ Atm} = 1,0333 \frac{\text{kg}}{\text{cm}^2} = 1,014 \cdot 10^6 \frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2}$.

²⁾ $k = \frac{C_p}{C_v}$ есть отношение теплоемкостей газа при постоянном давлении и постоянном объеме.

повенно пользуются следующим способом (Колладон и Штурм, Реньо). В каком-либо месте устанавливается прибор, одновременно дающий и звуковой, и световой сигналы (напр., пушка), или звуковой и электрический сигналы, и на некоторой, более или менее значительном, расстоянии эти сигналы наблюдаются или непосредственно (глазом и ухом), или при помощи автоматически записывающих (регистрирующих) приборов. Так как скорость распространения света или электричества ($3 \cdot 10^{10} \frac{cm}{sec}$) можно считать бесконечно большою в сравнении со скоростью распространения звука, то разность времен прибытия обоих сигналов на место наблюдения можно считать за время распространения звука. Расстояние между местами отправления и наблюдения звука можно точно измерить, разделяя это расстояние на время прохождения звука, мы получаем и скорость последнего.

Скорость звука в сухом воздухе при температуре 0° и атмосферном давлении определилась в $331 \frac{m}{sec}$. Для средней же температуры и средней влажности эту скорость надо считать в $340 \frac{m}{sec}$.

Опыт показал, что скорость звука не зависит от числа колебаний и, следовательно, не зависит от длины волны звука; но для очень коротких волн, длиною в несколько миллиметров, которые нашим ухом уже не воспринимаются, замечается поглощение их в воздухе. Для очень коротких звуковых импульсов (взрыв) и на близких расстояниях от источника скорость звука бывает значительно больше вышеуказанной.

8. Метод Кундта. Для сравнения скоростей распространения звука в различных газах Кундт предложил следующий способ. В горизонтальную стеклянную трубку AB (рис. 51) диаметром около 5 см. на-

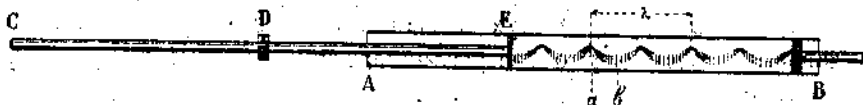


Рис. 51. Опыт Кундта.

сыпается какой-либо легкий порошок, например, лицеводий или хорошо просушенная пробковая пыль, и по возможности равномерно распределяется по всей длине трубки. С одного конца трубка закрывается пробкой B ; с другого конца в нее вставляется стержень CDE с надетым на нем картонным кружком E . Стержень зажимают посредине неподвижно (струбциной D), оставив оба его конца свободными. Затем приводят стержень в продольные колебания, проведя по нем (от D к C) влажным сукном, если этот стержень из стекла, и сукном, натертым канифолью, для стержней из другого материала; при этом получается довольно сильный высокий звук. Звуковая волна, исходящая от E , распространяется вдоль трубки по AB и, отражаясь от закрытого конца B , идет обратно, образуя между A и B стоячие волны. Вследствие движения воздуха в этой стоячей волне, пробковая пыль в пучностях b

разбрасывается, а в узлах a собирается более плотными комками. Если поворачивать немного трубку AB в то время, как стержень издает звук, то сброшенная движением воздуха в пучностях пробовая пыль ложится немного в стороне от комков, вследствие чего пыль образует фигуры в роде гирлянд (рис. 51). Когда, таким образом, узлы по возможности резко обозначатся, измеряют расстояние между ними при помощи масштаба; расстояние это, как мы уже знаем (стр. 29), равно половине длины волны данного звука. Затем производят тот же опыт, наполнив трубку AB каким-нибудь другим газом, оставляя стержень CDE , а следовательно, и период производимого им звука неизменным, и опять измеряют длину волны. Так как между длиной волны λ , скоростью распространения c и периодом T существует соотношение

$$\lambda = cT,$$

то, очевидно, при одинаковых периодах, скорости распространения звука в воздухе и в другом исследованном газе будут относиться, как измеренные в трубке длины волн. Если скорость распространения звука в одном из исследуемых газов (например, в воздухе) известна, то для остальных она определится по полученному таким образом отношению между скоростями.

Тем же методом Кундта можно сравнить скорость распространения звука в воздухе со скоростью распространения продольных волн в том материале, из которого сделан стержень CDE . Действительно, колеблющаяся стержня представляют собою тоже стоячие волны с узлом в зажатом месте D и с пучностями на свободных концах. Таким образом, длина стержня CE при этих условиях будет тоже равна длине полу волны даваемого им звука с периодом T . Разделив длину стержня на расстояние между узлами фигур Кундта, полученными при помощи того же стержня, мы получим искомое отношение скоростей распространения. Из подобных опытов оказалось, что скорость продольных волн в стекле и в стали почти одинакова и притом в 17 раз больше, чем скорость звука в воздухе.

9. Интерференция волн. Взаимное уничтожение двух звуков можно наблюдать на следующем приборе Квинке. Две коротких трубки A и C соединены друг с другом двумя коленами ABC и ADC . Каждое из этих колен сделано из нескольких вставленных друг в друга труб так, что колено можно удлинять, выдвигая трубы, как показано на рис. 52. Если у A держать звучащий камертон, то звуковая волна его, войдя в A , разветвится и пойдет одновременно двумя путями по ABC и по ADC ; в точке C обе волны опять соединятся, и мы услышим здесь звук камертона. Если теперь выдвинуть одно колено так, чтобы пути ABC и ADC стали разной длины, то одна волна отстанет от другой

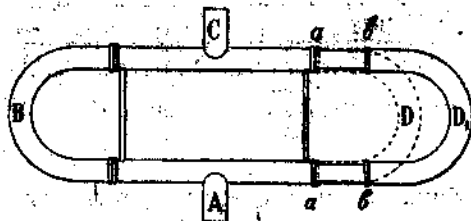


Рис. 52. Прибор Квинке.

и они придут в точку C с разными фазами. Если разность между путями ABC и AD, C будет равна полуволне данного звука в воздухе, т.-е. если выдвинутая длина ab будет равна четверти волны, то фазы обеих волн в точке C будут противоположны, волны здесь взаимно уничтожатся, и звука в C не будет слышно. Если сделать разность длин путей ABC и AD, C еще больше и довести эту разность до целой волны (тогда ab будет равна полуволне), то в C мы, опять услышим звук камертона с прежней силой. Вообще при разности ходов обеих волн в нечетное число полуволн получим погашение звука, при четном числе полуволн—усиление.

2. Звуки музыкальных инструментов.

10. Звуковые трубы. Во всех трубах, употребляемых для получения звука, образуются тоже стоячие волны; высота издаваемого ими звука будет зависеть от длины трубы. Трубы бывают *открытые с обоих концов* (флейта) и *открытые лишь с одного конца*, тогда как другой конец их закрыт (резонаторный ящик камертона). Очевидно, что условия образования стоячих волн в трубах будут следующие: на закрытом конце воздух двигаться не может, поэтому тут всегда должен образоваться *узел*, наоборот, у открытого конца—должна быть *пучность*.

Из этого условия вытекает, что в трубе данной длины могут, вообще говоря, образоваться стоячие волны весьма различной длины волны и, следовательно, весьма различного периода, так что одна и та же труба может давать звуки различной высоты. Самый низкий из этих звуков называется *основным тоном*, остальные звуки — *обертонами*.

Так как расстояние между узлом и пучностью всегда равно четверти волны, то легко видеть, что в открытой трубе (рис. 53), где у

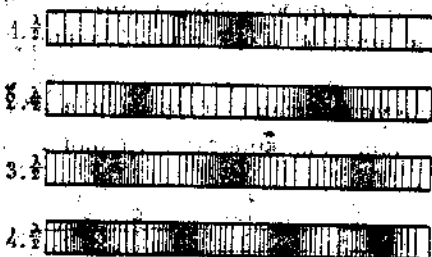


Рис. 53. Колебания в трубе, открытой с обоих концов.

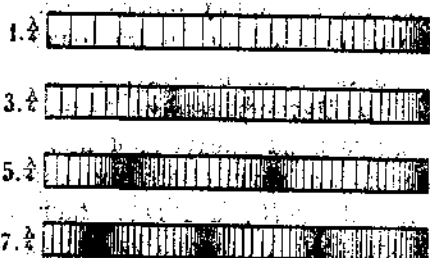


Рис. 54. Колебания в трубе, открытой с одного конца.

обоих концов имеются пучности, всегда будет укладываться четное число четвертей волны, тогда как в закрытой трубе (рис. 54), которая начинается с пучности и кончается узлом, это число будет нечетное. Соответственно с этим для открытой трубы числа колебаний основного тона и обертонов будут относиться как (см. рис. 55)

$$\begin{array}{cccccccccc}
 1 & : & 2 & : & 3 & : & 4 & : & 5 & : & 6 & : & 7 & : & 8 & : & 9 \\
 c & & c_1 & & c_2 & & c_3 & & c_4 & & c_5 & & c_6 & & c_7 & & c_8
 \end{array}$$

Что же касается до трубы, закрытой с одного конца, то здесь получим звуки с отношением чисел колебания:

$$1 : 3 : 5 : 7 : 9$$

$$c \quad g_1 \quad e_2 \quad b_2 \quad d_3$$

Здесь четных обертонов уже не будет.

Так как от обертонов зависит тембр звука, то, очевидно, тембр открытых и закрытых труб будет разный.

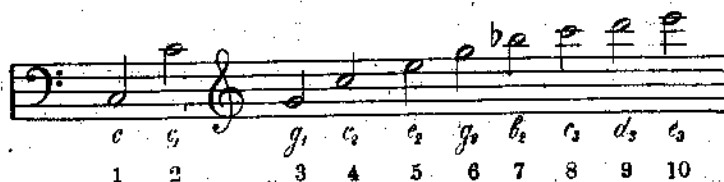


Рис. 55. Гармонические обертоны.

Впрочем, тембр зависит не только от высоты обертонов, но еще от относительной силы их, а это обстоятельство зависит от способа, которым звук производится и поддерживается в данной трубе. У некоторых труб (рис. 56, а) звук производится вдуванием воздуха в узкую щель (свисток, кларнет, флейта), при чем струя воздуха разбивается об острый конец поставленного против щели ножа С. Струя воздуха возбуждает в трубе различные колебания; но только те из них усиливаются трубой, которые соответствуют вышеприведенным условиям. Другой тип труб (рис. 56, б) снабжен более широкою щелью, которую закрывает упругая пластинка с или язычок (язычковые трубы, гобой, фagот). При вдувании воздуха язычок приходит сам в колебания и, открывая более или менее щель, посылает в трубу периодический ток воздуха и, таким образом, производит звук. В этом случае длина трубы должна быть в соответствии с язычком. Наконец, в некоторых трубах звук производится колебаниями губ играющего на трубе музыканта; этот способ применяется в различных медных трубах (корнет, водоторна, тромбон) военного оркестра.

К этому же типу принадлежит и так называемая «химическая гармоника», т. е. стеклянная трубка (рис. 56, с), в которой помещено небольшое газовое пламя С; движение нагретого воздуха вверх по трубе вместе с колебаниями пламени поддерживает звук, издаваемый трубою BD, концы которой открыты.

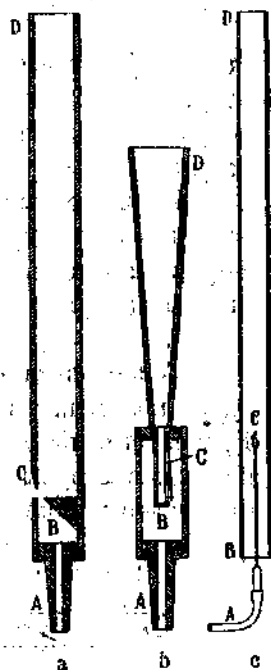


Рис. 56. Различные типы труб.

11. Колебание струн. Под струнами мы подразумеваем такие твердые тела, поперечные размеры которых ничтожны в сравнении с

продольными; поэтому в первом приближении сопротивлением струны изгибу или скручиванию обыкновенно можно пренебречь. В струнах, точно так же как и в трубах, образуются стоячие волны, а так как концы струны по необходимости должны быть закреплены, то они будут всегда играть роль узлов. Отсюда заключаем, что в струне могут

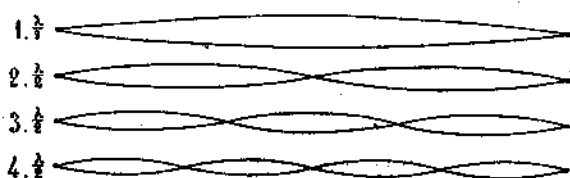


Рис. 57. Колебания струны.

образоваться и поддерживаться только такие колебания, которые дают на длине струны целое число полуволи (рис. 57). Следовательно, струна (подобно открытой трубе) издает ряд тонов с числами

колебаний, относящимися друг к другу как 1 : 2 : 3 и т. д.

В струнах могут иметь место как продольные волны, так и поперечные. Скорость распространения продольных волн не зависит ни от размеров, ни от натяжения струны, и может быть определена по общей формуле:

$$c = \sqrt{\frac{E}{D}}$$

где E —упругость, а D —плотность струны; что же касается поперечных волн, то для этих последних теория показывает, что под E мы должны подразумевать силу натяжения, а под D —массу одного сантиметра струны.

Из всего вышесказанного легко видеть, что число колебаний основного тона струны будет обратно пропорционально длине струны, обратно пропорционально квадратному корню из массы одного сантиметра струны и прямо пропорционально квадратному корню из силы натяжения.

Тембр звука струны также зависит от способа производства звука (удар молоточка в фортепианах, трение смычка при игре на скрипке). Кроме того, тембр зависит от места, где возникает волна. При ударе посредине струны усиливаются основной звук, тогда как, октава почти отсутствует; напротив, при ударе на одной четверти усиливается октава.

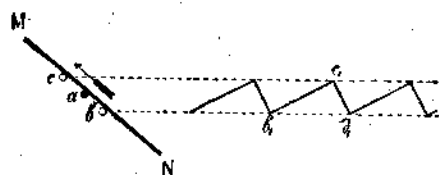


Рис. 58. Колебание скрипичной струны.

Вообще при ударе усиливается тот звук, который в месте удара имеет пучность, и, наоборот, звук не производится вовсе, если в месте удара приходится его узел.

В особенности много обертонов дает струна при игре смычком. Пусть MN (рис. 58) представляет собою смычок, движущийся по направлению указанному стрелкой, а кружок a —поперечный разрез струны. Благодаря трению смычок отклонит струну от a к c , но вместе с тем и натяжение струны увеличится. Когда натяжение это пересидит трение, то струна соскользнет по смычку от c к b ; но в точке b натя-

жение струны и движение смычка направлены одинаково, вследствие чего смычок опять потянет за собою струну по *bac* и т. д. В результате получается движение струны, которое можно изобразить зигзагообразною линиею b_1, c, b_1 ; такое колебание дает большое число сравнительно сильных обертонов.

12. Колебания стержней. В отличие от струн, которые мы считали совершенно гибкими, стержни могут сопротивляться изгибу и, кроме того, еще кручению; поэтому в стержнях могут быть, во-первых, продольные волны при сжатии или растяжении и, во-вторых, поперечные волны при изгибе и при кручении.

Продольные волны стержней обусловлены, как и в струнах, упругостью сжатия и растяжения того материала, из которого они сделаны и скорость распространения их та же, что и скорость в неограниченной среде данного материала. Скорость эту можно вычислить по формуле стр. 25 или ее можно определить на опыте по способу Кундта (стр. 56).

Поперечные волны стержней обусловлены упругостью при сгибании и при кручении, и скорость их зависит не только от свойств материала стержня, но также и от величины и формы поперечного сечения. Теория этих явлений слишком сложна, чтобы мы могли здесь на ней останавливаться, поэтому мы ограничимся здесь следующими замечаниями. Условия для концов какого-либо стержня гораздо разнообразнее, чем для струн и труб, ибо концы эти могут быть свободны или неподвижны; кроме того, неподвижные концы могут, подобно шарниру, удерживать стержень на месте, но позволять ему изменять угол наклонения, или неподвижный конец может быть крепко зажат так, что ни перемещение, ни наклон его невозможны. Конечно, от того или иного закрепления стержня зависит и высота, и тембр звука, издаваемого стержнем.

Обертоны стержней, в отличие от обертонов струн и труб, не гармоничны по отношению к основному звуку.

Остановимся еще на следующем важном обстоятельстве. Предположим, что поперечное сечение стержня не симметрично вокруг его оси и представляет собою, например, прямоугольник (рис. 59), коего стороны ox и oy не одинаковы, при чем $oy < ox$. Очевидно, что такой стержень легче согнуть по тому направлению, по которому толщина его меньше. Положим, что нам дана сила OC , действующая на стержень, и требуется определить направление и величину изгиба стержня. В теории упругости доказывается, что для этого необходимо прежде разложить силу OC на две составляющие, из которых одна OA , по направлению наименьшего сопротивления изгибу и другая OB —по направлению наибольшего сопротивления; для каждой из этих составляющих определяется величина прогиба Oa и Ob так, как будто другой составляющей не было, и затем оба эти прогиба складываются в один прогиб Os по правилу параллелограмма.

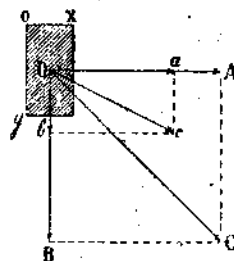


Рис. 59. Определение прогиба стержня.

Из этого построения мы видим прежде всего, что прогиб стержня OC , вообще говоря, может и не совпадать с направлением силы OC , производящей этот прогиб. Во-вторых, мы видим, что такой стержень обладает двумя различными упругими сопротивлениями сгибу: одним при сгибе по Oa и другим при сгибе по Ob ; следовательно, в стержне будут как бы две различных упругости по Oa и по Ob , а соответственно с этим в стержне должны быть и две скорости распространения поперечных колебаний—одна при колебаниях по Oa и другая—при колебаниях по Ob . Наконец, из всего этого следует, что стержень будет издавать при колебаниях по Oa и Ob два разных звука.

Если даже на стержень будет действовать одна только сила по OC , тем не менее мы получим два колебания по Oa и Ob с различными периодами, и только тогда, когда OC будет направлено по Oa или по Ob , колебания раздваиваться не будут.

На рис. 60 показаны два стержня, заделанные своими нижними концами в твердую подставку и со свободными верхними концами. Из них стержень a круглого сечения; во все стороны его периоды колебания одинаковы, поэтому колебания в нем не раздваиваются. Ударяя такой стержень по любому направлению, мы получаем колебания по прямой линии; но два удара, различно направленные, могут дать колебания круговые и эллиптические, смотря по разности фаз (стр. 10).

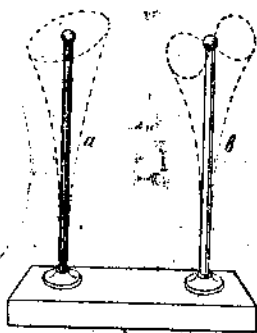


Рис. 60. Колебания стержней.

Стержень b прямоугольного сечения, в нем два периода колебаний с отношением 1:2. Этот стержень даже и при одном ударе, направленном не по его граням, колеблется с двумя периодами сразу, в чем легко убедиться, потому что конец его описывает при этом фигуры Лиссажу в виде восьмерки (стр. 12).

Колебание стержней употребляется в некоторых музыкальных инструментах, как, например, ксилофон, металлофон, а также в бое часов.

13. Колебания камертонов. Каждая ножка камертона представляет собою стержень, верхний конец которого свободен, а нижний неподвижен. Камертон приводят в колебания, или ударяя молотком о кожаным или гуттаперчевым наконечником, или проводя по концу стержня смычком. Обертоны камертона, как и вообще стержней, не гармонические; первый обертон почти на $2\frac{1}{2}$ октавы выше основного тона; кроме того, обертоны эти быстро затухают. Вот почему колебания камертона, как мы уже говорили, оказываются очень близки к гармоническим. Затухание колебаний основного тона можно сделать сравнительно малым, если позаботиться о том, чтобы потеря энергии была мала. Потеря энергии при трении о воздух, а также передаваемая воздуху энергия в виде звука очень малы; гораздо большие потери получаются, когда конец стержня, который должен быть неподвижен, недостаточно хорошо закреплен. Так как закрепление неподвиж-

ного конца представляет неудобство, то обыкновенно камертон делают из двух стержней (рис. 61), которые колеблются в противоположные стороны; в этом случае силы, действующие на общий их неподвижный конец c , взаимно уничтожаются, и камертон можно держать рукой за cd , не мешая его колебаниям. Впрочем, конец cd не остается совершенно неподвижным, а совершает небольшие продольные колебания, как это показано на рисунке. Колебания cd легко обнаружить, если поставить камертон на деревянную доску; в этом случае колебания передадутся доске, от доски воздуху, и мы услышим звук. Звук этот гораздо сильнее того звука, который исходит из самих стержней камертона, потому что поверхность доски, передающая звук воздуху, гораздо больше поверхности стержней. Такая доска, служащая для передачи звука воздуху, называется *декой*. Обыкновенно вместо деки камертон укрепляют на деревянном ящике (резонатор), открытом с одного конца (рис. 62); ящик делается таких размеров, чтобы собственный период колебаний находящегося внутри ящика воздуха (см. стр. 50) был равен периоду колебания камертона. Тогда, благодаря резонансу, колебания воздуха делаются особенно сильными и звук камертона далеко слышен. Конечно, вместе с усиленной отдачей звука камертон теряет больше энергии, и потому его колебания затухают гораздо быстрее, чем в том случае, когда камертон звучит без резонаторного ящика.

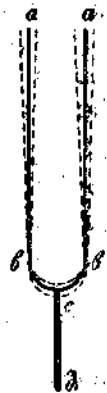


Рис. 61. Колебания камертона.

14. Электромагнитный камертон. Для поддержания колебаний камертона на долгое время пользуются очень часто электромагнитом. С этой целью заделывают камертон AB в массивную подставку AC , а вблизи его ножек прикрепляют на особой подставке электромагнит M , и притом так, чтобы он не касался ножек и не мешал им колебаться. В доске CC вделан винт D , который концом b слегка касается пружинки a , приделанной к ножке камертона. Ток от батареи элементов E проходит через электромагнит M , винт D , пружинку a , камертон BA и возвращается снова в батарею E . При этом электромагнит притягивает стальные ножки электромагнита и сближает их друг с другом; но в это время пружинка a отходит от b , и ток прерывается, вследствие чего электромагнит перестает действовать, и ножки камертона раздвигаются. Тогда в ab опять наступает соединение, и магнит снова сгибает ножки камертона и т. д.

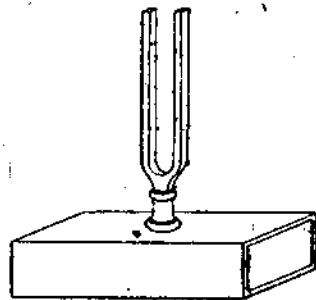


Рис. 62. Камертон на резонаторном ящике.

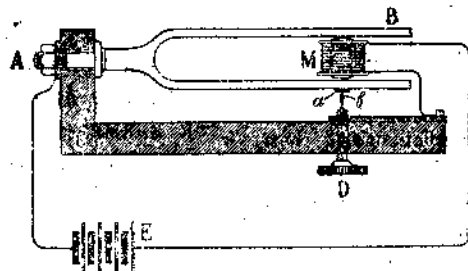


Рис. 63. Электромагнитный камертон.

Так как в *ab* при размыкании образуется искра, которая портит место соединения *a* и *b*, то обыкновенно соприкасающиеся концы *a* и *b* делают из платины,

15. Колебания перепонки и пластинок. В перепонках и пластинках волны распространяются по поверхностям, а не по линиям, как в трубах, струнах и стержнях, поэтому и стоячие волны здесь будут иметь

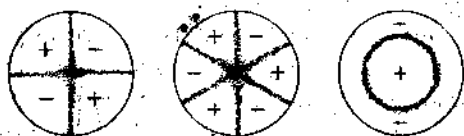


Рис. 64. Колебания перепонки и пластинок.

своими узлами не точки, а целые линии более или менее сложной формы. Узловые линии разделяют поверхность перепонки или пластинки на отдельные площадки различной формы и величины.

Все площадки колеблются с одинаковым периодом, но смежные друг с другом площадки, точно так же как в струнах смежные участки, колеблются с противоположными фазами. Это показано на рис. 64 знаками $+$ и $-$. Обертоны здесь, как и в стержнях, не гармоничные. Колебания перепонки употребляются в барабанах, в бубнах; колебания пластинок применяются в телефонах, фонографах и т. п. Церковные колокола принадлежат к типу изогнутых пластинок с свободными краями и с значительным утолщением в центре.

16. Комбинационные тоны. Когда на одно и то же тело действуют несколько периодических сил, то действия их складываются (см. стр. 8 рис. 12—15). Однако это верно только до тех пор, пока отклонение в данном теле строго пропорционально действующим силам. При небольших отклонениях это условие в большинстве случаев имеет место (ср., напр., колебания маятника стр. 13), но при больших отклонениях этого, вообще говоря, не будет, а в таком случае кривая колебаний одновременного действия двух сил уже не будет равна сумме кривых этих колебаний. Гельмгольц доказал, что при одновременном действии двух сил с числами колебаний n_1 и n_2 , кривая результирующих колебаний получается такой формы, что ее можно в первом приближении считать составленной из четырех кривых с числами колебаний n_1 , n_2

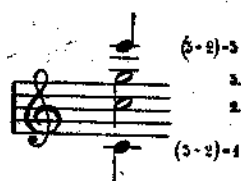


Рис. 65. Разностный и суммационный тоны.

($n_1 - n_2$ и $n_1 + n_2$). С акустической точки зрения это означает, что если два тона с числами колебаний n_1 и n_2 будут настолько сильно приводить в колебания наш слуховой аппарат, что отклонения не будут более пропорциональны силам, то мы услышим, кроме данных тонов, еще два, а именно так называемый *разностный* тон, число колебаний которого равно ($n_1 - n_2$), и *суммационный* — с числом колебаний ($n_1 + n_2$). На рис. 65 основные звуки (*do* и *sol*) изображены светлыми, а комбинационные — зачерпленными знаками.

Разностные тоны легко слышать в звуках двух сильных свистков или двух флейт. Разностные тоны были известны уже давно; они были открыты органистом Зорге (1740), а впоследствии — скрипачом Тартини. Суммационные же тоны гораздо слабее разностных; они были обнаружены Гельмгольцем при помощи его резонаторов.

Комбинационные тоны бывают *субъективные*, возникающие в нашем слуховом аппарате, и *объективные*; последние наблюдаются, например, в фисгармонии, где для нескольких нот имеется один общий ящик с воздухом; в этом последнем и возникают комбинационные тоны.

17. Биения. Мы уже говорили о звуковых биениях в главе о колебаниях (стр. 7). К этому мы прибавим здесь, что биения могут происходить не только между тонами двух звуков, но и между обертонами, а также и между комбинационными тонами. Биения бывают особенно неприятны для слуха, когда число их достигает 33 в секунду; при меньшем числе мы слышим их в виде ослаблений и усилений звука, которые не производят столь неприятного впечатления, при большем числе они начинают уже сливаться в нашем ухе. Исходя из этого факта, Гельмгольц построил целую теорию музыкального консонанса и диссонанса, которая довольно хорошо подтверждается на опыте, но здесь мы не можем на ней останавливаться.

Геометрическая оптика.

1. Распространение лучей.

1. Законы распространения лучей. Элементарный опыт показывает, что лучи света представляют собою прямые линии, что на границе двух различных сред лучи эти отражаются и преломляются. Мы видели, что все эти свойства лучей можно объяснить, принимая теорию волнообразного распространения света (стр. 34), но что прямолинейность лучей на границе света и тени оказывается верною лишь в первом приближении, и притом тем вернее, чем меньше длина волны (стр. 38). Впрочем, длина световой волны очень мала, менее 0,001 миллиметра, поэтому при решении целого ряда вопросов можно довольствоваться первым приближением и, отвлекаясь от волнообразного распространения света, считать лучи прямыми линиями. Конечно, необходимо иметь еще в виду, что прямые линии, изображающие лучи света, кроме обычных геометрических свойств, имеют еще специальные свойства: изменять свое направление у границы тел по особым законам.

Основные законы, на которых можно основать такую геометрическую оптику, будут следующие:

1) В однородной среде свет распространяется по прямым линиям, эти линии мы называем лучами.

2) Встречая поверхность ¹⁾ раздела двух сред, луч частью отражается, частью преломляется, причем:

а) лучи — падающий, преломленный и отраженный — находятся в одной плоскости с перпендикуляром в точке падения. Эта плоскость (рис. 66) называется *плоскостью падения*.

б) Угол падения i и угол отражения e равны между собой.

в) Для углов падения i и преломления r существует соотношение:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_2}{v_1} = n_{21}.$$

¹⁾ Мы предполагаем, что поверхность гладкая; если поверхность шероховатая (матовое стекло, белая бумага), то получается разбрасывание света во все стороны — *диффузия* света.

Величины v_1 и v_2 представляют собою *абсолютные показатели преломления* первой и второй среды. Мы знаем (стр. 35), что v есть отношение скорости распространения света в эфире к скорости распространения света в данной среде. Величина v_{21} есть *относительный коэффициент преломления* второй среды относительно первой¹⁾.

Величина показателя преломления для данных двух сред не зависит от угла падения (исключение представляют кристаллы, см. гл. V); но она зависит от целого ряда других причин: от состояния тел, от температуры и т. д., и между прочим, от цвета данного света (от длины волны). Поэтому, если падающий свет составлен из разных цветов, как, например, белый свет, то при переходе из одной среды в другую различные цвета получают различное преломление. Это явление называется *дисперсией* света.

Вышеприведенные законы вполне недостаточны для решения целого ряда практических задач путем чисто-геометрических построений, предполагая, конечно, что величины v тоже даны. По поводу всех подобных построений мы можем сделать одно общее замечание: так как прямая линия, например, AB , определяет собою два направления, а именно: по AB или по BA безразлично, то все построения и чертежи геометрической оптики, сделанные для лучей AB , годны без изменения и для лучей, идущих в обратном направлении, т. е. по BA .

2. Построение теней. Пусть S (рис. 67, а) — светящаяся точка, A — непрозрачное тело, B — экран, т. е. второе непрозрачное тело, на котором необходимо построить тень от тела A . Так как лучи из S

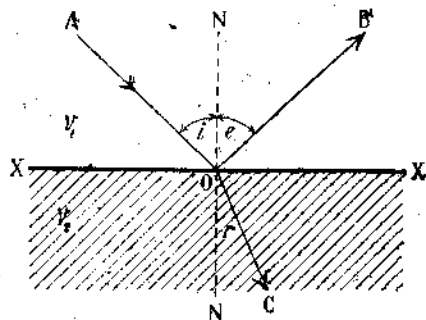


Рис. 66. Отражение и преломление света.

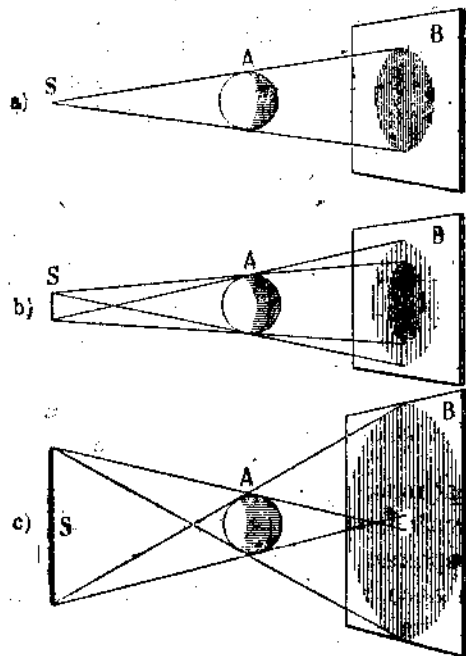


Рис. 67. Построение теней.

¹⁾ Основной закон преломления света можно выразить еще следующим образом. Если через U_1 и U_2 обозначить углы, образуемые лучом с нормалью в первой и второй среде, то можно написать, что

$$v_1 \sin U_1 = v_2 \sin U_2,$$

а это означает, что при переходе из одной среды в другую произведение из показателя преломления и синуса угла нахождения луча остается постоянным:

$$v \sin U = \text{Const.}$$

распространяются прямолинейно, то, очевидно, та часть пространства за телом A , которая ограничена конусом с вершиною S и касательным к поверхности тела A , будет в тени. Пересечение этого конуса с телом B даст нам контур тени на экране B . Такие резко очерченные тени можно получить лишь от светящейся точки; к этому же случаю близко подходят тени, отбрасываемые вольтовой дугой, потому что раскаленная часть угля вольтовой дуги (несколько миллиметров) обыкновенно очень мала в сравнении с расстоянием до предмета A . Если же это последнее условие не выполнено, то источник света уже нельзя считать точкою, и для определения границы тени необходимо построить конусы теней от крайних точек светящейся поверхности, и тогда, очевидно, между полным светом и полной тенью мы получим на экране места с так называемою полутенью. Это будут те места, до которых свет доходит не со всей светящейся плоскости, а только с некоторой части ее. На рис. 67, в показано образование теней и полутеней.

Если источник S больше предмета A , то конус тени от A будет сходящийся, и при большом расстоянии AB на экране B совсем не получается тени, а лишь полутень (рис. 67, с).

3. Образование изображений предметов через отверстие. Пусть ab —предмет (рис. 68), посылающий лучи во все стороны, и пусть часть

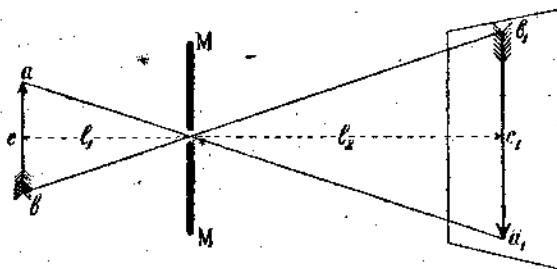


Рис. 68. Образование изображения при помощи отверстия.

этих лучей проходит через малое отверстие в непрозрачной перегородке MM . Благодаря прямолинейности лучей свет от точки a , пройдя через отверстие, будет освещать экран в точке a_1 , тогда как свет от точки b попадет в b_1 ; соответственным образом

расположатся и промежуточные лучи. В результате мы получим на экране изображение предмета ab . Изображение, очевидно, будет обратное, т. е. верхняя часть предмета изобразится внизу, нижняя—вверху, правая—налево и левая—направо. Величина изображения определится из подобия треугольников Oab и Oa_1b_1 , так:

$$\frac{(a_1b_1)}{(ab)} = \frac{l_1}{l_2}.$$

Следовательно, чем дальше будет экран от отверстия, тем изображение будет больше.

Это явление легко наблюдать в темной комнате, окна которой закрыты ставнями. Если в какой-либо из ставен есть отверстие, то на противоположной стене образуется изображение наружного ландшафта, но в обратном виде.

4. Плоское зеркало. Пусть S (рис. 69)—источник света, а AB —плоское зеркало, т. е. полированная плоскость из какого-нибудь мате-

риала, хорошо отражающего свет, например, посеребренное стекло. Если мы построим несколько отраженных лучей, по закону: угол отражения равен углу падения, то легко заметим, что все отраженные лучи, при продолжении своем за зеркало, сходятся в одной точке S_1 ; эта точка расположена на перпендикуляре, опущенном из S на плоскость зеркала XX , причем расстояние S_1X равно SX . Предоставляем читателю самому доказать, что, благодаря законам отражения, углы SAX и XAS_1 должны быть равны, точно так же углы SBX и XBS_1 ; отсюда следует равенство SX и S_1X .

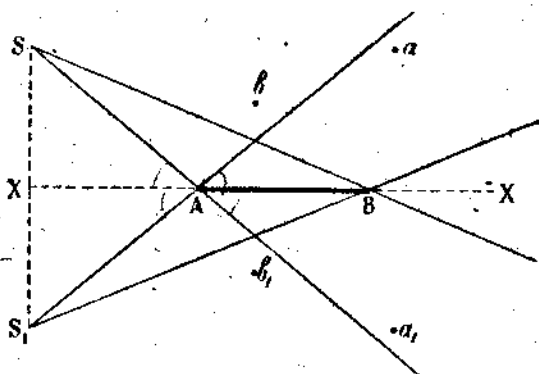


Рис. 69. Изображение в зеркале.

5. Изображение мнимое и действительное.

Если мы будем смотреть на зеркало (рис. 69) из точки a , то отраженные от зеркала лучи будут нам казаться исходящими из точки S_1 , находящейся за зеркалом. Эта точка S_1 называется *изображением* точки S .

Заметим, что в S_1 на самом деле лучей нет, а в этой точке только сходятся продолжения отраженных лучей; такое изображение называется *мнимым*.

В предыдущем параграфе посредством отверстия в перегородке мы тоже получали изображение, но тогда на экран действительно попадали сами световые лучи, а не только продолжение их; изображение в этом случае называется *действительным*.

Легко построить изображение какого-либо предмета (например, Sab) в зеркале AB ; для этого стоит только из отдельных точек этого предмета опустить перпендикуляры на плоскость XX и продолжить их за плоскость XX на длину, равную длинам соответствующих перпендикуляров. Легко видеть, что это изображение будет обратное, ибо верхние точки получились внизу, а нижние вверх; но правые точки остались направо, а левые налево.

6. Поле зрения зеркала.

Определим, какие изображения предметов будут видны в зеркале: Это, конечно, зависит от того, из какой точки мы будем смотреть в зеркало. Пусть S (рис. 69) наша точка зрения; тогда, очевидно, из S мы увидим только те предметы, коих изображения придутся внутри конуса (или пирамиды, смотря по очертанию зеркала) SAB , проведенного из S , как вершины, к контуру зеркала AB . Внутри этого конуса будут находиться изображения тех предметов, которые в действительности находятся перед зеркалом внутри конуса S_1AB , вершина которого находится в S_1 (в изображении нашей точки зрения).

Все, что видно из точки зрения в зеркале, называется *полем зрения*; очевидно, поле зрения ограничивается контуром зеркала. Так, например, из точки S мы можем видеть изображение точки a в a_1 ,

но не можем видеть изображения точки b ; точка b , следовательно, находится вне поля зрения нашего зеркала, при рассматривании из точки S . При рассматривании из a точка b окажется в поле зрения.

7. Зеркальный отсчет. Пусть на зеркало MM (рис. 70) падает луч SO . При нормальном падении отражение луча пройдет по OS . Если же повернуть зеркало на какой-либо угол α , то на тот же угол α повернется и его нормаль ON ; при этом угол падения увеличится на α , и угол отражения тоже должен увеличиться на α ; таким образом, в итоге отраженный луч повернется на угол 2α и пойдет по OA . Итак, при повороте зеркала на какой-либо угол, отраженный луч поворачивается на угол вдвое больший.

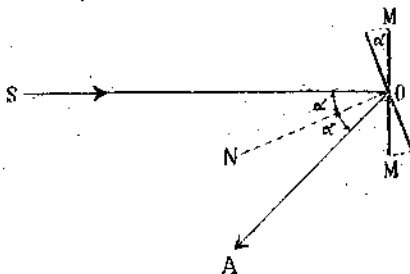


Рис. 70. Зеркальный отсчет.

Во многих физических инструментах, где требуется наблюдать малые отклонения (например, отклонение магнита, коромысла весов и т. п.), прикрепляют к отклоняющейся части небольшое зеркальце; направив на зеркальце луч света, наблюдают перемещение отраженного луча по шкале с делениями и по этому перемещению судят об угле поворота зеркальца. Пусть угол поворота зеркальца— α , расстояние до шкалы— D и отсчет по шкале— a , тогда, очевидно,

$$\lg 2\alpha = \frac{a}{D}.$$

При малых углах поворота— α в этих именно случаях и пользуются зеркальным отсчетом—можно положить $\lg 2\alpha = 2\alpha$, а тогда

$$\alpha = \frac{a}{2D}.$$

Если $\alpha = 3^\circ$, то ошибка, которую мы делаем, полагая $\lg 2\alpha = 2\alpha$, менее $\frac{1}{2}$ процента (0,005%).

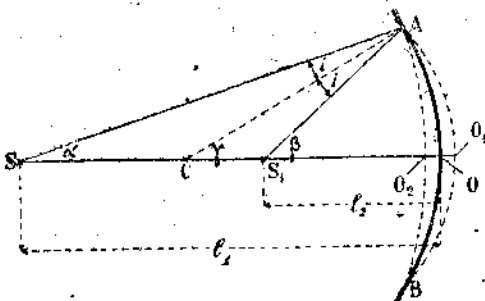


Рис. 71. Вогнутое зеркало.

В. Сферическое зеркало. Положим, что AB (рис. 71) вогнутое зеркало, поверхность которого представляет собою часть сферы, с центром в точке C . Прямая CO , проходящая через центр и середину зеркала, называется *главной оптической осью* зеркала.

Найдем изображение точки S в зеркале, причем берем точку S на главной оптической оси. Для этого проведем какой-либо луч SA , и по законам отражения построим отраженный луч AS_1 . Назовем через

α , β и γ углы, под которыми наклонены к оптической оси падающий и отраженный луч, и радиус CA . Из чертежа видно, что

$$\alpha = \gamma - i$$

$$\beta = \gamma + i,$$

откуда

$$\alpha + \beta = 2\gamma.$$

Проведем теперь из точек S , C и S_1 как из центров дуги AO_1B , AOB и AO_2B и положим, что отверстие нашего зеркала, а следовательно, и углы α , β и γ настолько малы, что даже для крайних лучей SA все эти дуги можно считать одинаковыми. Так как длина дуги равняется центральному углу, помноженному на радиус (стр. 1), то углы α , β и γ при равных дугах можно считать обратно пропорциональными их радиусам; поэтому вышенаписанное уравнение можно переписать так:

$$\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2} = \frac{2}{R}.$$

Здесь l_1 и l_2 расстояния S и S_1 от зеркала (рис. 71), а R радиус его сферической поверхности.

В эту формулу, как мы видим, совершенно не входят углы наклона лучей. Следовательно, все лучи, выходящие из точки S , под каким бы углом они ни шли, лишь бы этот угол был достаточно мал, сойдутся в одной точке S_1 . Точка S_1 будет действительное изображение точки S .

Заметим, что l_1 и l_2 входят в формулу симметрично; поэтому можно сказать, что и точка S будет изображением светящейся точки, помещенной в S_1 . Обе эти точки *сопряженные* относительно зеркала.

Когда источник S находится на бесконечно большом расстоянии от зеркала (но на оси), тогда $l_2 = \frac{R}{2}$. Это означает, что все лучи,

идущие параллельно оси, после отражения от вогнутого зеркала сходятся в одну точку на середине радиуса R ; эта точка называется *главным фокусом* или просто *фокусом* зеркала. Вводя в уравнение вогнутого зеркала расстояние фокуса от зеркала, т.-е. величину F , получаем

$$\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2} = \frac{1}{F}.$$

Рассмотрим несколько частных случаев.

Если светящуюся точку S поместить в бесконечности (рис. 72, а), то лучи после отражения сойдутся в главном фокусе зеркала. При передвижении точки S из бесконечности к центру C (рис. 72, б), изображение будет передвигаться от F к C .

Лучи выходящие из центра O , конечно, сойдутся опять в центре. Наконец, лучи, выходящие из точек, находящейся ближе к зеркалу, чем F (рис. 71, в), дадут по отражении расходящийся пучок

лучей и, следовательно, действительного изображения дать не могут; тем не менее продолжая отраженные лучи за зеркало, мы получим там

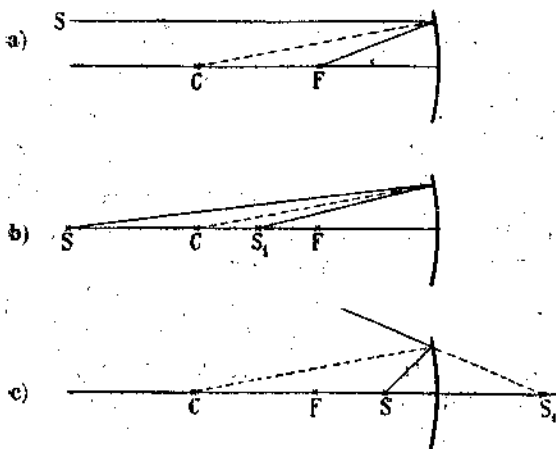


Рис. 72. Случаи отражения лучей от вогнутого зеркала.

точку S_1 (рис. 72, б), которая будет служить мнимым изображением точки S . Расстояние этой точки от зеркала мы можем получить из той же формулы, которая приведена выше; но при $l_1 < F$ величина l_2 будет отрицательная, а это и означает, что изображение находится по другую сторону, т. е. за зеркалом (рис. 71, с).

Для выпуклого зеркала мы получим аналогичные результаты с тою, однако, разницей, что в выведенной выше формуле величины R

и F для выпуклого зеркала нужно считать отрицательными.

9. Изображение предмета в сферическом зеркале. Положим теперь, что светящаяся точка a (рис. 73) лежит вне главной оптической оси, но очень близко к ней. При таких условиях можно считать, что все лучи, вышедшие из точки a , отразившись от зеркала, опять сойдутся в одну точку. Но для того чтобы найти эту точку, достаточно знать, где пересекутся какие-нибудь два луча. Возьмем такие лучи, направление которых после отражения нам известно. Во-первых, луч aCa , проходящий через геометрический центр зеркала, который даст отраженный луч по ACa , и, во-вторых, луч aB , параллельный оптической оси, который даст отраженный луч BFa , пересекающий оптическую ось в главном

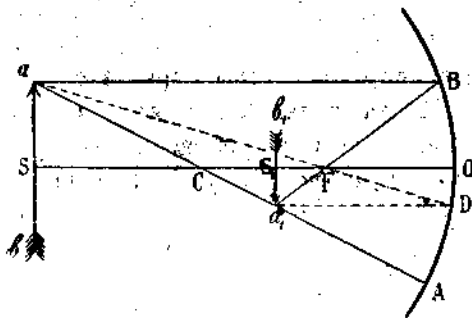


Рис. 73. Построение изображения в вогнутом зеркале.

фокусе F (на середине радиуса CO). Точка пересечения обоих этих лучей a_1 и будет изображением светящейся точки a .

При нашем построении мы могли еще воспользоваться лучом aFD , проходящим через главный фокус; он отразится параллельно оси зеркала и должен тоже пройти через a_1 .

Подобным же образом можно построить изображение точки b

и вообще изображение любой точки предмета ab .

Зависимость положения изображения какого-либо предмета от положения самого предмета по отношению к зеркалу совершенно та же, что и для одной светящейся точки. Изображения могут быть действительные и мнимые, прямые и обратные, увеличенные и уменьшенные.

Подробный разбор всех этих случаев предоставляем читателю; а здесь укажем только следующие общие правила.

Изображение получается мнимое, когда предмет ближе к зеркалу, чем главный фокус. Изображение получается обратное, когда центр кривизны зеркала приходится между предметом и изображением.

10. Сферическая aberrация. Когда данное сферическое зеркало имеет значительное угловое отверстие (рис. 74), то выведенные нами формулы уже становятся слишком неверными.

Если действительно строить для каждого падающего луча соответственный отраженный луч, то мы легко заметим, что, хотя лучи, проходящие вблизи оси, как, например, SA , сходятся в точке S_1 , — другие лучи, как SB , дают изображение точки S в S_2 ближе к зеркалу. Таким образом, лучи, исходящие из точки S , уже не сходятся все в одной точке, но наполняют собою более или менее значительное пространство между F , S_1 и S_2 . Если в этом месте держать бумагу, то на ней вместо точки получится кружок, тем больший, чем более размеры зеркала в сравнении с его радиусом. Если вместо точки S перед зеркалом будет предмет, то изображение предмета тоже получится неясное. Это явление называется *сферической aberrацией*.

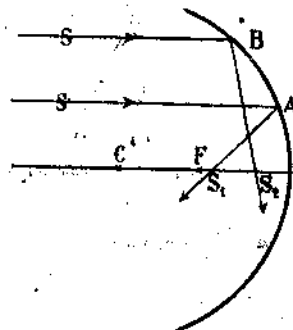


Рис. 74. Сферическая aberrация.

Впрочем, для специальных целей можно приготовить зеркало, ограниченное такой поверхностью, что оно не будет давать никакой aberrации, т. е. лучи после отражения будут все собираться в одной точке. Так, например, в случае параллельных лучей, такую поверхность является поверхность параболоида вращения, ибо все лучи, идущие параллельно оси параболоида, после отражения сойдутся в его фокусе; наоборот, если в фокусе такого параболитического зеркала мы поместим источник света, то отраженные от зеркала лучи пойдут параллельно его оси. Вообще, желая избежать сферической aberrации, пришлось бы для каждого частного случая придавать поверхности другой вид и форму, поэтому в общем случае стараются уменьшить aberrацию, уменьшая, насколько возможно, угол отверстия зеркала.

11. Преломление у плоскости. Пусть XX (рис. 75) — плоскость раздела двух сред. Луч света, дойдя до этой плоскости, частью отразится, часть преломится по закону

$$\frac{\sin i}{\sin r} = v,$$

где i — угол падения, r — угол преломления и v — коэффициент преломления ¹⁾.

Если $v > 1$, то $i > r$ (рис. 75, а), луч при преломлении приближается к нормали; если $v < 1$, то $i < r$ (рис. 75, б), луч отдаляется от нормали.

¹⁾ Закон преломления света (стр. 66).

Пусть S (рис. 76) — светящая точка, и положим, что луч SA , преломляясь у плоскости XX , идет во второй среде по направлению AB ;

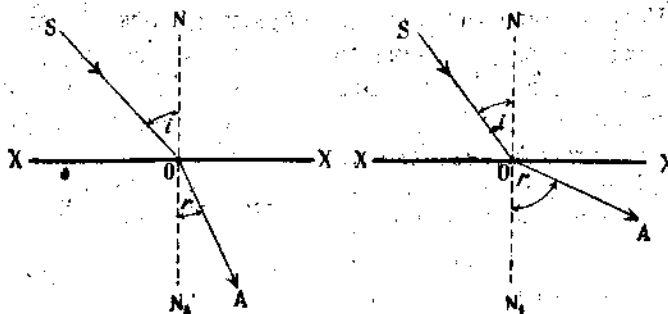


Рис. 75. Два случая преломления света.

продолжение этой линии в первой среде даст на нормали SO точку S_1 . Легко убедиться построением, что для различных углов i мы получим различные точки S_1 , так что здесь мы имеем тоже своего рода *абберацию*. Но если ограничиться малыми

углами падения, то можно считать точку S_1 за изображение точки S .

Для определения положения точки S_1 мы можем написать

$$\operatorname{tg} i = \frac{a}{l_1} \quad \text{и} \quad \operatorname{tg} r = \frac{a}{l_2},$$

а разделив одно на другое и полагая при малых углах тангенсы равными синусам, получаем:

$$\frac{l_2}{l_1} = \nu.$$

У нас на чертеже $\nu > 1$ и потому $l_2 > l_1$; если бы взять $\nu < 1$, то получили бы $l_2 < l_1$. Положим, что первая среда — воздух, а вторая —

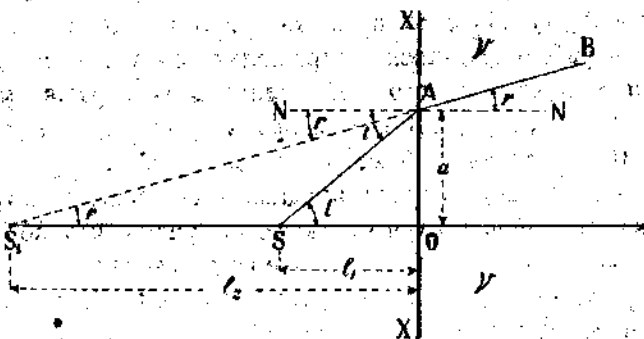


Рис. 76. Изображение, получающееся при преломлении у плоскости.

вода, показатель преломления воды относительно воздуха $\nu = 1,33$. Поэтому, если смотреть на воду на предмет, находящийся в воздухе, то он будет казаться дальше своего действительного расстояния от поверхности воды в $1/3$ раза. Наоборот, если из воз-

духа смотреть на предметы, находящиеся в воде, то они будут казаться ближе, а именно на $3/4$ расстояния от поверхности.

Кроме того, как в том, так и в другом случае предметы будут искажены *абберацией*.

Наконец, как известно, показатель преломления ν зависит от цвета преломляющегося света, поэтому, при белом свете источника S мы получим несколько изображений S_1 , различно окрашенных и на различном расстоянии от XX . Это явление называется *хроматической абберацией*.

12. Полное внутреннее отражение. Когда свет проходит из более преломляющей среды в среду менее преломляющую (например, из воды в воздух: $n = \frac{4}{3}$), то он, преломляясь, отклоняется от нормали, потому что для этого случая $r > i$ (рис. 75, б). Но угол r имеет предел 90° , больше которого он быть не может, следовательно, и угол i тоже должен иметь предел и притом меньший, чем 90° . Этот предельный угол падения i_0 легко определить из основного закона преломления: положив $r = 90^\circ$, т. е. $\sin r = 1$, получим

$$\sin i_0 = n.$$

Для воды относительно воздуха $n = \frac{4}{3}$ и $i_0 = 48,5^\circ$, для стекла и воздуха $n = \frac{3}{2}$ и $i_0 = 42^\circ$.

Спрашивается теперь, что же произойдет с лучом, если мы пустим его под углом падения еще большим, чем выше приведенные предельные углы; преломиться и выйти в воздух этот луч уже не может. Опыт показывает, что луч при этих условиях действительно и не входит во вторую среду, а целиком отражается от плоскости XX, как от непрозрачного зеркала. Это явление называется *полным внутренним отражением*.

При этом не нужно, однако, забывать, что каждое преломление луча сопровождается и отражением, причем, чем больше угол падения, тем, вообще говоря, сильнее бывает отражение и, следовательно, луч преломленный ослабляется. При предельном угле i_0 преломленный луч ослабляется до нуля, и отражение получается полное.

На рис. 77 представлено несколько лучей, выходящих из источника S. Лучи Sa и Sb частью отражаются по aA и bB и частью преломляются по cA и bB, причем отражение в b сильнее, чем в a.

Луч Sc идет под углом немного более предельного и потому отражается целиком по cC.

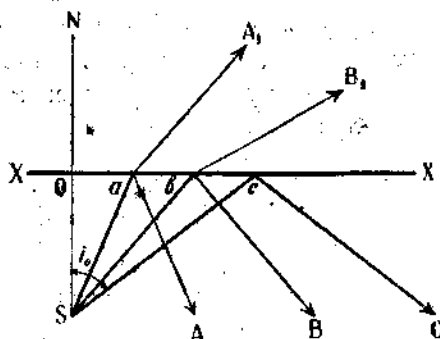


Рис. 77. Полное внутреннее отражение.

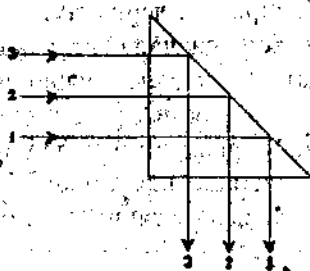


Рис. 78. Прямая полного внутреннего отражения.



Рис. 79. Обратная прямая.

Полным внутренним отражением иногда пользуются в разных приборах. Так, например, прямоугольная стеклянная призма (рис. 78), при нормальном падении лучей на одну из ее граней, вполне отражает эти лучи от наклонной грани, потому что в этом случае угол падения 45° , т. е. больше предельного угла для стекла, который равен 42° . Та же

призма в положении, показанном на рис. 79, может служить для обращения какого-либо изображения в оптическом приборе, ибо как видим (рис. 79) верхние лучи после отражения в призме делаются нижними, а нижние — верхними.

13. Преломление в плоскопараллельной пластинке. Легко доказать, что луч света, войдя в пластинку, ограниченную двумя параллельными плоскостями, после двух преломлений выйдет наружу, по направлению параллельному своему первоначальному направлению. Действительно, если луч SA (рис. 80) падает под углом i и угол преломления его r ,

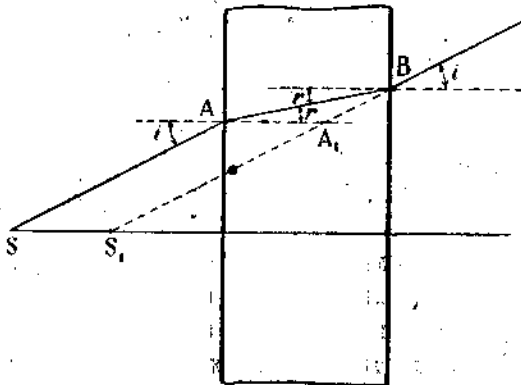


Рис. 80. Преломление в пластинке.

то вследствие параллельности плоскостей, ограничивающих пластинку, луч встретит вторую плоскость пластинки у B под тем же углом r — и, следовательно, должен выйти из пластинки под углом i . Таким образом мы видим, что луч, пройдя плоскую пластинку, не отклоняется от своего первоначального направления, а лишь сдвигается в сторону. Величина этого сдвига будет расти вместе с толщиной пластинки, а

также и с углом падения i , как это легко видеть, построив лучи SA под различными углами i . Отсюда заключаем, что изображение точки S в точке S_1 будет искажено *абберацией*. Далее, из того обстоятельства, что прошедший луч остается себе параллельным, следует, что, хотя внутри пластинки белый свет и разложится на составные цвета, но после второго преломления все лучи разного цвета пойдут опять параллельно друг другу, т.е. луч окрашен не будет. Мы можем сказать, что плоскопараллельная пластинка *ахроматична*.

14. Определение показателя преломления пластинки. Пусть на одной из поверхностей пластинки замечена (например, чернилами) точка A (рис. 80). Пластинку кладут под микроскоп сначала стороной A вверх, а затем стороной A вниз и замечают, насколько нужно передвинуть микроскоп, чтобы видеть ясно точку A в том и другом случае. Если бы преломления не было, то, очевидно, пришлось бы для этого спустить микроскоп на величину, равную толщине пластинки d см. Но так как показатель преломления стекла γ больше единицы, то точка A при рассматривании сквозь пластинку будет казаться ближе, а именно в A_1 , и микроскоп придется ради ясного видения спустить всего на величину $\frac{d}{\gamma}$. Отсчитав эту величину на микрометричном винте микроскопа и зная толщину пластинки, можно вычислить показатель преломления.

15. Преломление в призме. Построим ход луча в призме (рис. 81) для следующего частного случая. Пусть падающий на призму луч

SA образует с нормалью AN угол 45° , $\sin 45^\circ = 0,707$. Если призма сделана из стекла с показателем преломления $\gamma = 1,5$, то угол преломления r определится из уравнения

$$\sin r = \frac{0,707}{1,5} = 0,471; \quad r = 28^\circ.$$

Далее луч пойдет по AB и встретит в B вторую плоскость призмы. Угол P между обоими плоскостями призмы называется *преломляющим углом призмы*. Положим, что $P = 60^\circ$. Рассматривая четырехугольник

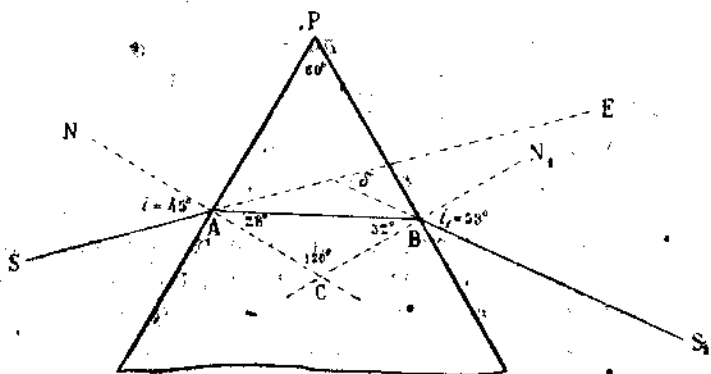


Рис. 81. Ход лучей в призме.

$APBC$, в котором углы при A и B прямые, мы видим, что угол ACB равен $180^\circ - P$, т. е. 120° ; следовательно, угол $ABC = r_1$, образуемый лучом AB с нормалью CN_1 будет равен

$$180^\circ - 28^\circ - 120^\circ = 32^\circ; \quad \sin 32^\circ = 0,530.$$

Для угла $N_1BS_1 = i_1$ получаем условие:

$$\sin i_1 = 1,5 \cdot \sin 32^\circ = 0,795; \text{ откуда: } i_1 = 53^\circ.$$

Если бы не было призмы, луч SA пошел бы по направлению SAE , но благодаря призме направление луча изменилось и он пошел по BS_1 . Угол δ между этими двумя направлениями называется *углом отклонения*.

16. Наименьший угол отклонения призмы. Очевидно, что угол отклонения δ зависит не только от преломляющегося угла призмы P и от коэффициента преломления γ вещества призмы, но также и от угла падения i . Можно доказать, что угол δ будет наименьший, когда ход луча в призме симметричен, т. е. когда $i = i_1$ и $r = r_1$.

Прежде всего заметим, что если мы пустим на призму падающий луч S_1B под углом i_1 , то очевидно вышедший луч будет под углом i (в этом случае придется как бы делать тот же чертеж, только с другого конца), и, следовательно, угол отклонения δ будет опять той же величины. Теперь положим, что мы, оставив направление SA неизменным, поворачиваем призму, давая углу i разные значения от i до i_1 , и замечаем каждый раз угол отклонения. При этом, начав с

угла отклонения δ мы при некотором повороте опять придем к тому же значению δ . Из этого мы заключаем, что на своем пути мы перешли либо через минимум, либо через максимум величины δ , и этот переход совершился в то время, когда $i = i_1$. Легко убедиться, производя вычисления, а также и непосредственным опытом, что, поворачивая призму, мы переходим через *минимум угла отклонения*.

При минимуме угла отклонения $i = i_1$ и весь ход лучей симметричен по отношению к призме; вычислим для этого случая величину отклонения. Из треугольников ABC и ABP следует, что

$$P = 2r \quad \delta + P = 2i,$$

откуда на основании закона преломления

$$\frac{\sin \frac{\delta + P}{2}}{\sin \frac{P}{2}} = n.$$

Этим соотношением пользуются для определения показателя преломления призмы. Установив призму на минимум отклонения δ , измеряют этот угол на спектрометре (см. ниже) и, измерив на том же приборе P , вычисляют n по вышеприведенной формуле.

Заметим кстати, что при наименьшем отклонении получается наименьшее искажение изображения в призме.

17. Дисперсия призмы. Показатель преломления для лучей различного цвета различен, причем для прозрачных тел показатель преломления фиолетовых лучей наибольший; затем следуют лучи голубые, зеленые, желтые и, наконец, с наименьшим показателем преломления — красные лучи. Соответственно с этим угол отклонения δ для фиолетовых лучей будет наибольший, для красных, наименьший, и луч белого цвета, падающий на призму, по выходе из этой последней окажется разложенным на составляющие его цвета, т. е. образует *спектр* лучей (рис. 82). Это явление называется *дисперсией света* (светоразсеивание). Обыкновенно для характеристики дисперсии призмы дают угол, который составляет между собой красный и фиолетовый лучи, предполагая, что средний луч, желтый, направлен по наименьшему отклонению. Угол дисперсии для призмы из флинт-стекла может достигать до 3° .

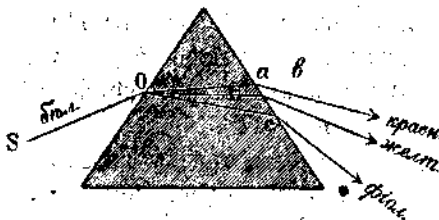


Рис. 82. Дисперсия в призме.



Рис. 83. Система призм.

18. Комбинация призм. Часто употребляют несколько призм, поставленных друг за другом (рис. 83). По мере того, как свет проходит последовательно все большее и большее число призм, расхождение

лучей различных цветов делается тоже больше. В некоторых спектроскопах установлено до 10 призм друг за другом для получения большого разведения лучей различных цветов и более точного изучения спектров.

Если мы за первой призмой поставим вторую, но преломляющим углом в другую сторону, то, вообще говоря, и отклонение лучей и дисперсия уменьшится. В настоящее время имеется большой выбор различных сортов стекла с различными показателями преломления и с различной дисперсией, т.-е. с различной разностью показателей преломления красных и фиолетовых лучей. Благодаря этому можно подобрать материал и преломляющий угол второй призмы так, что хотя отклонения лучей, прошедших обе призмы, останется, но дисперсия второй призмы как раз компенсирует дисперсию первой призмы. Вследствие этого красные и голубые лучи выйдут из второй призмы параллельно друг другу, и луч, потеряв большую часть своей окраски, будет казаться почти белым. Такая комбинация призм называется *ахроматической* (безцветною.)



Рис. 84. Призма прямого зрения.

Впрочем, комбинация из двух призм, поставленных преломляющими ребрами в противоположные стороны, употребляется чаще с целью уничтожить отклонение средних лучей (т.-е. желтых), оставляя дисперсию по возможности сохраненной. Этого тоже можно достичь выбором соответствующего материала. Такая комбинация призм (рис. 84) будет давать спектр, в котором желтые лучи будут выходить по направлению падающего луча; она называется *призмой прямого зрения* и употребляется в некоторых спектроскопах, потому что такую призму удобнее наводить на исследуемый светящийся предмет.

2. Л и н з ы.

19. Преломление в линзе. Сферическим стеклом или *линзой* (чечевицею) называется шлифованное стекло, ограниченное двумя сферическими сегментами. Линия, проходящая через центры обеих сфер и, следовательно, через центр линзы, называется *оптической осью*.

Прежде чем изучить преломление в линзе, рассмотрим сначала преломление в одной сферической поверхности (рис. 85)¹⁾. Возьмем светящуюся точку S на линии SCO , проходящей через центр кривизны C преломляющей поверхности AO ; линия SCO будет осью линзы. Пусть SA —один из лучей, исходящих из точки S , AB преломленный луч, S_1 —пересечение преломленного луча (или его продолжения) с осью SO .

Из треугольников SAC и S_1AC следует, что

$$\alpha + i = \gamma,$$

$$\beta + r = \gamma.$$

¹⁾ Мы берем поверхность *вогнутой* для удобства черчения. На конечный результат наш выбор не влияет; необходимо только в конечной формуле обращать внимание на знак радиуса R .

Будем рассматривать лишь такие лучи, которые проходят вблизи оси: тогда все углы в вышенаписанных уравнениях будут малы и это даст нам право вместо формулы преломления $\sin i = v \sin r$ применить более простую формулу $i = v \cdot r$.

Умножим второе из вышенаписанных уравнений на v , заменим vr через i и вычитаем из него первое уравнение; тогда получим:

$$\beta v - \alpha = (v - 1) \gamma.$$

Кроме того, как это мы делали в случае сферического зеркала (стр. 70), и здесь мы можем считать α , β , γ обратно пропорциональными расстояниям $l_1 = SO$; $l_2 = S_1O$ и $R_1 = CO$.

Следовательно,

$$\frac{v}{l_2} - \frac{1}{l_1} = (v - 1) \frac{1}{R_1}$$

Для второй преломляющей поверхности, организовывающей линзы с другой стороны, формула останется того же

вида, только с другими буквами. Теперь источником света будут уже S_1 , а расстояние пусть будут l_2 и l_1 .

$$\frac{v_1}{l_1} - \frac{1}{l_2} = (v_1 - 1) \frac{1}{R_2}.$$

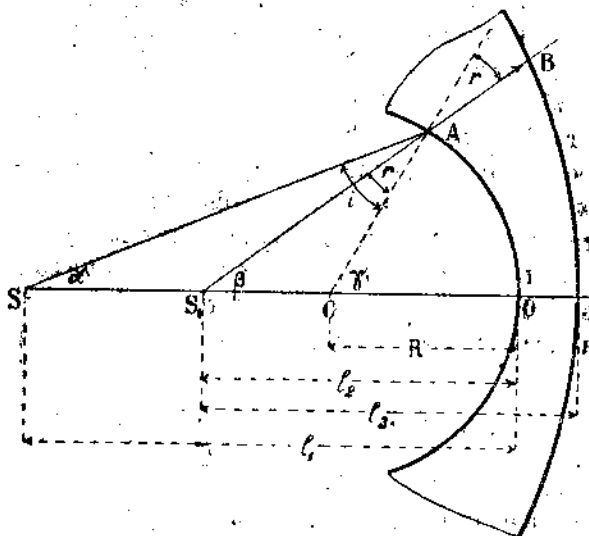


Рис. 85. Преломление на линзе.

Положим, что обе поверхности так близки друг к другу, другими словами, что линза так тонка, что расстояния S_1 , от первой и от второй поверхности можно считать одинаковыми, т.е. положим $l_1 = l_2$. Кроме того, так как преломление у второй поверхности

происходит из стекла в воздух, то коэффициент преломления $v_1 = \frac{1}{v}$ и, следовательно, для второй поверхности получим

$$\frac{1}{l_1} - \frac{v}{l_2} = -(v - 1) \frac{1}{R_2}.$$

Складывая теперь обе формулы (для исключения l_2), имеем

$$\frac{1}{l_1} - \frac{1}{l_1} = (v - 1) \left[\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right].$$

Обыкновенно принято считать расстояния l положительными, когда они расположены по обе стороны линзы, а не так, как у нас;

поэтому положим в полученной нами формуле $l_1 = d$, а $l_2 = -d_2$. Кроме того, радиусы R принято считать положительными для выпуклой поверхности и отрицательными у вогнутой поверхности; следовательно, в нашей формуле надо у R_1 переменить знак, ибо первая поверхность у нас вогнутая.

При этих условиях формула линзы получить вид:

$$\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} = (n - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{1}{F}.$$

Прежде всего замечаем, что в нашу формулу не входит угол α ; откуда заключаем, что все лучи, исходящие из точки S , независимо от их угла наклона сходятся опять в одной точке S_1 , и, следовательно, S_1 есть изображение точки S , полученное посредством линзы. Но с такой же правотой точку S мы можем считать изображением точки S_1 , ибо формула наша симметрична по отношению d_1 и d_2 . Однако не нужно забывать, что этот результат лишь приближительный и что формула наша тем более приближается к истине, чем угол α меньше.

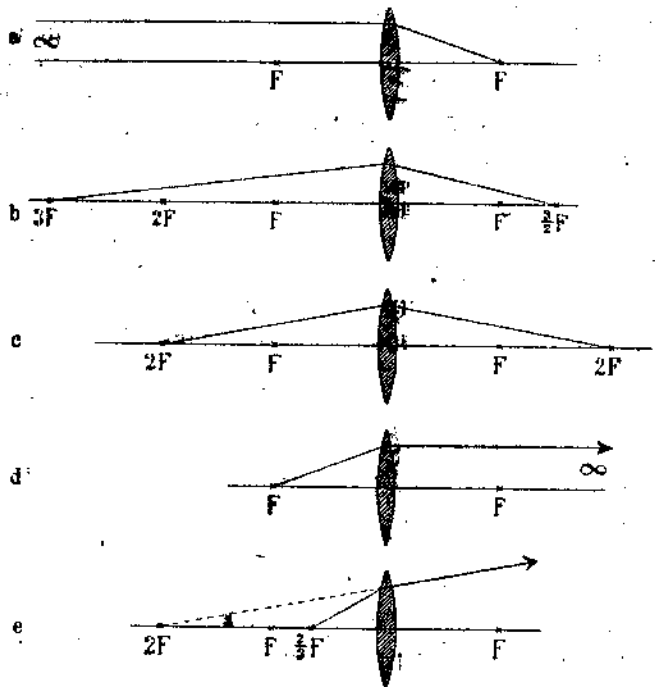


Рис. 86. Различные случаи преломления лучей в собирающей линзе.

Величина F , приведенная в вышенаписанной формуле, называется (главным) фокусным расстоянием линзы. Из формулы видно, что F — это то расстояние ($d_2 = F$), на котором сходятся лучи бесконечно удаленной точки ($d_1 = \infty$).

Из симметрии формулы следует, что у линзы два фокуса, расположенных на равных расстояниях по обе стороны линзы.

Далее мы видим, что фокусное расстояние линзы зависит от показателя преломления n и потому, вследствие дисперсии, для различных цветов фокусное расстояние будет различно; для фиолетовых лучей, для которых показатель преломления больше, фокусное расстояние будет меньше, чем для красных.

20. Различные типы линз. Если обе поверхности линзы выпуклы ($R > 0$), то, очевидно, F будет положительным; лучи, идущие из бес-

конечности, будут сходиться в фокусе по другую сторону стекла (рис. 86, а) и изображение будет действительное; такая линза называется собирающей. Наоборот, когда обе стороны линзы вогнуты, фокусное расстояние делается отрицательным, лучи, идущие из бесконечности, пройдя линзу, расходятся (рис. 87, б) и только продолжения их перед линзой сходятся в фокусе и дают здесь изображение мнимое. Предлагаем читателю самому разобрать все случаи, показанные на рис. 86 и 87. Когда стекло выпукло-вогнутое (отрицательный радиус больше) $F > 0$, когда вогнуто-выпуклое (отрицательный радиус меньше) $F < 0$. — Общее правило для

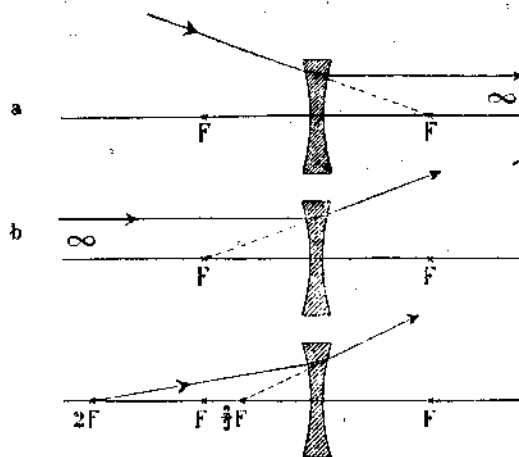


Рис. 87. Различные случаи преломления лучей в рассеивающей линзе.

всех случаев таково: когда середина линзы толще краев, $F > 0$ — линза собирающая, в противном случае $F < 0$ и линза рассеивающая.

На рис. 88 изображены различные типы линз.

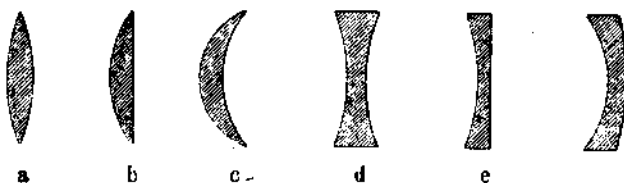


Рис. 88. Различные типы линз.

21. Оптическая сила линзы. Величина $\frac{1}{F}$, входящая в формулу линзы, называется *оптической силой* стекла; она измеряется в особых единицах — *диоптриях*. Для того, чтобы выразить оптическую силу стекла в диоптриях, надо взять обратную величину фокусного расстояния, выраженного в метрах. Так, например, если $F = 20$ см., то сила стекла равна 5 диоптриям.

22. Система линз. Рассмотрим действие двух линз с фокусными расстояниями f_1 и f_2 , поставленных на расстоянии l друг от друга (рис. 89). Пусть d_1 и d — расстояния источника S и изображения его S_1 от первой линзы; для второй линзы мы должны считать это изображение S_1 за новый источник. Следовательно, для второй (задней) линзы, мы должны считать расстояние до источника равным $(l - d)$, расстояние до нового изображения назовем через d_2 .

Формулы каждой из этих линз напишутся так:

$$\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d} = \frac{1}{f_1}; \quad \frac{1}{l - d} + \frac{1}{d_2} = \frac{1}{f_2}$$

Для того, чтобы узнать расстояние фокуса рассматриваемой сложной линзы до задней из двух линз, необходимо положить расстояние d_1 до предмета равным бесконечности и соответствующее d_2 будет расстояние заднего фокуса F_2 системы от задней линзы L_2 . Но если

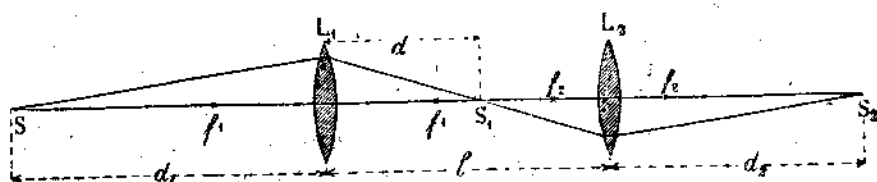


Рис. 89. Система из двух линз.

$d_1 = \infty$, то из первого уравнения имеем $d = f_1$ и, подставляя во второе уравнение, получаем:

$$\frac{1}{F_2} = \frac{1}{f_1 - l} + \frac{1}{f_2},$$

откуда видно влияние расстояния между линзами l на получаемое фокусное расстояние сложной линзы. При некотором l фокусное расстояние составной линзы может получиться даже отрицательным, хотя f_1 и f_2 будут положительными.

Подобным же образом положив $d_2 = \infty$, можно определить расстояние переднего фокуса F_1 от передней линзы L_1 . Вообще говоря, F_1 не равно F_2 .

Если линзы так близки друг к другу, что их расстоянием l можно пренебречь в сравнении f_1 и f_2 , тогда получаем для обоих случаев

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2}.$$

Мы можем, следовательно, сказать, что, сложив две линзы до соприкосновения, мы получаем систему линз, коей оптическая сила равна сумме оптических сил линз, ее составляющих.

23. Определение фокусного расстояния. Если требуется определить фокусное расстояние какой-нибудь данной линзы L , то устанавливают ее между источником света S и экраном S_1 так, чтобы на экране получалось отчетливое изображение источника. Смерив расстояние $SL = d_1$ и $S_1L = d_2$, подставляют их значение в формулу линзы (стр. 73) и вычисляют F .

Из того обстоятельства, что величины d_1 и d_2 входят в формулу симметрично, непосредственно следует, что при одном и том же расстоянии SS_1 можно найти два положения линзы L и L_1 , при которых на экране получается отчетливое изображение S_1 ; а именно, во-первых, когда найденное нами d_1 расположено со стороны источника, а d_2 со стороны экрана, и, во-вторых, когда они поменяются местами, от этой перемены мест формула не изменится. Так как $SS_1 = d_1 + d_2$, а величина, на которую надо передвинуть линзу, чтобы второй раз получить отчетливое изображение, $LL_1 = d_2 - d_1$, то измеряя SS_1 и LL_1 , можем

вычислить d_1 , d_2 и, следовательно, F . Этим последним способом пользуются, потому что сдвинув линзы LL_1 можно точнее измерить тем расстояние до линзы. Впрочем для того, чтобы этот способ был осуществим, расстояние SS_1 должно быть более $4F$. Представим это доказать читателю.

Если дана рассеивающая линза, которая не дает действительного изображения на экране, то к ней присоединяют собирающую линзу известного фокусного расстояния и притом такую, чтобы полученная комбинация была собирающей. Определив оптическую силу этой комбинации линз и вычитая оптическую силу собирающей линзы, получаем оптическую силу рассеивающей линзы согласно выводам предыдущего параграфа.

24. Построение изображений в линзе. Пусть ACB —предмет (рис 90), LL линза и F —ее фокусы. Изображение точки C может быть построено по формуле линзы. Для построения изображения точки A (или B), находящейся недалеко вне оси, можно рассуждать так же, как и в случае сферического зеркала (стр. 72) и воспользоваться тем обстоятельством, что для некоторых лучей, исходящих из точки A , легко

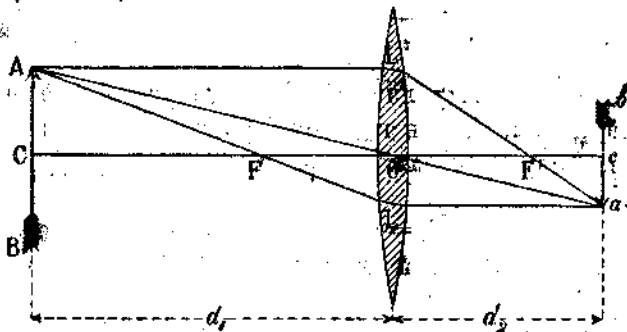


Рис. 90. Построение изображения в линзе.

определить направление их после преломления в линзе. Так, например, луч AO пройдет через центр линзы без изменения своего направления, как сквозь плоскопараллельную пластинку. Луч AF , пройдя через фокус, должен выйти из линзы параллельно оси, т. е. по La , наконец луч AL , параллельный оси должен за линзой пройти через фокус F . Все эти три луча, а также и все остальные лучи точки A сойдутся в одной точке a , которая и будет служить изображением точки A . Впрочем, такое сходжение всех лучей в A будет лишь приблизительно; оно будет тем точнее, чем ближе точка A к оси, т. е. чем меньше угол AOO .

Из чертежа видно, что

$$\frac{AB}{ab} = \frac{d_1}{d_2}.$$

Это отношение называется *увеличением линзы*.

Предлагаем читателю построить изображение предметов в собирающей и рассеивающей линзе при различных расстояниях предмета от линзы. При этом легко установить следующие главнейшие правила.

Для собирающей линзы:

1. Если предмет находится от линзы далее двойного фокусного расстояния, то его изображение получается по другую сторону линзы между фокусным и двойным фокусным расстоянием. Изображение будет действительное, обратное и уменьшенное.

2. Если предмет находится на двойном фокусном расстоянии от линзы, то его изображение получается на таком же расстоянии по другую сторону линзы. Изображение это действительное, обратное и по величине равное предмету.

3. Помещая предмет на расстоянии меньшем двойного фокусного расстояния линзы, но большем фокусного расстояния, получаем его действительное, обратное и увеличенное изображение по другую сторону линзы, за двойным фокусным расстоянием.

4. Наконец, если поместим предмет между фокусом и линзой, то изображение его получится на той же стороне линзы, где и предмет. Оно будет прямое, мнимое и увеличенное.

В случае рассеивающей линзы изображение всегда будет мнимое и прямое.

25. Построение изображений в системе линз. Если дана целая система линз, с общей оптической осью (центрированная система), то для определения положения и величины изображения предмета можно произвести построение сперва для первой линзы, затем полученное изображение считать предметом для второй линзы и сделать новое построение и т. д., вплоть до последней линзы системы. Так именно мы поступали в § 22 (рис. 89, стр. 75). Однако этот способ не всегда удобен, и, кроме того, часто бывают даны фокусы целой системы и не даны фокусы отдельных линз, ее составляющих. Но в таком случае одного указания фокусов системы еще недостаточно для построения изображения, как это ясно видно из способа построения рис. 90 (стр. 76); необходимо, чтобы кроме фокусов была еще дана точка θ , через которую лучи проходят без преломления, или должна быть дана плоскость LL , у которой лучи, параллельные оси системы, преломляются и сходятся в фокусе. Расчет показывает, что для системы линз упомянутые выше точка и плоскость, вообще говоря, раздваиваются и получается следующее.

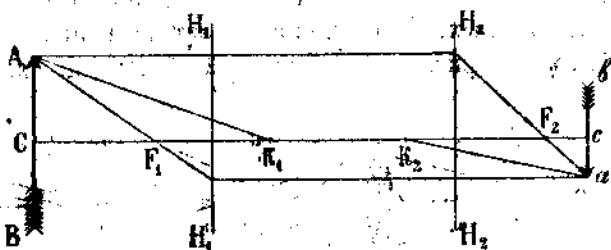


Рис. 91. Общий случай оптической системы.

Все лучи, входящие в данную систему линз и проходящие через точку K_1 (рис. 91), выходят из системы из точки K_2 , оставаясь себе параллельными. Две точки K_1 и K_2 соответствуют на рис. 90 одной точке O и называются узлами системы.

Все лучи, проходящие через передний фокус системы F_1 , после системы линз, идут параллельно оптической оси так, как будто преломление произошло у плоскости H_2 ; а все лучи, которые до входа в систему шли параллельно оси, сходятся в заднем фокусе F_2 , так, как будто преломление произошло у плоскости H_1 . Две плоскости H_1 и H_2 соответствуют на рис. 90 одной плоскости LL и называются главными плоскостями системы.

В большинстве случаев первая и последняя среда (воздух) одинаковы; а тогда узловые точки K_1 и K_2 совпадают с соответственными главными плоскостями H_1 и H_2 и, кроме того, расстояние $F_1K_1 = F_2K_2$.

Все вышесказанное относится, строго говоря, не только к системе линз, но и к каждой линзе в отдельности, ибо при выводе формулы линзы мы пренебрегли ее толщиной (стр. 72); если бы мы этого не сделали, то получили бы те же осложнения, что и в системе линз, а

именно: в общем случае два разных фокусных расстояния, две несовпадающих узловые точки и две главных плоскости.

На рис. 92 представлен случай преломления луча в линзе значительной толщины, а именно того луча, который проходит через центр стекла O . Преломление это вполне аналогично преломлению луча в плоскопараллельной пластинке (стр. 68, рис. 80), показанной на рис. 92

Рис. 92. Преломление в толстой линзе.

пунктиром; при этом луч остается себе параллельным, но лишь сдвигается в сторону, причем этот сдвиг тем больше, чем толще линза (пластинка). От этого вместо одной узловой точки O получается две точки K_1 и K_2 . В тонких линзах эти точки можно считать совпадающими с O .

26. Хроматическая aberrация. Мы видели, что фокусное расстояние линзы зависит от показателя преломления (стр. 73), и так как показатель преломления стекол для фиолетового луча больше, чем для красного, то фокусное расстояние для фиолетовых лучей будет меньше, чем для красных. Это явление носит название «хроматической aberrации». Если S (рис. 93) — источник белого цвета, то в S_1 мы получим его

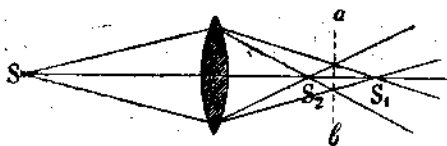


Рис. 93. Хроматическая aberrация.

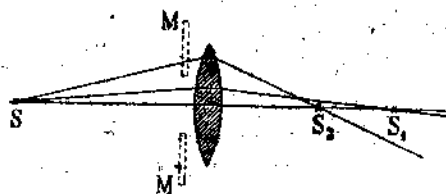


Рис. 94. Сферическая aberrация.

красное изображение, а в S_2 фиолетовое. Правда, в плоскости ab красные и фиолетовые лучи пересекаются, и мы получим здесь впечатление почти белого света, однако это не будет изображение точки S , а будет целый *кружок*.

Если мы поставим экран дальше от стекла, чем ab , то увидим вместо изображения точки белое пятно, окруженное голубой каймой; если поставим экран ближе к стеклу перед ab , то увидим кайму красную.

Для рассеивающей линзы получается то же самое, и здесь фокусное расстояние для фиолетового луча будет меньше, чем для красного.

Но если мы составим комбинацию из собирающей и рассеивающей линзы, то их оптические силы сложатся (а взятые по своей абсолютной величине — вычтутся друг из друга), и можно подобрать таким образом форму и материал этих линз, чтобы сумма оптических сил их была положительна и притом одинакова как для красных, так и для фиолетовых лучей. Такая комбинация линз (рис. 95) будет эквивалентна одной собирающей линзе, но без хроматической aberrации; она называется *ахроматической линзой*.



Рис. 95.
Ахроматическая линза.

27. Сферическая aberrация. Теперь представим себе, что на линзу падает из S (рис. 94) одноцветный пучок лучей, так что хроматической aberrации нет; тем не менее изображение в S_1 не получается в виде точки. Это происходит от того, что лучи из S различно наклонены к оси. Те формулы линз, которые мы вывели выше, в которых угол наклона лучей совсем не входит, применимы только для лучей, составляющих очень малый угол с осью (центральные лучи). На самом деле, однако, лучи, падающие на края линзы (краевые лучи), где элементы поверхностей линзы у входа и выхода луча составляют между собой больший угол, чем у центра линзы, будут преломляться сильнее и сойдутся ближе к стеклу (в S_2), чем лучи, идущие вблизи оси. Это явление называется *сферической aberrацией*. Сферическая aberrация тем больше, чем больше кривизна поверхностей и чем больше угол расхождения лучей.

Можно уменьшить сферическую aberrацию, поставив перед линзою *диафрагму*, т. е. экран с круглым отверстием посредине, диаметр которого меньше диаметра линзы; таким путем отрезывается часть краевых лучей (рис. 94, диафрагма MM). Чем меньше отверстие диафрагмы, тем резче получается изображение, но в то же самое время тем меньше света проходит сквозь линзу.

Если радиусы поверхностей линзы разные, то для уменьшения aberrации полезно ставить линзу так, чтобы поверхность с меньшим радиусом (большей кривизной) была обращена к более далекому из двух S . Лучше всего устраняется сферическая aberrация в комбинации из двух линз, собирающей и рассеивающей; обыкновенно в такой комбинации удается одновременно устранить и хроматическую aberrацию (рис. 95).

28. Апланатизм. В большинстве случаев при помощи линз необходимо бывает получить отчетливое изображение не от точки, а от целой площадки, и как бы мала ни была эта площадка, как например, при рассматривании в микроскоп, все же устранение сферической aberrации для точек, лежащих на оси линзы, еще не освобождает от aberrации соседних точек, лежащих вблизи оси и принадлежащих той же рассматриваемой площадке. Таким образом, отчетливое изображение хотя бы и малой площадки требует от линзы особых условий. Такая комбинация линз, в которой сферическая aberrация устранена не только для точек, лежащих на оси, но и для малых площадок, поставленных перпендикулярно к оси, называется *апланатической*.

Для некоторых частных случаев апланатизм достигается и в одной линзе. Представим себе полусферическую поверхность $LAOL$ (рис. 96) с радиусом $CO = R$, отделяющую среду с показателем преломления γ_1 от среды с показателем преломления γ_2 . Возьмем на оси CO точку S на расстоянии от центра сферы C равным

$$SC = a = \frac{\gamma_1}{\gamma_2} R.$$

Проведем какой-нибудь луч SA , составляющий угол u с осью SO , и построим соответствующий преломленный луч S_1A по закону

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\gamma_1}{\gamma_2}.$$

Из полученных таким образом треугольников SAC и S_1AC имеем соотношения:

$$\frac{\sin i}{\sin u} = \frac{a}{R}, \quad i + u = r + u_1, \quad \frac{\sin u_1}{\sin r} = \frac{R}{b},$$

но так как $\frac{a}{R} = \frac{\gamma_1}{\gamma_2}$, то угол $u = r$; а в таком случае, на основании второго соотношения, видим, что угол $u_1 = i$; и, наконец, третье уравнение дает

$$\frac{\gamma_1}{\gamma_2} = \frac{R}{b}.$$

Итак, если $SC = a = \frac{\gamma_1}{\gamma_2} R$, то

$$S_1C = b = \frac{\gamma_2}{\gamma_1} R.$$

Обратим внимание на то обстоятельство, что величина b , т. е. положение изображения точки S , совершенно не зависит от угла u , под которым мы провели луч SA . Следовательно, все лучи, исходящие из S , под каким бы углом они ни выходили, после преломления будут казаться исходящими из S_1 ; сферической аберрации здесь не будет.

Далее легко видеть, что не только точка S , лежащая на оси SO , будет изображаться без аберрации в точке S_1 , но и все точки сферы MM , проведенной из центра C радиусом $SC = a$, будут изображаться на точках сферы NN , проведенной из C радиусом $S_1C = b$, тоже без аберрации. Следовательно, элементарная площадка S изобразится элементар-

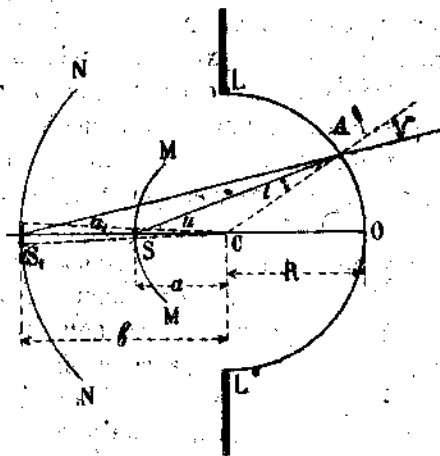


Рис. 96. Апланатическая точка сферической поверхности.

ной площадкой S_1 вполне апланатично¹⁾.

¹⁾ Этим обстоятельством пользуются в микроскопии при выводе (см. ниже).

Не нужно однако забывать, что доказанный выше апланатизм получается только для точек, отстоящих от центра C на расстоянии $a = \frac{v_1}{v_2} R$, для других расстояний этого уже не будет; эти особые точки носят название *апланатических точек*.

Из чертежа между прочим следует, что линейное увеличение при изображении площадки S в точке S_1 будет равно отношению расстояний b к a , а это отношение, как это следует из приведенных выше формул, равно *квадрату* отношений показателей преломления и не зависит от радиуса преломляющей поверхности.

Положим, например, что внутри сферы $LAOL$ среда с показателем преломления $v_2 = 1,5$, а снаружи воздух $v_1 = 1$; тогда можно получить вполне апланатичное увеличение в 2,25 раза.

29. Астигматизм. До сих пор мы говорили о недостатках в линзах, появляющихся при изображении точек, лежащих на оптической оси или очень близко от оси. Эти недостатки были: хроматическая и сферическая аберрации. Для точек вне оси, или для предметов, видных из центра линзы под большим углом, кроме перечисленных, являются еще новые недостатки, а именно: *астигматизм, искривление плоскости изображения и искривление прямых линий*.

Положим сперва, что светящаяся точка S лежит на оптической оси линзы, и что угол расхождения лучей очень мал; тогда выходящая из этой точки сферическая световая волна после преломления в линзе изменит свою кривизну, но все же останется сферической. Лучи света суть не что иное, как нормали к поверхности волны; поэтому, пока волна остается сферической, ее лучи могут сходиться в одну точку, а именно в центр этой сферы S_1 ; эта точка S_1 и будет изображением светящейся точки S (стр. 78, рис. 94).

Если угол расхождения лучей из точки S значителен, то после преломления волну уже нельзя считать вполне сферической; но все же она будет симметрично расположена вокруг оптической оси и будет представлять собою поверхность вращения с осью, совпадающей с оптической осью линзы. Каждая зона этой волны, соответствующая небольшому углу расхождения падающих лучей, может считаться частью сферы, но кривизна этих сфер будет различна. Поэтому каждая зона вследствие симметрии даст конус лучей, сходящихся на оси линзы, но вершины этих конусов будут для каждой зоны различны, при чем крайние зоны дадут вершину ближе к стеклу, чем средние (точка S_2 на рис. 94, стр. 78); это явление и называется *сферической аберрацией*.

Наконец, если лучи выходят из точки вне оси, то после преломления они не только не дадут сферической волны, но и не дадут волны с какою-либо осью симметрии. Волна эта будет представлять собою сложную кривую поверхность, и даже если мы выделим на этой поверхности небольшую часть, соответствующую небольшому углу расхождения падающих лучей, то и тогда нормали (т.-е. у нас — лучи), восстановленные в этом элементе поверхности, вообще говоря, не бу-

лучей, телесный угол которого равен φ ¹⁾. Очевидно, что количество света²⁾, посылаемое источником в пределах угла φ , будет пропорционально этому углу, так что мы можем написать

$$L_1 = \varphi \cdot K$$

Величина K называется *силой света*.

Полное же количество света, исходящее из данной точки во все стороны, будет

$$L = 4\pi K.$$

Если данный источник посылает свет не одинаково во все стороны, то величина K , т. е. сила света, будет зависеть от направления. Так, например, сила света свечи в горизонтальном направлении больше, чем в вертикальном. Однако, всегда можно мысленно разделить конус лучей на элементарные конусы с таким малым телесным углом φ_0 , что в пределах этого угла можно считать K постоянным; тогда количество света в пределах угла φ_0 будет $K\varphi_0$, а полное количество света определится как сумма

$$L = \sum K\varphi_0.$$

Здесь K зависит от направления, в котором взят малый телесный угол φ_0 .

32. Светящаяся площадка. Наиболее важный случай неравномерного распределения света мы имеем в светящейся площадке. В этом случае сила света по направлению нормали SO (рис. 100) наибольшая, по наклонному направлению лучей она меньше, а в плоскости площадки она равна нулю. Оказывается, что, если силу света площадки по нормали назвать через K_0 , то силу света в направлении, составляющем угол u с нормалью, можно выразить формулой

$$K = K_0 \cos u.$$

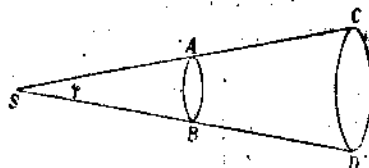


Рис. 99. Светящаяся точка.

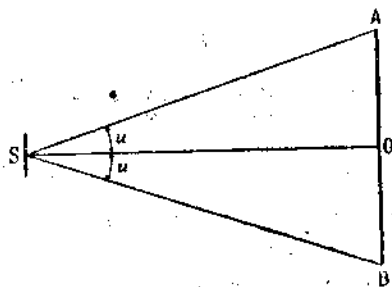


Рис. 100. Светящаяся площадка.

1) За единицу телесного угла принимают такой телесный угол, который, образуя вершину конуса, помещенного в центре шара радиусом 1 см., вырезает этим конусом на поверхности шара площадь 1 см². Поэтому в системе C-G-S мы имеем такое соотношение между площадью S , вырезанной на поверхности шара радиуса r , и телесным углом φ центрального конуса

$$S = r^2 \varphi.$$

Когда центральный конус, постепенно увеличивая угол φ , займет собою, наконец, весь объем шара, то телесный угол $\varphi = 4\pi$, и вся поверхность шара обращается в $4\pi r^2$, как это и следует из нашей формулы для S .

2) Количество световой энергии, посылаемое источником каждую секунду, или поток световой энергии (ср. стр. 30, § 30).

Входящая здесь величина K_0 пропорциональна площади светящейся площадки S ; следовательно, мы можем написать

$$K_0 = iS,$$

причем i называется *удельной силой света* площадки.

Итак, сила света светящейся площадки в направлении, образующем угол u с ее нормалью, равна

$$K = iS \cos u.$$

Этот закон, установленный Ламбертом, довольно хорошо оправдывается на опыте.

Из этого закона, между прочим, следует, что раскаленная кривая поверхность и раскаленная плоскость при одинаковой удельной силе света i (т. е. при одинаковой температуре и одинаковой лучеиспускательной способности) покажутся нам везде одинаково яркими; вследствие этого мы не будем в состоянии отличить, например, раскаленный шар от раскаленного диска. Действительно, пусть MM (рис. 101) раскаленная плоскость, а AB раскаленная кривая поверхность; в направлении L находится глаз наблюдателя. Для этого наблюдателя сила света площадки $ab = S$, взятой на плоскости MM , будет iS , тогда как сила света соответственной площадки $a_1b_1 = S_1$, взятой на поверхности AB , будет $iS \cos u$; но из чертежа видно, что $S_1 \cos u = S$.

Рис. 101. Лучеиспускание тел различной формы.

Так как для светящейся площадки сила света зависит от направления, то полное количество света, исходящее из нее в пределах угла φ , уже не будет пропорционально этому углу, как это было в случае светящейся точки, тем не менее можно вычислить это количество света, если дана зависимость K от направления лучей. Если мы примем в основу расчета закона Ламберта, то оказывается, что полное количество света, исходящее из площадки S (рис. 100) в пределах конуса, образующие которого составляют с нормалью угол U , выражается формулой ¹⁾

$$L = \pi K_0 \sin^2 U.$$

¹⁾ Эта формула выводится так. Определим из S , как из центра, шар радиусом r , и два конуса с углами u и $u + du$. Первый конус вырежет на шаре окружность, радиус которой будет $r \sin u$; а оба конуса вырежут на поверхности шара зону, коей площадь $2\pi r \sin u du$. Этой площади соответствует телесный угол $d\varphi = 2\pi \sin u du$. Количество света в пределах угла $d\varphi$ будет $dL = K_0 \cos u d\varphi$. Следовательно, полное количество света

$$L = \int_{-U}^{+U} 2\pi K_0 \cos u \sin u du = \pi K_0 \sin^2 U.$$

Эта формула применяется тогда, когда светящаяся площадка находится в воздухе; если же она находится в среде с показателем преломления ν , то количество света, испускаемое площадкой, будет выражаться так ¹⁾:

$$L = \pi K_0 \nu^2 \sin^2 U.$$

33. Сила освещения. Количество света, приходящееся на единицу освещенной поверхности, называется *силой освещения* (освещенность, яркость). Положим, что количество света, падающее на площадку $ab = S_0$ (рис. 102), равно L ; тогда сила освещения этой площадки будет

$$M_0 = \frac{L}{S_0}.$$



Рис. 102. Освещение площадки.

Но если данная площадка $a_1b_1 = S$, наклонена к лучам, так что нормаль ее N образует с направлением луча L некоторый угол α , тогда такое количество света L придется уже на большую площадь, причем

$$S = \frac{S_0}{\cos \alpha},$$

а сила освещения будет меньше:

$$M = \frac{L}{S} \cos \alpha.$$

Положим, что свет исходит из светящейся точки (или из очень малой светящейся и вдалеке находящейся площадки); тогда, как мы видели, количество света

$$L = K\varphi.$$

Если теперь рассекать конус лучей с углом φ плоскостями на различном расстоянии от вершины (рис. 99), то вырезанные этим конусом площади будут расти по мере удаления плоскостей от источника и притом будут расти пропорционально квадрату расстояния; следовательно, сила освещения будет изменяться *обратно пропорционально квадрату расстояния*.

Если взять небольшой угол φ , и под S_0 подразумевать небольшую площадку, вырезаемую телесным углом φ , на поверхности шара радиуса r , тогда

$$S_0 = r^2 \varphi.$$

¹⁾ Для того, чтобы понять, почему в эту формулу вошел показатель преломления ν , нужно представить себе одно и то же количество света, проходящее через несколько сред; но из основного закона преломления следует, что при переходе из одной среды в другую произведение $\nu \sin U$ остается постоянным (стр. 59). — Останавливаться на более подробном выводе формул для L мы здесь не можем; этот вывод можно найти в учебниках по термодинамике лучеиспускания.

Количество света, падающее на эту площадку, будет

$$L_0 = K \frac{S_0}{r^2}$$

а сила освещения ее

$$M_0 = \frac{K}{r^2}$$

Для наклонной площадки согласно выводу, приведенному выше, получим количество света

$$L = K \frac{S_1 \cos \alpha}{r^2},$$

и силу освещения

$$M = K \frac{\cos \alpha}{r^2}.$$

34. Закон Ламберта. Все вышеприведенные законы лучеиспускания и освещения установлены Ламбертом (1760 г.) и все их можно соединить в одной формуле.

Для этого положим, что одна площадка S посылает свет другой площадке S_1 ; тогда, подставляя вместо K силу света первой площадки, получим количество света, получаемое второй площадкой

$$L = i \frac{S \cos u \cdot S_1 \cos \alpha}{r^2}$$

Заметим, что в эту последнюю формулу величины $S_1 \cos \alpha$ и $S \cos u$ входят одинаковым образом; отсюда заключаем, что количество света, идущее от первой площадки ко второй, равно тому количеству света, которое послала бы вторая площадка первой, если бы она светила той же удельной силой света i .

35. Единицы силы света и освещения. Мы указали выше, что сила света обусловлена энергией лучей. Однако, не все лучи, выходящие из какого-либо источника, действуют на глаз в одинаковой степени, даже в том случае, если они обладают одинаковой энергией. Глаз (см. стр. 119, рис. 136) наиболее чувствителен к желтым лучам (длина волны которых $\lambda = 0,55 \mu$), менее чувствителен к красным и фиолетовым лучам и совершенно не чувствителен к ультра-красным ($\lambda > 0,8 \mu$) и ультра-фиолетовым ($\lambda < 0,4 \mu$) лучам. Отсюда следует, что, если мы будем измерять энергию каких-либо лучей и выражать эту энергию в каких-либо абсолютных или практических единицах, то это не может дать нам понятия о степени пригодности этих лучей для освещения. Поэтому и за единицу количества света не берут единицу потока энергии, а принимают ту силу *видимого света*, которую обладает какой-нибудь определенный световой источник, и к этой единице и относят все измерения. Так, например, прежде принималась за единицу *силы света* стеариновой свечки, толщина которой 2 см., а высота пламени около 5 см. В настоящее время чаще употребляется для этой цели

«лампа Гейфнера»; в этой лампе горит чистый искусственно-амидовый эфир; толщина фитиля этой лампы 0,8 см. и высота пламени 4 см.; сила света приблизительно на 20%, больше стеариновой свечи. Лампа Гейфнера представляет собою более определенную единицу, чем стеариновая свеча, а потому и употребляется при более точных измерениях.

За единицу освещения принимается то освещение, которое получается на расстоянии одного метра от источника с силой света в одну свечу. Эта единица называется метр-свеча.

Обыкновенно принимается, что для чтения необходимо освещение книги в 50 метр-свечей и во всяком случае не менее 10 метр-свечей. Так как освещение обратно пропорционально квадрату расстояния, то 10 метр-свечей мы получим, установив одну стеариновую свечу на расстоянии приблизительно 35 см. от книги и притом так, чтобы свет падал на книгу нормально.

36. Фотометры. Приборы, служащие для сравнения источников света, называются фотометрами. На рис. 103 представлена схема фотометра Ричи. Два сравниваемых источника света S и S_1 устанавливаются на таких расстояниях l и l_1 от белых плоскостей AC и BC , чтобы глазу, помещенному в O , обе плоскости казались одинаково освещенными. Тогда мы можем написать, что сила

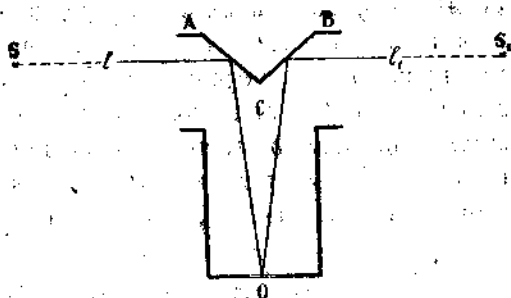


Рис. 103. Фотометр Ричи.

$$\frac{K}{K_1} = \left(\frac{l_1}{l}\right)^2.$$

Зная l и l_1 и силу света одного из источников K , можем определить силу света другого источника K_1 .

Если плоскости AC и BC сделаны тщательно, то при равенстве их освещения мы увидим, что ребро C как бы исчезает и глазу представляется одна равномерно освещенная плоскость ACB .

Гораздо совершеннее достигается исчезновение линии соприсания двух поверхностей, и, следовательно, гораздо чувствительнее фотометр, изобретенный Луммером. В этом фотометре употреблен кубик из стекла (рис. 104), составленный из двух призм, плотно припильфованных друг к другу по плоскости AB ; в одной из призм сделано небольшое овальное углубление ab . Лучи источника S , встречая у ab воздушный слой, претерпевают здесь полное внутреннее отражение и попадают в глаз наблюдателя O ; между тем в Aa и bB они проходят беспрепятственно дальше. На

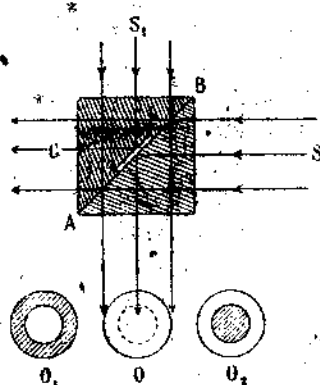


Рис. 104. Схема фотометра Луммера.

оборот, лучи источника S_1 , проходя сквозь Aa и bB , попадают в глаз O , а в пределах ab отражаются по направлению к C .

Таким образом из O мы увидим центральный кружок, освещенный источником S , окруженный кольцом, освещенным источником S_1 ; мы можем достиг равенства этих освещений, подбирая соответственные расстояния до источников S и S_1 , как в фотометре Ричи, и наблюдая исчезновение границы между центральным и кольцевым полем. Если расстояния до источников подобраны неверно, то мы увидим в фотометре либо картину O_1 , либо картину O_2 , смотря по тому, какое освещение сильнее.

Мы не будем здесь описывать устройства различных фотометров, а укажем лишь на следующее. Сравнение двух источников света указанным способом возможно лишь тогда, когда оба сравниваемых источника *одинакового цвета*; в противном случае нельзя достиг исчезновения пограничной линии. В таких случаях прибегают к разложению света данных источников на его составные цвета и сравнивают силу света каждого цвета в отдельности. Затем при суммировании принимают, кроме того, во внимание различную чувствительность глаза к различным цветам спектра. Впрочем, на практике часто довольствуются тем, что производят измерения для красных, желтых и зеленых лучей, выделяя эти цвета при помощи окрашенных пластинок (светофильтров), а затем, придавая этим трем измерениям различные коэффициенты, берут их сумму. Коэффициенты эти, выражающие физиологическое действие данного цвета, зависят, конечно, от выбора пластинок.

4. Оптические приборы.

37. Глаз. На рис. 105 представлен горизонтальный разрез правого человеческого глаза, увеличенный приблизительно вдвое. На нашем рисунке B — сторона, обращенная к виску и H — сторона, обращенная к носу. Мы дадим здесь лишь краткое описание главных частей глаза.

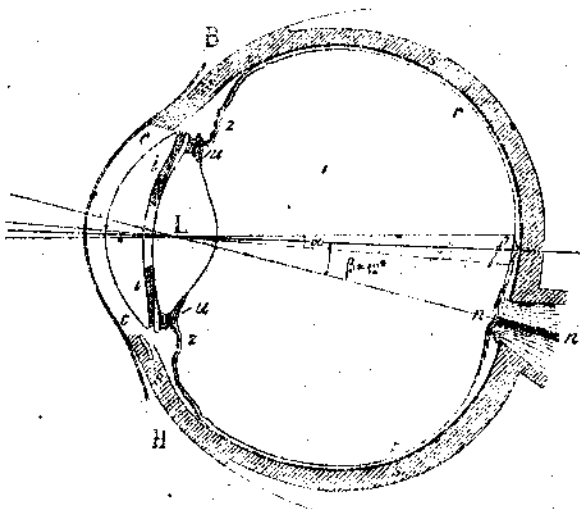


Рис. 105. Разрез правого глаза.

Все глазное яблоко заключено в твердую оболочку (роговая оболочка, *cornea*), которая спереди несколько более выпукла и, кроме того, прозрачна, в остальной же своей части ss она не прозрачна; (склеротика, *sclerotica*), молочно-белого цвета (белки глаз). Во внутренней полости глаза помещено прозрачное чечевицеобразное тело, «хрусталик»

полости глаза помещено прозрачное чечевицеобразное тело, «хрусталик»

L, который разделяет эту полость на две части; передняя полость заполнена жидкою, а задняя—студенистою средою. Показатель преломления этих сред близок к показателю преломления воды (1,33), тогда как показатель преломления хрусталика близок к показателю преломления стекла (1,5). Непосредственно перед хрусталиком помещена радужная оболочка *ii* (*iris*) с круглым отверстием посредине (зрачок). Внутренняя сторона склеротики покрыта сосудистой оболочкой, а поверхность—сетчатой оболочкой *rr* (*рeтина, retina*). В ретине размещено множество чрезвычайно мелких продолговатых элементов—палочек и колбочек, которые расположены нормально к поверхности ретины; каждый из этих элементов служит началом нервного волокна, и все эти волокна, сходясь у *nn*, ведут к зрительным центрам мозга. Лучи света, входя в глаз, преломляются в роговой оболочке и в хрусталике и дают изображение наружных предметов на ретине; здесь под действием света происходят химические процессы, которые затем, при посредстве нервов и мозга, превращаются в зрительное ощущение.

Из этого описания мы видим, что строение глаза напоминает собою фотографическую камеру, где хрусталик служит объектом, зрачок—диафрагмой, а ретина—чувствительной пластинкой.

38. Отчетливость зрения. По отношению к отчетливости зрения не все части ретины одинаковы. Опыт показывает, что при неподвижном глазе мы видим отчетливо только в пределах угла α (рис. 105), который равен всего 1° . Этот угол соответствует на ретине центральной ее части *f* (*fovea centralis*), где колбочки расположены теснее всего (палочек здесь нет). В остальной части ретины имеются палочки и колбочки и они расставлены здесь реже. Хотя мы видим этими частями ретины не так отчетливо, как центральными *f*, тем не менее мы можем пользоваться и этим боковым зрением так, что полный угол зрения доходит до 150° .

Степень отчетливости зрения можно охарактеризовать тем минимальным углом, под которым должны представляться глазу две точки, для того, чтобы не сливаться в нашем впечатлении в одну точку. Опыт показывает, что этот угол должен быть не менее 1 минуты (иногда доходит до $30''$). Оказывается, что приблизительно тот же угол составляют лучи зрения, идущие из центра хрусталика к двум соседним колбочкам центрального пятна ретины. Отсюда заключаем, что две точки только тогда не сливаются в нашем зрительном впечатлении, когда изображения их попадают на различные колбочки ретины.

+

a

Рис. 106.

b

То место ретины *nn*, где сходятся все нервные волокна, совсем лишено колбочек и палочек; этим местом мы видеть не можем. В этом можно убедиться на опыте. Если смотреть правым глазом на крестик *a* (рис. 106), держа глаз на расстоянии около 25 см. от книги, то при

этом, черный кружок b оказывается невидимым. Если из центра хрусталика провести лучи к центральному пятну (рис. 105) и к месту-выхода нервов, то получим угол β около 12° .

39. Аккомодация. Так как рассматриваемые предметы могут находиться на разных расстояниях от глаза наблюдателя, то, очевидно, и изображения этих предметов в глазу будут также на различных расстояниях от хрусталика; между тем для ясного зрения необходимо, чтобы наиболее отчетливое изображение рассматриваемого предмета образовалось на сетине. В фотографической камере (стр. 99) мы имеем возможность изменять расстояние линзы от чувствительной пластинки (ставить на фокус), сдвигаясь с расстоянием до того предмета, от которого желательно наиболее резкое изображение. Хрусталик глаза передвигаться не может, зато он обладает способностью менять свою выпуклость и, следовательно, менять свое фокусное расстояние. При рассматривании отдаленных предметов хрусталик удерживается перепонкою и в растянутом, более плоском состоянии (рис. 105) и в нормальном глазе дает отчетливое изображение их на сетине; при рассматривании близких предметов, изображение которых при растянутом хрусталике получалось бы за сетиною, мы сжимаем особую кольцевую мышцу z , которая ослабляет перепонку n , при чем хрусталик делается более выпуклым и фокусное расстояние его уменьшается; благодаря этому изображение близких предметов получается уже не за сетиною, а снова на поверхности сетины. Эта способность глаза приспосабливаться к различным расстояниям называется *аккомодацией*.

Способность аккомодации у различных лиц, конечно, различна; с возрастом она уменьшается.

40. Очки. Недостаток аккомодации глаза можно исправлять очками. Легко сосчитать, что надевая выпуклые очки (с положительным фокусным расстоянием), мы достигаем той же цели, что и увеличением выпуклости хрусталика.

Недостаток аккомодации нужно отличить от недостатков в размерах самого глаза. Нормальным (эмметропным) глазом считается такой глаз, который при ненапряженном состоянии мышцы хрусталика аккомодирован на бесконечно большое расстояние.

Но бывают случаи, когда сетина настолько близка к хрусталику, что мышце приходится напрягаться даже при рассматривании очень отдаленных предметов (глаз гиперметропный — дальновзоркий), тогда при помощи собирающей линзы можно сделать его нормальным (рис. 107). Наоборот, если сетина удалена так, что даже при ненапряженной мышце глаз видит ясно только близкие предметы (глаз брахиметропный — близорукий), то для того, чтобы иметь возможность видеть более удаленные предметы, необходимо поместить перед глазом рассеивающую линзу, (рис. 108).

Положим, например, что близорукий глаз аккомодирует, не напрягаясь, на расстояние 20 см., и при крайнем напряжении может видеть предметы, помещенные не ближе 10 см. от глаза. Если на подобные глаза надеть рассеивающие линзы (очки) с фокусным расстоя-

нием $F = -20$ см. (-5 диоптрий), то легко вывести из формулы линзы (стр. 73), что бесконечно удаленные предметы ($d_1 = \infty$) будут для глаза придвинуты на расстояние $d_2 = -20$ см. (знак минус означает перед глазом) и, следовательно, могут быть рассматриваемы без напряжения; с другой стороны, предел близкого зрения ($d_2 = +10$ см.) будет теперь при $d_1 = 20$ см. Из этого примера мы видим, каким образом, благодаря очкам, пределы ясного зрения расширились, глаз сделался нормальным.

Рис. 107. Глаз дальнозоркий.

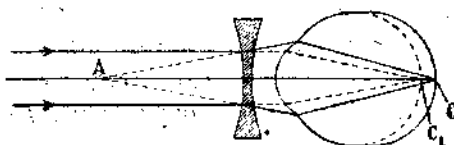
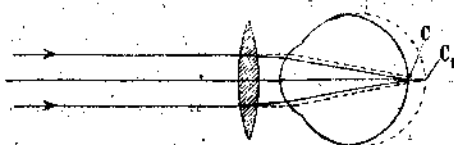


Рис. 108. Глаз близорукий.

41. Луна. Если мы желаем рассмотреть какой-нибудь предмет с сравнительно мелкими деталями, то нам приходится помещать его насколько можно ближе к глазу, ибо тогда изображение предмета на сетине получается в большем размере, а вместе с тем и отдельные детали, проектируясь на различные колбочки сетины, более не сливаются вместе. Однако приближение предмета к глазу требует напряжения, accommodation, а при мелких деталях потребовалось бы приблизить предмет настолько, что accommodation была бы уже невозможна. В таких случаях помещают перед глазом так называемую луну, т. е. короткофокусную линзу. Предмет ab устанавливают между фокусом и линзой (рис. 109), а глазом рассматривают его мнимое изображение AB .

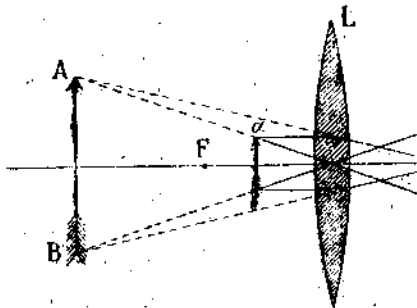


Рис. 109. Луна.

Положение этого изображения и величина его, для каждой луны будут, конечно, зависеть от относительного расстояния между предметом и луну. Но обыкновенно помещают предмет так, чтобы его изображение было на расстоянии так называемого ясного зрения, т. е. на том расстоянии, на котором большую часть держат книгу при чтении; это расстояние принимается за 25 см.

Увеличением луны принято называть отношение величины изображения AB к величине предмета ab для того именно случая, когда расстояние изображения от глаза равно 25 см.

Так как глаз помещают обыкновенно близко к луне, а предмет — близ фокуса, то увеличение луны (см. стр. 76) будет приблизительно равно отношению расстояния ясного зрения к фокусному расстоянию луны. Таким образом, луна с фокусным расстоянием 25 мм. обладает увеличением в 10 раз.

Для устранения хроматической и сферической aberrации, лупы устривают из нескольких стекол, сложенных вместе.

42. Микроскоп. Когда необходимо получить очень большие увеличения (от 20 до 2000 раз), то употребляют микроскопы. Оптическая система микроскопа состоит из двух частей, *объектива* и *окуляра* (рис. 110).

Объектив *D* представляет собою сложную линзу с очень коротким фокусным расстоянием (несколько миллиметров); его устанавливают так, чтобы рассматриваемый предмет *F*, лежащий на особом стеклышке *L*, помещался на расстоянии немного большем фокусного расстояния. При этом изображение предмета получится за двойным фокусным расстоянием объектива и притом увеличенное, обратное и действительное. Это изображение рассматривается окуляром *ABC*, действующим подобно лупе.

Увеличение микроскопа, при данном объективе и данном окуляре зависит от того, где мы поместим предмет. Но практически предмет приходится помещать всегда в определенном для данного объектива расстоянии, а именно, в той точке, для которой данный объектив рассчитан в смысле устранения сферической и хроматической aberrации.

Таким образом увеличение данного объектива есть вполне определенная величина, увеличение же окуляра принимается, как для лупы, при расстоянии ясного зрения в 25 см. Если увеличение объектива и окуляра микроскопа даны, то, очевидно, увеличение всего микроскопа определяется как произведение из этих двух увеличений.

43. Апертура. Так как микроскоп предназначен для рассматривания очень малых предметов, которые помещаются вблизи передней линзы объектива, то естественно, что лучи, попадающие в объектив, должны быть сильно расходящиеся, или, как говорят, объектив микроскопа должен иметь большую *апертуру*. За меру апертуры принимается величина (*numerische Apertur*—численная апертура)

$$a = \gamma \sin U,$$

где γ —показатель преломления той среды, где помещен предмет, а U —угол, под которым виден радиус передней линзы объектива из центра предмета.

Количество света, попадающее в объектив от рассматриваемого предмета, пропорционально *квадрату* величины апертуры (ср. стр. 85).

Из этого мы видим, что величина апертуры играет большую роль, в особенности при больших увеличениях, когда площадь изображения

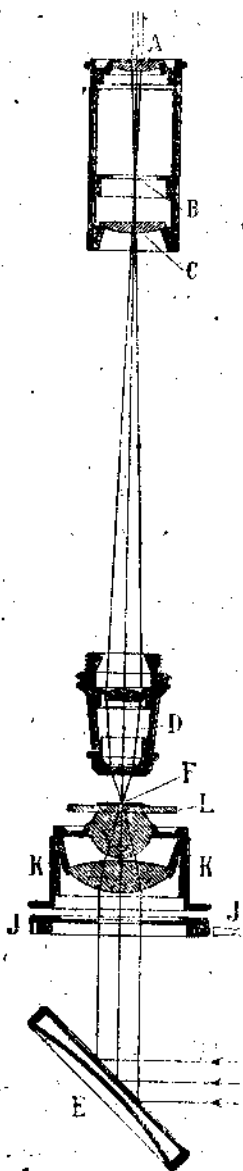


Рис. 110. Ход лучей в микроскопе.

получается гораздо больше площади предмета, и, следовательно, яркость изображения соответственно уменьшается.

Для того, чтобы сконцентрировать на предмете как можно более света, под предметным столиком микроскопа устанавливают вогнутое зеркало E (рис. 110), а иногда, кроме того, еще систему линз K (конденсор) тоже с большой апертурой, дающую сильно сходящийся пучок света. *

44. Иммерсия. Мы видели выше, что числовое значение апертуры, кроме угла U , содержит еще и показатель преломления ν , поэтому для увеличения количества света, попадающего в объектив, выгодно помещать рассматриваемый в микроскопе предмет в среду с большим показателем преломления, ибо тогда при том же угле U расхождения лучей мы получаем в ν раз большую апертуру и в ν^2 раз большее количество света, попадающее в объектив. На практике при больших увеличениях или помещают рассматриваемый предмет в жидкость, или отделяют его от жидкости тонким *покрывным стеклышком* и в ту же жидкость погружают переднюю линзу микроскопа; тогда лучи света, не проходя через воздух, непосредственно из жидкости входят в переднюю линзу объектива. Этот способ носит название *иммерсии*.

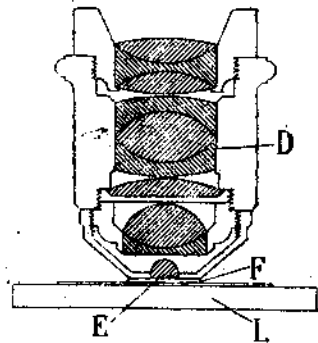


Рис. 111. Иммерсия.

Если эта жидкость—вода (водяная иммерсия), для которой $\nu = 1,33$, то количество света, попадающее в объектив, может быть увеличено в $\nu^2 = (1,33)^2 = 1,8$ раза.

Впрочем, иммерсионный способ имеет еще и другое значение. Дело в том, что переднюю линзу объектива можно сделать в виде полушария (рис. 111), плоскость которого обращена к предмету, и погрузить эту плоскость и самый предмет в жидкость с показателем преломления равным показателю преломления линзы. Тогда у плоской стороны линзы преломления совсем не будет, а останется лишь преломление у шаровой поверхности, а при этих условиях можно поместить предмет в такую точку, что его изображение будет без всякой аберрации (апланатическая точка, стр. 80). Такой способ применяется при очень больших увеличениях и называется *однородной* (или *гомогенной*) иммерсией.

45. Телескоп. Телескоп служит для рассматривания отдаленных предметов, как например, небесных тел. Он тоже состоит, как и микроскоп, из объектива и окуляра (рис. 112); объектив L_1 дает действительное изображение предмета в ab , которое затем рассматривается в окуляр L_2 как в лупу. В отличие от микроскопа, объектив телескопа имеет большое фокусное расстояние, для того чтобы изображение отдаленного предмета, которое получается вблизи фокуса объектива и притом действительным, обратным и уменьшенным, получилось бы возможно большого размера.

Апертура объектива телескопа, благодаря отдаленности предмета,

конечно, очень мала, поэтому сферическая aberrация здесь не играет такой большой роли, как в микроскопе, а главный недостаток, который требуется устранить в объективе телескопа, — это хроматическая aberrация.

Описанный выше телескоп называется иногда астрономической трубой или *телескопом Кеплера*. Так называемый *телескоп Галилея*

Рис. 112. Телескоп Кеплера.

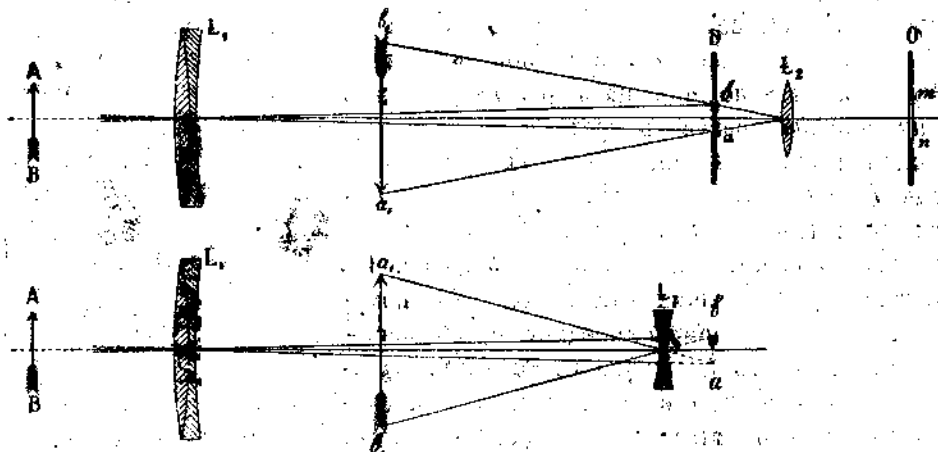


Рис. 113. Телескоп Галилея.

(рис. 113) отличается от телескопа Кеплера тем, что для окуляра вместо собирающей линзы взята рассеивающая линза, которая помещается не за изображением ab , а перед ним, как показано на чертеже 113. При этом окуляр в свою очередь обращает изображение, даваемое объективом, и глаз видит изображение предмета в обычном прямом виде, что в некоторых случаях представляет значительные неудобства. Кроме того, при окуляре в виде рассеивающей линзы длина трубы делается меньше приблизительно на двойную длину фокусного расстояния окуляра. Две Галилеевы трубы соединяются вместе в виде *бинокля*.

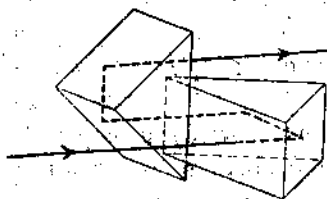


Рис. 114. Обращение изображения в призматическом бинокле.

Впрочем, прямое изображение можно получить и в Кеплеровой трубе, если между окуляром и объективом поместить одну, или лучше две собирающие линзы, при помощи которых изображение перевертывается. Того же можно достичь при помощи двух отражений. Так называемые *призматические бинокли* представляют собою Кеплерову трубу, в которой получается изображение прямое, благодаря применению двух прием полного внутреннего отражения (рис. 114).

40. Увеличение трубы. Увеличением трубы называется отношение между углом, под которым виден данный предмет простым глазом, и углом, под которым предмет виден в трубу. Увеличение трубы будет тем больше, чем больше изображение предмета в объективе (чем больше его фокусное расстояние) и чем больше увеличение окуляра (чем меньше

фокусное расстояние последнего). Можно определить увеличение трубы, смотря на какой-либо отдаленный предмет одним глазом сквозь трубу, и одновременно другим глазом, не вооруженным, помимо трубы. Тогда, при некоторой привычке, можно увидеть два изображения предмета, наложенных одно на другое, но в различных масштабах, и таким образом можно определить, во сколько раз одно больше другого.

Обыкновенно театральные бинокли имеют увеличение 2—3-х кратное, полевые бинокли—6-тикратное, астрономические трубы—20-тикратное, 100-кратное и более.

47. Поле зрения трубы. В фокусе объектива трубы (рис. 112), т. е. там, где получается изображение ab отдаленного предмета, обыкновенно помещается диафрагма D , т. е. зачерненная пластинка с круглым центральным отверстием. Смотри через окуляр, мы, следовательно, одновременно видим отчетливо и предмет, и диафрагму. Эта диафрагма ограничивает собою то, что называется полем зрения трубы. Поле зрения измеряется тем углом, под которым невооруженный глаз видит часть предмета, ограниченного в трубе диафрагмой. Тангенс этого угла, очевидно, равен отношению длины предмета, видимой в трубу по диаметру диафрагмы, к расстоянию этого предмета от наблюдателя.

48. Крест нитей. Если труба служит для точного определения углов, то необходимо в поле зрения точно обозначить ось трубы, т. е. линию, проходящую через центры окуляра и объектива. Это делается при помощи двух тонких стеклянных нитей (или паутинки), пересекающихся на оси трубы и прикрепленных к вышеупомянутой диафрагме D . Крест нитей, диафрагма и изображение предмета должны быть одновременно отчетливо видны через окуляр, следовательно, должны лежать в одной плоскости. Крест нитей можно поместить только тогда, если окуляр положительный; в Галилеевой трубе (рис. 113) креста нитей поместить нельзя.

49. Глазной кружок. Положим, что нам дана Кеплерова труба (рис. 112). Построим изображение объектива в окуляре: изображение это будет небольшим кружком mn , лежащим перед окуляром снаружи трубы, который называется *глазным кружком*. В существовании этого кружка можно убедиться и на опыте, направив трубу на светлую часть неба и держа перед окуляром кусочек папиросной бумаги,—на бумаге мы увидим светлый кружок. Очевидно, что все лучи, входящие в трубу через объектив, выходят наружу в пределах вышеупомянутого кружка, поэтому здесь выгоднее всего помещать зрачок глаза. Обыкновенно с этою целью на окуляре снаружи укрепляется особая диафрагма.

В трубе Галилея глазной кружок мнимый и лежит внутри трубы, и это представляет собою недостаток этой системы. Действительно, лучи света, выходя из окуляра L_2 расходящимся пучком, могут не все попасть в зрачок глаза, а потому при большом увеличении поле зрения будет сравнительно не велико.

50. Ярность изображения, видимого в трубу. Количество света, попадающего в трубу от какого-либо светила, конечно, гораздо больше того количества, которое попадает в глаз невооруженный, потому что

площадь отверстия объектива трубы гораздо больше площади зрачка. Но, с другой стороны, величина изображения светила на сетине при рассматривании его в трубу гораздо больше, чем при непосредственном рассматривании, и, следовательно, свет распределяется при этом на большую площадь. Первое обстоятельство увеличивает яркость видимого изображения, а второе — уменьшает его. Теория показывает, что оба эти обстоятельства в идеальном случае компенсируют друг друга, и яркость изображений, видимых вооруженным и невооруженным глазом, будут одинаковы; во всяком случае труба не может увеличить яркость видимого изображения. Поэтому поверхность луны при рассматривании в телескоп не ярче, чем при рассматривании невооруженным глазом. Что же касается звезд, то их яркость увеличивается телескопом. Это объясняется тем, что звезды, даже при сильных увеличениях, представляются глазу в виде светящихся точек, а не площадок, и яркость их оценивается глазом не по количеству света, приходящегося на единицу площади сетины, а по полному количеству света, сходящегося в рассматриваемую точку. Полное же количество света, посылаемое данной звездой в трубу, конечно, больше, чем количество света, попадающее непосредственно в отверстие глаза. Вот почему в трубе с большими объективами можно иногда видеть звезды днем; ибо яркость звезд при этом увеличивается, а яркость неба уменьшается.

51. Окуляр. Мы уже указали назначение окуляров: они служат для рассматривания изображения, полученного объективом. Окуляры сами по себе могут иметь различное увеличение, и, понятно, для каждого частного случая приходится подбирать наиболее подходящий окуляр, ибо чем больше увеличение, тем меньше яркость изоб-

ражения. Кроме того, не нужно забывать, что слишком большое увеличение окуляра не поможет ясности рассматривания, потому что изображение, даваемое объективом, уже обладает недостатками, а эти недостатки окуляром будут тоже увеличены. Обыкновенно, увеличение окуляров микроскопов бывает от 2-х до 18-тикратного. Заметим еще, что в некоторых новейших микроскопах применяются особые объективы, так называемые «апохроматы», в которых хроматическая аберрация не совсем уничтожена (а

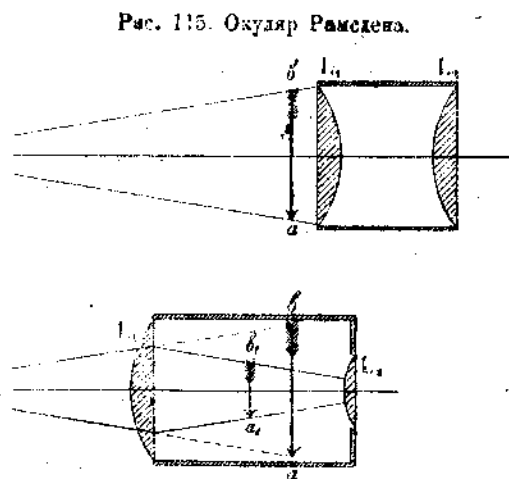


Рис. 115. Окуляр Рамсдена.

Рис. 116. Окуляр Гейгенса.

именно, голубое изображение больше красного); тогда в окуляре этот недостаток должен был компенсирован; для этого имеются специальные компенсационные окуляры.

Наиболее часто употребляются два типа окуляров. Окуляр Рамсдена

(рис. 115) состоит из двух одинаковых плоско-выпуклых линз, поставленных друг от друга на расстоянии $\frac{2}{3}$ их фокусного расстояния; передний фокус находится на $\frac{1}{3}$ этого расстояния впереди передней линзы. Таким образом, вблизи передней линзы и должно находиться изображение, даваемое объективом; там же должен быть крест нитей или микрометр. В окуляре Гейгенса (рис. 116) передняя линза имеет втрое большее фокусное расстояние, чем задняя, а расстояние между линзами вдвое больше, чем фокусное расстояние задней линзы. Передний фокус этой комбинации находится между линзами. Поэтому здесь крест нитей или масштаб должен быть помещен внутри окуляра. Окуляры Гейгенса большею частью употребляются в микроскопах, Рамсдена — в телескопах.

52. Фотографический объектив. Линзы, употребляемые для фотографии, должны давать возможно точное изображение данного предмета, следовательно, должны быть свободны от сферической аберрации (апланаты), не искривлять прямых линий (ортоскопы, ректилинеары) и, наконец, быть свободными от астигматизма (анастигматы), ибо фотографические объективы должны резко изображать не только предметы, лежащие вблизи оси, как в телескопах и микроскопах, но также и предметы, лежащие далеко от оси. Но, кроме всего этого, фотографический объектив должен иметь сравнительно большое отверстие для того, чтобы большое количество проходящего сквозь него света позволяло более быструю съемку фотографий. — Из этого мы видим, что изготовление фотографического объектива, удовлетворяющего всем перечисленным условиям, представляет собою весьма сложную задачу; тем не менее она может быть решена более или менее удовлетворительно подбором материала и формы линз, составляющих объектив. В некоторых объективах число линз доходит до 10, но большею частью обходятся 2-мя, 4-мя и 6-ю линзами.

Мы не упоминали выше о необходимости устранения хроматической аберрации: дело в том, что наиболее употребительные в настоящее время фотографические пластинки чувствительны, главным образом, лишь к голубым лучам, и можно было бы оставить объектив хроматичным. А так как при установке изображения на фокус мы руководимся глазом, а глаз наиболее чувствителен к желтым, а не голубым лучам, то при установке на фокус можно было бы наклеивать на объектив соответственное голубое стекло. Но это было бы неудобно, а, кроме того, в настоящее время все более и более входят в употребление так называемые *орто-* или *панхроматические* пластинки, чувствительные и к желтым, и к красным цветам; наконец, уже имеются способы цветной фотографии. Все это вместе взятое требует от фотографического объектива самой точной ахроматизации.

53. Светосила объектива. Количество света, попадающее в объектив, очевидно, пропорционально площади его отверстия, т. е. пропорционально *квадрату его диаметра* D . С другой стороны, чем длиннее фокус, тем большее получается изображение и тем на большую площадь распространяются лучи, прошедшие объектив. Эта площадь при прочих

разных условиях будет, очевидно, пропорциональна квадрату фокусного расстояния объектива F . Принимая оба эти условия во внимание и обозначая через K степень освещения фотографической пластинки, и через C — некоторый коэффициент пропорциональности, мы можем написать

$$K = C \left(\frac{D}{F} \right)^2.$$

Таким образом, отношение $\frac{D}{F}$ характеризует светосилу данного объектива.

В лучших современных объективах светосила доходит до $\frac{1}{4}$, однако уже при $\frac{1}{10}$ можно делать моментальные снимки.

54. Глубина фокуса. Глубиной фокуса называется свойство объектива резко изображать предметы, находящиеся на различных расстояниях от объектива. Само собою разумеется, что одинаковую резкость для разных расстояний получить нельзя, желательно только, чтобы нерезкость изображений, находящихся немного ближе и немного далее главного из фотографируемых предметов, была не особенно сильна. Эта нерезкость будет тем меньше, т.-е. глубина фокуса будет тем больше, чем меньше фокусное расстояние и чем меньше диафрагма. Отсюда следует, что, если при данном объективе нам не так важна его светосила, как важна резкость изображений, то мы можем достичь этого, уменьшив отверстие находящейся в объективе диафрагмы. При этом, конечно, светосила уменьшится, и время фотографирования (экспозицию) нужно соответственно увеличить, руководствуясь вышеприведенной формулой для светосилы.

55. Телеобъектив. Когда предмет находится на большом расстоянии от объектива и по каким-либо причинам нельзя подойти к нему

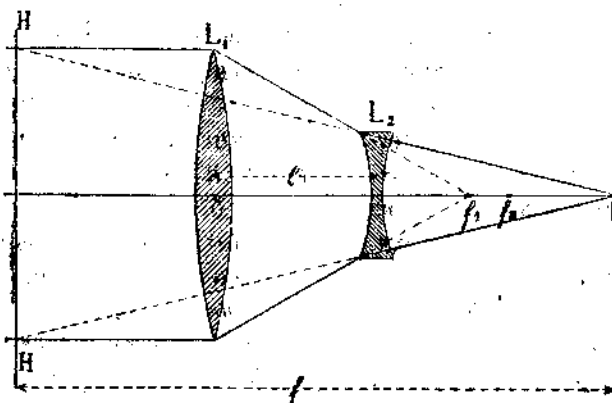


Рис. 117. Телеобъектив.

ближе, а тем не менее желательно получить с него снимок в большем масштабе, то необходимо брать объектив с большим фокусным расстоянием. Обыкновенные объективы для этой цели не всегда удобны, ибо большое фокусное расстояние требует длинной камеры. Но можно устранить это неудоб-

ство, если составить объектив из двух частей (рис. 117) с положительным и отрицательным фокусным расстоянием. Такая комбинация линз называется телеобъективом; она может иметь желаемое большое фокусное расстояние (рис. 117, где H — главная плоскость) и тем не менее

расстояние изображения (а, следовательно, и фотографической пластинки) от задней линзы будет не велико.

Иногда можно обойтись и без телеобъектива, а для получения какого-либо изображения в большем масштабе переснять полученную фотографию еще раз и при том увеличить. Однако, при таком увеличении, если даже оно произведено с негатива, увеличиваются и недостатки первого изображения, т.-е. оригинала, а кроме того при больших увеличениях обнаруживается зернистое строение негатива. Снимки, произведенные непосредственно телеобъективом, свободны от этих недостатков, но зато светосила телеобъективов сравнительно не велика; она во столько раз меньше, чем в данном объективе, во столько раз достигнутое увеличение больше.

56. Фотографическая камера. Фотографический прибор (рис. 118), или «камера», представляет собою ящик AB , в который свет может проникать только через вставленную в одну из стенок ящика AA линзу или объектив L . На противоположной стенке BB получается при этом действительное и обратное изображение наружного предмета, и здесь помещают светочувствительную пластинку. Для того, чтобы на пластинке BB получилось резкое изображение фотографируемого предмета, прежде чем ставить светочувствительную пластинку, устанавливают в BB

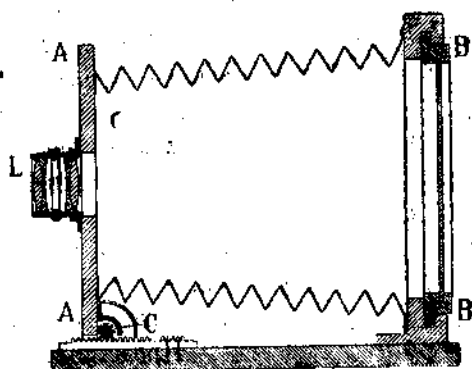


Рис. 118. Фотографическая камера.

матовое стекло, на котором и получают изображение. Изображение это, благодаря частичной прозрачности матового стекла, можно наблюдать снаружи. Для того чтобы можно было получить резкое изображение какого-либо предмета на матовом стекле, необходимо иметь возможность менять расстояние линзы L от стекла AA , в зависимости от расстояния фотографируемого предмета до линзы, каковые расстояния могут быть в различных случаях различны; поэтому линза L делается в подвижной оправе, или же сама камера устраивается с боковыми стенками из кожи, в виде меха, так что AA может быть передвинута относительно BB при помощи кремальерки C .

Получив резкое изображение предмета на матовом стекле или, как говорят, поставив на фокус, заменяют матовое стекло светочувствительной пластинкой и производят съемку.

Заметим, что фотографическую камеру можно устроить без линзы, воспользовавшись образованием изображений при помощи небольшого отверстия (стр. 60). Такую камеру нет необходимости наводить на фокус; однако, количество света получается в этом случае гораздо меньше, чем с линзой.

57. Рассматривание фотографий. Мы уже сказали выше, что изображение на фотографической пластинке получается обратное. Пусть O центр объектива, ABC предмет и abc его изображение. Легко видеть,

что, если мы будем смотреть на фотографию abc (рис. 119) из точки O , то мы не увидим предмет ABC изображенным правильно. Действительно, положим, что, смотря из O на предмет, мы видим точку A ниже линии BC ; смотря из O на изображение abc , мы увидим точку a выше линии bc , хотя точки b и c будут расположены правильно, т.-е. b —налево, c —направо, в том же расположении, как предметы B и C при наблюдении из O . Если теперь, мы желая a получить правильно, т.-е. ниже линии bc , повернем изображение в плоскости abc на 180° (вверх ногами), тогда точка a будет внизу, но точки b и c будут уже неправильны. Если изображение прозрачно, то, мы можем видеть его, как следует, смотря из L и перевернув его.

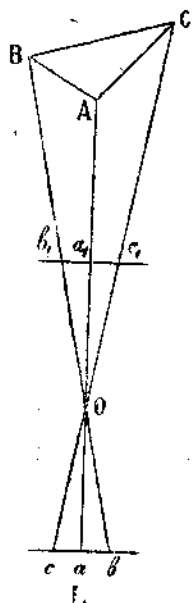


Рис. 119. Соотношение между фотографическим изображением и предметом.

На самом деле изображение, получаемое в камере на чувствительной пластинке, обыкновенно дает *негатив*, т.-е. изображение, в котором светлые места предмета черны, а черные — светлы, и приходится получать с него *позитив*, т.-е. изображение с распределением света, соответствующим предмету. При этом втором процессе, т.-е. при получении позитива из негатива (печатаии), изображение опять обращается, и мы получаем на бумаге то же самое, что видно на негативе не со стороны O , а со стороны L .

Представим себе теперь, что O (рис. 119) — наш глаз; так как cab представляет расположение точек на негативе, то очевидно, $b_1a_1c_1$ будет расположение тех же точек на позитиве. Если мы хотим, чтобы позитив $b_1a_1c_1$ производил в нашем глазу впечатление предмета BAC , то, очевидно, необходимо поставить b_1c_1 на таком же расстоянии от глаза, на каком негатив bc был от линзы O . В противном случае углы, под которыми мы увидим линии a_1c_1 и b_1c_1 , не будут равны углам, под которыми мы видели бы линии AC и BC в действительности. Итак, фотографические изображения нужно рассматривать с такого расстояния, которое равно расстоянию линзы от пластинки во время съемки. Этим объясняется, почему при неправильном рассматривании фотографий перспектива кажется искаженной.

58. Рельеф. Пусть ABC (рис. 120)—рассматриваемый предмет, O_1 и O_2 —наши два глаза. Легко видеть, что изображения предметов в обоих глазах будут не одинаковы; даже относительное положение точек A , B и C может получаться разное. Так, например, в рассматриваемом случае в левом глазе мы видим точки ABC в порядке cab , тогда как в правом глазе видим cba .

К такому несоответствию в впечатлениях обоих глаз мы уже привыкли и знаем, что оно происходит от того, что точки A , B , C находятся на разном от нас расстоянии; поэтому такое несоответствие производит на нас впечатление рельефа.

К такому несоответствию в впечатлениях обоих глаз мы уже привыкли и знаем, что оно происходит от того, что точки A , B , C находятся на разном от нас расстоянии; поэтому такое несоответствие производит на нас впечатление рельефа.

59. Стереоскоп. Если мы в точках O_1 и O_2 вместо глаз установим два фотографических прибора и получим два (разных) негатива $саб$ и $сба$, а затем и два позитива $b_1a_1c_1$ и $a_1b_1c_1$, и поставим позитив, полученный левой камерой, перед левым глазом, а позитив, полученный правой камерой, перед правым глазом, то, смотря на эти два (разных) изображения, мы опять получим впечатление рельефа, как будто бы мы смотрели на предмет ABC .

Прибор, который служит для рассматривания двумя глазами двух таких изображений, называется *стереоскопом*.

Из вышеописанного вытекает, что для правильности впечатления рельефа необходимо, во-первых, чтобы расстояние между объективами O_1O_2 равнялось расстоянию между глазами, и, во-вторых, чтобы изображение было поставлено перед глазом на расстоянии, равном расстоянию объектива от пластинки.

Если точно измерить разницу между правым и левым изображением предмета, то, зная $O_1O_2 = L$ (базис), то можно определить расстояние предмета до линии O_1O_2 . Этим обстоятельством пользуются в так называемых стереоскопических дальномерах. С этой целью производят снимки двумя фотографическими аппаратами O_1 и O_2 , расставив их друг от друга на большое расстояние, для того чтобы разница в изображениях получалась больше, а вытекающие из этой разницы вычисления расстояний точек A , B , C до базиса O_1O_2 были точнее.

60. Проекционный фонарь. На рис. 121 изображена схема проекционного фонаря. Здесь S —источник света, C —конденсор или коллектор, т. е. система

линз с коротким фокусным расстоянием, служащая для освещения диапозитива DD (позитив на стекле) и направляющая возможно больше света в фотографический объектив L . Объектив L

дает изображение предмета DD на экране M , который не показан на чертеже.

Обыкновенно на экране получают изображение значительно увеличенным; степень увеличения зависит от фокусного расстояния объектива и от расстояния последнего до экрана.

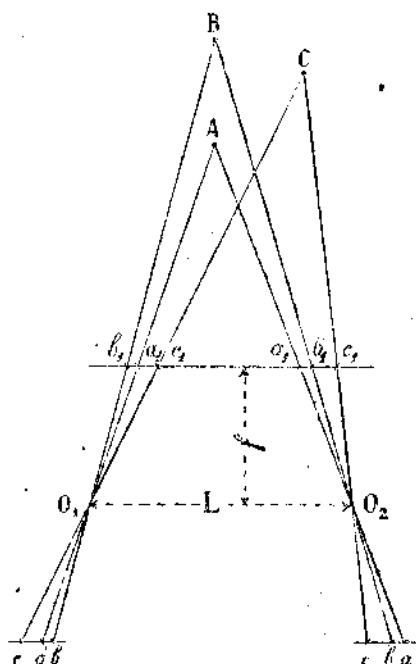


Рис. 120. Впечатление рельефа и стереоскоп.

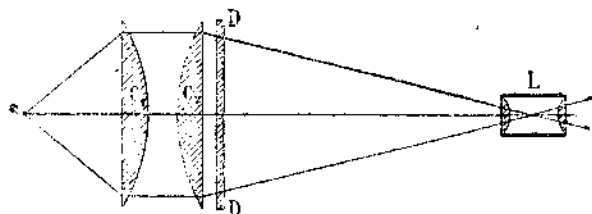


Рис. 121. Проекционный фонарь.

Предположим, что нам требуется получить на экране M изображение от диапозитива D , увеличенное в n раз; тогда необходимо (стр. 76), чтобы отношение расстояний $LM=l$ и $LD=l_1$ было n .

$$\frac{l}{l_1} = n.$$

Но расстояние до экрана LM бывает большей частью дано, и требуется определить, каково должно быть фокусное расстояние объектива, чтобы на данном расстоянии l получить увеличение n . Подставляя в формулу линзы

$$\frac{1}{l} + \frac{1}{l_1} = \frac{1}{F}$$

величину l_1 из вышенаписанного соотношения, получаем

$$F = \frac{l}{n+1}.$$

Большую часть увеличения берут около 30.

Когда, таким образом, l , F и l_1 определены, передвигают источник света так, чтобы конденсор C давал изображение точки S в объективе L , ибо при этом в L получается самое узкое место конуса лучей DL , и, следовательно, в объектив падает свет, идущий от всех точек диапозитива DD . Если же крайние лучи не попадут в объектив L , то края экрана M вследствие хроматической аберрации конденсора будут окрашенными.

При проекции горизонтально расположенных предметов употребляется схема рис. 122 с двумя зеркалами A и B ; вместо второго зеркала B часто употребляется призма (ср. стр. 67).

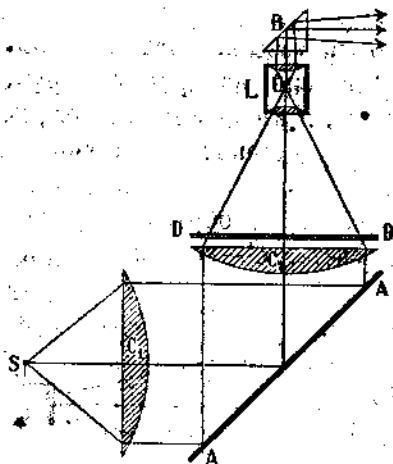


Рис. 122. Проекция горизонтальных предметов.

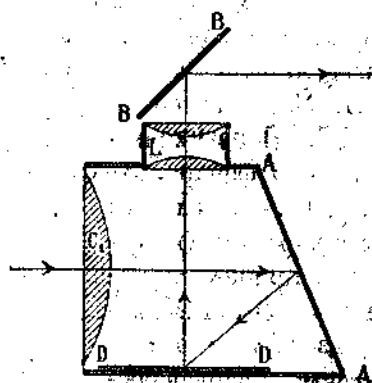


Рис. 123. Проекция прозрачных предметов.

При проектировании непрозрачных предметов употребляется схема рис. 123 (эпикоп). В этом случае требуется очень сильный источник света и большое отверстие объектива L , ибо в L попадает лишь свет, диффузно отраженный от предмета DD , а не сфокусированный, как в предыдущих случаях.

61. Спектретр. Спектретр (рис. 124) нужно считать одним из наиболее важных приборов, служащих для исследования оптических свойств тел. Он состоит из коллиматора, призмы и телескопа, укрепленных на общем столике.

Коллиматор представляет собой трубу с линзой L_1 , в фокусе которой помещена щель O ; длинная сторона этой щели перпендикулярна

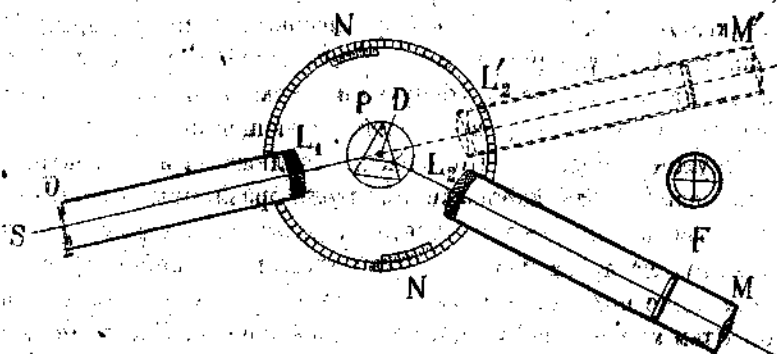


Рис. 124.

к чертежу. Щель O освещается каким-либо источником света S или непосредственно, или при помощи особого конденсора, концентрирующего лучи на щели. Во всяком случае для линзы L_1 источником света нужно считать щель O . Из линзы L_1 лучи выходят параллельным пучком; получение параллельного пучка света и есть назначение коллиматора.

Против коллиматора установлена труба, или телескоп, линза которого L_2 собирает лучи коллиматора в фокусной плоскости F , где, следовательно, образуется изображение щели O ; тут же помещена диафрагма с крестом нитей. Изображение щели и крест нитей наблюдаются окуляром M , и, так как труба L_2M может вращаться в горизонтальной плоскости вокруг оси D , то ее можно установить так, чтобы крест нитей совпал с изображением щели; при этом положение трубы отсчитывается на круге NN , снабженном делениями.

Если на столик P , который тоже вращается вокруг оси D , поставить призму, то падающие на нее параллельные лучи коллиматора отклонятся и при том различные цвета на различный угол. Повернув трубу L_2M в положение L_2M' , мы увидим в ее фокусной плоскости спектр и, наставляя крест нитей на различные цвета спектра, можем по кругу делений определить углы отклонения соответствующих лучей спектра.

Таким образом, на спектретре можно наблюдать и измерять спектры различных тел и определять показатели преломления различных призм.

Если нет надобности делать измерения углов, а достаточно лишь наблюдать спектры, то круга делений не делают, и тогда этот прибор носит название *спектроскопа*. Для удобства наблюдения спектроскопы часто делают с призмами прямого зрения (стр. 71), при чем коллиматор, призма и телескоп вставляются в одну и ту же трубу.

ГЛАВА IV.

Физическая оптика.

1. Скорость света.

1. Метод Рёмера. Свет распространяется не мгновенно, а с некоторою определенной скоростью; это было впервые доказано датским астрономом О. Рёмером в 1675 году. Рёмер определял время обращения одного из спутников планеты Юпитера, наблюдая последовательные его затмения, т. е. наблюдая время, когда спутник входил в тень Юпитера. Определив таким образом период обращения (около 42 час.) спутника, Рёмер составил таблицу затмений его на целый год вперед. Но когда он стал проверять эту таблицу новыми наблюдениями, то заметил, что затмение наступало все позже и позже, чем бы следовало по его расчету; через полгода эта разница достигла до 986 секунд (по новейшим наблюдениям, 1002 сек.), а затем стала опять уменьшаться, при чем к концу года наблюдения снова совпала с вычислениями. Рёмер объяснил это явление тем, что земля A (рис. 126) за полгода успела отойти от Юпитера B на расстояние равное диаметру земной орбиты AA_1 (около $3 \cdot 10^8$ км.); для прохождения этого расстояния свету и потребовалось около 1000 секунд; наблюдателю же на земле казалось, что затмение запаздывает. Из своих наблюдений Рёмер вывел для скорости распространения света величину $3,5 \cdot 10^{10}$ сантиметров в секунду.

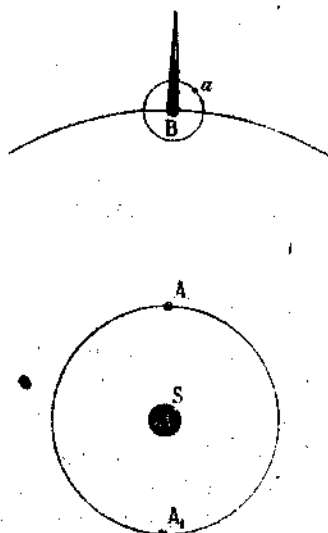


Рис. 126. Определение скорости света Рёмером.

2. Метод Брайля (1727 г.). Представим себе астрономическую трубу LL_1 (рис. 127). Если бы земле была неподвижна, то, направляя трубу на какую-либо звезду S , мы получили бы изображение ее на оси трубы в s . Но так как земля движется, то в то время, как свет пройдет расстояние LS , труба успеет переместиться на длину, положим, ss_1 , и свет попадает уже в s_1 , а не в s . Это явление называется *абберацией*

света. Угол α между направлениями Ss и S_1s_1 называется углом аберрации; из чертежа видно, что

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{v}{c},$$

где v — есть скорость движения земли, а c — скорость распространения света.

Итак, когда мы наблюдаем какую-либо звезду, направляя ось трубы по лучу S_1s_1 , то мы на самом деле отклоняем трубу от того действительного направления Ss , в котором находится данная звезда, на угол аберрации α .

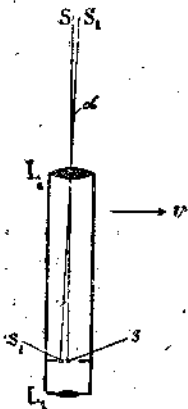


Рис. 127. Наблюдение аберрации света.

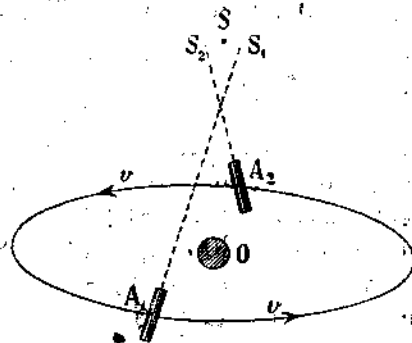


Рис. 128. Годовое изменение угла аберрации.

При ежегодном обращении земли вокруг солнца нам приходится наклонять трубу то в ту, то в другую сторону (рис. 128), всегда *вперед* по движению земли, и нам кажется, что звезда описывает на небе небольшой эллипс. Когда наблюдаемая звезда находится в плоскости

эклиптики, этот эллипс обращается в прямую линию, по которой звезда колеблется взад и вперед с периодом в один год.

Наблюдения показали, что угол аберрации $\alpha = 20,5$ сек., и так как скорость земли около 30 km/sec , то для скорости света получается величина около $3 \cdot 10^{10} \text{ cm./sec.}$

3. Метод Физо. Первый, определивший скорость света непосредственным опытом на земле, не прибегая к астрономическим наблюдениям, был Физо (1849 г.). Способ Физо состоит в следующем. Свет из источника S (рис. 129), пройдя линзу C и отразившись от стеклянной пластинки p , концентрируется в f , где помещены зубцы колеса A , вращающегося вокруг оси MM . Из f луч света проходит две линзы L_1 и L_2 , поставленные на возможно большем расстоянии друг от друга. Линза L_1 имеет f своим фокусом; это сделано для того, чтобы лучи шли между L_1 и L_2 параллельным пучком и по возможности целиком попадали во вторую линзу L_2 . Отразившись затем от зеркала B , лучи идут обратно по тому же пути (L_2L_1fpS), но, дойдя до пластинки p , они частью отражаются, частью проходят насквозь и попадают в глаз наблюдателя O .

Если в f приходится зубец колеса, то в O мы увидим темноту, потому что зубцы колеса зачернены и не отражают света; если в f приходится промежуток, то мы увидим свет, возвратившийся по L_2L_1pO после отражения от зеркала B . Будем теперь медленно

вращать зубчатое колесо A , тогда в поле зрения из O мы увидим то темноту, то свет; при более быстром вращении, вследствие способности нашего глаза сохранять на некоторое время впечатление, мы уже не увидим медвяния зубцов, а нам будет казаться освещение поля непрерывным, хотя и более слабым, чем при неподвижном колесе. Но предположим теперь, что колесо вращается так быстро, что свет, войдя по pf в промежуток между зубцами, при возвращении своем по BL_2L_1f встретит в f зубец, тогда, очевидно, он совсем не попадает в fp , и в O мы увидим темноту. Наконец, если вращать колесо еще вдвое быстрее, то свет, войдя по pf в один промежуток между зубцами, после отражения от зеркала B встретит в f следующий промежуток между зубцами, и наблюдатель в O увидит снова свет. Если при всех этих наблюдениях мы будем каждый раз измерять скорость вращения колеса, то это даст нам возможность определить скорость света.

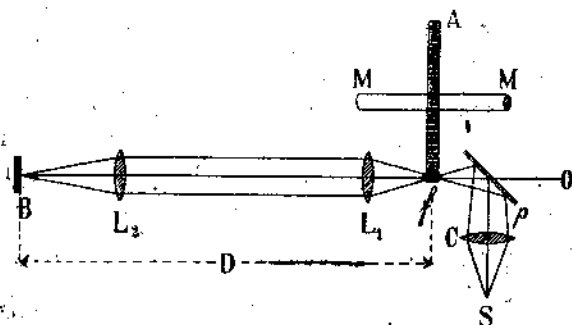


Рис. 129. Способ Физо.

У Физо колесо имело 720 зубцов, и темнота в O наблюдалась при 12,6 оборотах колеса в секунду, а так как от промежутка до зубца колесо повернулось на $\frac{1}{720 \cdot 2}$ часть своей окружности, то время, употребленное на это движение, было равно

$$= \frac{1}{12,6 \cdot 720 \cdot 2} = \frac{1}{18144} \text{ сек.}$$

За это время свет успел пройти расстояние $fB = D = 8633 \text{ м.}$ туда и обратно; следовательно, скорость света

$$c = 2 \cdot 8633 \cdot 18144 = 3 \cdot 14 \cdot 10^{10} \text{ см./сек.}$$

4. Метод Фуко. Несколько иной метод употребил для той же цели Фуко; он применил при этом вращающееся зеркало Уитсона. Луч света источника S (рис. 130), отразившись от стеклянной пластинки p , попадает на зеркало ab , вращающееся вокруг оси m . При некотором положении этого зеркала, которое показано на чертеже, луч попадает на линзу L и зеркало B , а затем идет обратно по тому же направлению $BLmp$, так что наблюдатель видит источник S на оси трубы O . Но, если быстро вращать зеркало m , то в то время как свет проходит расстояние mB и обратно, зеркальце m успеет уже повернуться на некоторый угол, положим, α ; а луч, отразившись от m , пойдет уже не по mp , а до mp' , отклонившись на угол 2α (см. стр. 62); наблюдатель же увидит изображение источника несколько смещенным, напри-

мер, в O_1 . У Фуко зеркальце m делало 1000 оборотов в секунду, расстояние же $mB = D$ было всего 4 метра, расстояние $mp = l$ было равно

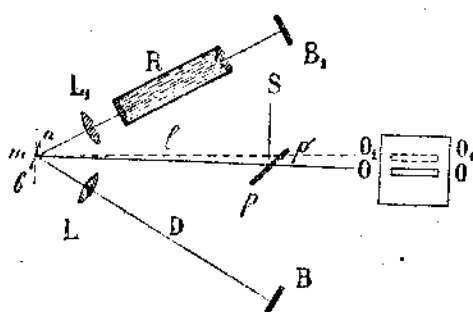


Рис. 130. Способ Фуко.

1 метру и смещение изображения $00_1 = 0,34 \text{ мм}$. Из этих данных Фуко получил для скорости света значение $c = 2,98 \cdot 10^{10} \text{ см./сек.}$

Позже Майкельсон значительно усовершенствовал аппарат Фуко и измерил, таким образом, скорость света с точностью до 0,01%.

5. Скорость света в различных средах. Тем же самым ме-

тодом Фуко определил скорость света в воде. С этой целью он прибавил к вышеописанному прибору (рис. 130) еще одну линзу L_1 с зеркальцем, B_1 , между которыми помещались труба R с водой. При вращении зеркала ab , в поле зрения было видно одновременно два изображения источника S , — одно, получившееся при отражении от B , и другое — от B_1 ; оба эти изображения были видны по оси трубы в O . Но при быстром вращении зеркала оба они смещались, при чем смещение изображения, получившегося от B_1 было более, чем смещение изображения от B . Таким образом, было непосредственно доказано, что скорость света в воде меньше, чем в воздухе ¹⁾.

Впоследствии Майкельсон произвел подобные опыты с более усовершенствованными приборами, при чем нашел, что отношение скоростей распространения света в воде и в воздухе равно 1,33, а в сероуглероде и в воздухе равно 1,7, что согласуется с величинами показателей преломления этих веществ. Кроме того, Майкельсон показал, что красный свет распространяется в воде быстрее, чем голубой.

6. Результаты измерений. Основываясь на измерениях, в которых была достигнута наибольшая точность, можно в настоящее время считать скорость света в «пустоте» или мировом эфире равной

$$c = 2,9986 \cdot 10^{10} \frac{\text{см.}}{\text{сек.}}$$

Эта скорость не зависит от силы света, но при всех материальных телах она более или менее зависит от цвета, т. е. от периода колебаний или длины волны света (дисперсия света). В чистом же эфире, насколько о том позволяют судить современные наблюдения, скорость света от длины волны не зависит.

¹⁾ Из гипотезы Ньютона, по которой свет представляет собою особую материю, выбрасываемую светящимся телом, вытекало, что скорость света в воде должна быть больше, чем в воздухе. Опыт Фуко, следовательно, опровергает гипотезу „истечения“ Ньютона; с другой стороны, гипотеза „волнообразного распространения“ Гейгенса не противоречит опыту Фуко и подтверждается, кроме того, интерференцией света (см. ниже).

Время, которое свет употребляет на прохождение пути от солнца до земли, равно $8\frac{1}{4}$ минутам. Расстояние от звезды Сирнус до нас настолько велико, что свет проходит его только в 17 лет.

Так как такие громадные расстояния часто встречаются в астрономии, то иногда принимают за единицу измерения расстояний так называемый «световой год», т. е. то расстояние, которое свет проходит в год (около $9,5 \cdot 10^{17}$ см.). Расстояние до некоторых звезд считается равным в 1000 световых лет.

2. Оптические свойства тел.

7. Лучеиспускание. Передача тепла от одного тела к другому может происходить тремя способами: *теплопроводностью*, *конвекцией* и *лучеиспусканием*. Если мы поместим один конец металлической палочки в пламя бунзеновой горелки, а другой конец будем держать в руке, то мы вскоре почувствуем рукой теплоту палочки; эта теплота перешла от одного конца палочки к другому благодаря *теплопроводности* металла. Если держать руку над горелкой, хотя бы и далеко от пламени, то горячий воздух будет подниматься вверх и, таким образом, переносить тепло к нашей руке; этот перенос тепла называется *конвекцией*. Наконец, если держать руку с боку горелки, то передача тепла будет происходить помимо воздуха, непосредственно через эфир, ибо с боку горелки сам воздух нагревается очень слабо, его теплопроводность незначительна, а движение его происходит большею частью вверх, и, следовательно, конвекции тепла по направлению к руке тоже не происходит. В этом последнем случае тепло передается, главным образом, *лучеиспусканием*.

Мы, правда, не видим лучей, исходящих из нагретого тела, потому что длина волн этих лучей находится вне пределов эфирных волн, видимых нашим глазом,—волны эти слишком велики (более $0,8 \mu$). Тем не менее, если проследить распространение этих волн каким-либо чувствительным термометром (термоэлементом), то легко доказать, что волны эти распространяются, отражаются и преломляются по тем же законам, что и световые волны, и даже для определения длины их можно употреблять тот же метод (интерференции и дифракции, см. ниже), который употребляется для определения длины более коротких волн—световых. Впрочем, мы можем получить из нагретого тела также и более короткие волны, если будем поднимать постепенно его температуру. Уже при температуре около 500° тело начинает раскаливаться и испускать из себя видимые лучи красного цвета, а при дальнейшем повышении температуры наступает белое каление; это означает, что к красным лучам прибавляются лучи других цветов, с более короткими волнами,—лучи желтые, зеленые, голубые и фиолетовые,—которые, смешавшись вместе, производят впечатление белого света.

Представим себе газовую горелку Бунзена (рис. 131). Она состоит из железной трубки *AB*, внутрь которой посредством более тонкой трубки *C* вводится светильный газ. Отверстия *DD* служат для

ввода воздуха. На трубке *AB* надета короткая, более широкая трубка *EE*, в которой тоже имеются отверстия, соответствующие отверстиям *DD* в трубке *AB*. Если повернуть *EE* относительно *AB* так, чтобы отверстия их не пришлились друг против друга, то воздух не будет входить в *DD*; в то же время мы заметим, что пламя *B* из бесцветного обратилось в светящееся. Это объясняется тем, что при открытых отверстиях воздух успевае

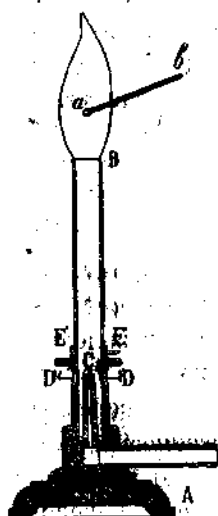


Рис. 131. Горелка Бунзена.

воздух успевае в трубке *AB* хорошо смешаться с светильным газом, отчего сгорание в *B* получилось полное, т. е. результаты сгорания были водяной пар и углекислота; при закрытых отверстиях *DD* воздух соединяется с светильным газом только у поверхности пламени *B*, и, хотя водород светильного газа сгорает в воду, но уголь сгорать не успевает, а раскаленные частички угля и служат причиной свечения пламени. Эти частички угля легко обнаружить: если подержать над светящимся пламенем какое-либо тело, то оно покроется копотью, т. е. мелкими частичками угля.

Свечение в пламени Бунзеновой горелки можно получать также, если оставить отверстия *D* открытыми, но в пламя *B* ввести кусок угля или платины. Яркий, так называемый «Друммондов свет» получается

введением куса ввести в бесцветное пламя, получающееся при соединении водорода с кислородом. Точно так же поднимающиеся в последнее время горелки Ауэра представляют собою сетку, содержащую окиси тория и церия и введенную в почти бесцветное пламя Бунзеновой горелки.

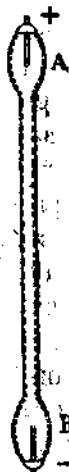


Рис. 132. Гейслерова трубка.

Впрочем, не одни только твердые тела способные издавать свет; можно ввести в пламя горелки соли металлов или капли, которые при этом обращаются в пары и тем не менее дают свет; испускаемый при этом пламенем горелки свет получается характерного для каждого из этих тел цвета.

С другой стороны, для получения свечения паров и газов нет необходимости в высокой температуре. На рис. 132 изображена так называемая «Гейслерова трубка», наполненная каким-либо газом или паром при очень низком давлении (менее 0,001 атмосферы); если через впаянные в трубку проводочки *A* и *B* пропустить электрический разряд, то газ, находящийся в трубке, начинает светиться, хотя температура его поднимается при этом лишь незначительно (менее 100°). Наконец, некоторые тела светятся под действием света (люминесценция) не только при обыкновенной температуре, но даже при температуре жидкого воздуха (—180°).

Из всех этих опытов можно вывести заключение, что характер лучеиспускания зависит, во-первых, от температуры и, во-вторых, от свойств самого лучеиспускающего тела.

8. Температурное лучеиспускание. Можно построить теорию лучеиспускания совершенно отвлекаясь от индивидуальных свойств лучеиспускающего тела, из соображений, основанных на законах термодинамики, и тогда лучеиспускание будет зависеть *только от температуры*. Такая теория привела к следующим законам:

а) Закон Стефана-Больцмана.

Полное лучеиспускание L , т.е. вся энергия, исходящая из каждого сантиметра нагретого тела ежесекундно, пропорционально четвертой степени абсолютной температуры ϑ

$$L = \alpha \cdot \vartheta^4 = 5,5 \cdot 10^{-5} \vartheta^4 \frac{\text{erg}}{\text{см}^2 \cdot \text{sec.}}$$

б) Закон Вина.

Увеличение лучеиспускания с температурой происходит для различных длин волн различно; вследствие этого спектр лучеиспускающего тела меняется и притом так, что с повышением температуры максимум энергии в спектре перемещается к фиолетовому концу, т.е. к меньшим волнам. Если через λ_m обозначить длину волны с максимальной энергией, то, по Вину, произведение из λ_m и температуры ϑ остается постоянным.

$$\lambda_m \vartheta = b = 2940.$$

в) Закон Планка.

Распределение энергии в спектре при температурном лучеиспускании выражается формулой:

$$L_{\lambda} = \frac{C \lambda^{-5}}{e^{\frac{h}{\lambda \vartheta}} - 1}$$

здесь L_{λ} — энергия, приходящаяся на долю волн данной длины λ при данной температуре ϑ ; величина $C = 5,96 \cdot 10$ и $h = 1,46$.

Понятно, что из закона Планка сами собою вытекают законы Стефана-Больцмана и Вина.

На рис. 133 изображены кривые распределения энергии в спектре температурного лучеиспускания для некоторых температур, при чем по горизонтальному направлению отложены длины волн, выраженные в

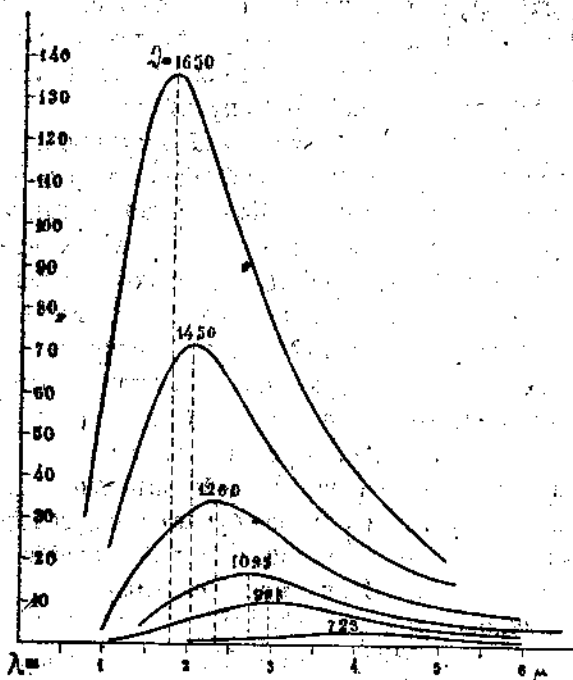


Рис. 133. Температурное лучеиспускание.

микронах ($\mu = 0,001 \text{ м.м.}$), а по вертикальному направлению—удельное лучеиспускание соответствующей длины волны.

Опыт показал, что все выше приведенные законы очень хорошо оправдываются на опыте для лучеиспускания черных тел (сажа, платиновая чернь и т. п.), а затем для всех металлов, хотя с несколькими коэффициентами. Гораздо дальше отступают от этих законов такие тела, как аэеровская сетка, а к газам и парам эти законы совершенно не применимы.

9. Закон Кирхгофа. Когда лучи, испускаемые раскаленным телом, встречаются на своем пути другое тело, то они частью отражаются, частью проходят насквозь и частью поглощаются этим телом. Энергия поглощенных лучей в большинстве случаев превращается в теплоту, но она может переходить и в другие виды энергии, например, в энергию химическую. О химических действиях лучей мы будем говорить ниже, а теперь предположим, что поглощенные телом лучи превращаются *только* в теплоту и, следовательно, обуславливают температуру данного тела. Но от температуры тела зависит его лучеиспускание, при чем оба процесса—лучепоглощение и лучеиспускание,—как это выяснил Прево (Prevost), в каждом теле происходят всегда одновременно. Если поглощение больше лучеиспускания, то температура тела повышается; если поглощение меньше лучеиспускания, то температура тела понижается, и только тогда температура тела остается постоянной, когда ежесекундное количество лучеиспускаемой энергии равно ежесекундному количеству поглощаемой энергии. Количество поглощаемой энергии зависит от свойства самого тела и от свойства его поверхности, потому что часть лучей всегда отражается от поверхности тела и только часть их поглощается; кроме того, поглощение зависит от направления падающих лучей и от длины волны их. Существуют, правда, такие тела, как, например, сажа, которые не отражают почти никаких лучей, отчего они и кажутся нам черными, но, с другой стороны, полированные металлы (серебро) и белая бумага отражают очень много лучей и потому кажутся нам белыми. И действительно, на опыте легко убедиться в том, что сажа и черная бумага под действием солнечных лучей нагреваются, т.-е. поглощают лучи гораздо быстрее, чем серебро или белая бумага. Итак, *поглощательная способность* тел бывает весьма различною.

Теперь представим себе, что на какое-либо тело падают лучи со всех сторон равномерно, но что половина этого тела черная, а другая половина белая. Очевидно, что черная половина тела будет нагреваться быстрее белой; тем не менее опыт показывает, что через некоторое время наступает *температурное равновесие*, когда все тело принимает одинаковую температуру. Такое равновесие возможно только в том случае, если черная половина тела будет не только *поглощать*, но одновременно с сим и *испускать* большее количество энергии ежесекундно, чем белая половина; при этих условиях температура обеих половин может оставаться постоянной, хотя обмен тепла в черной половине будет происходить быстрее, чем в белой.

На этом обстоятельстве Кирхгоф основал общий закон, по которому отношение между поглотительной и испускательной способностью для всех тел одинаковой температуры одно и то же. Следовательно, чем сильнее тело поглощает какие-либо лучи, тем сильнее оно их испускает при той же температуре. Этот закон верен не только для полного лучеиспускания какого-либо тела, но и для лучей каждого цвета в отдельности. Из закона Кирхгофа непосредственно следует, что черные тела, которые сильнее всего поглощают лучи, должны сильнее всего их испускать, и, следовательно, при повышении температуры черные тела должны раскаляться раньше всех других тел, а спектры испускания всех черных тел должны быть одинаковы при одинаковых температурах. Пример тому мы видели при описании свечения Бунзеновой горелки (стр. 110), которое обуславливалось присутствием в пламени черных угольков (копоть, сажа): черные угольки давали свет, хотя само пламя горелки даже при более высокой температуре оставалось бесцветным.

10. Абсолютно черное тело. Тело, которое поглощает все лучи, Кирхгоф назвал *абсолютно черным*. К абсолютно черным телам близко подходят сажа и платиновая чернь.

Если в каком-либо полом теле сделать небольшое отверстие, то оно покажется черным, — даже чернее сажи, — и в том случае, если внутренние стенки этого тела ярко раскрашены. Это происходит от того, что отверстие в полом теле не может отражать лучи: все лучи входят во внутреннюю полость, и там, при многократном отражении от стенок, происходит их постепенное поглощение; лишь очень незначительная часть лучей может случайно попасть снова в отверстие и выйти наружу. Таким образом, отверстие, сделанное в полом теле, может служить моделью абсолютно черного тела, а если мы будем нагревать внутреннюю полость тела, то из отверстия будут выходить лучи, оно будет лучеиспускать и, согласно с законом Кирхгофа, тоже как абсолютно черное тело.

Все те законы лучеиспускания, которые приведены нами на стр. 111, относятся к абсолютно черным телам; проверка же этих законов была произведена именно на только что описанной модели; при помощи чувствительных термоэлементов (или балометров) измерялась энергия лучей, выходящих из отверстия полого огнеупорного сосуда, внутренние стенки которого нагревались электрическим током.

11. Определение температуры тела по его лучеиспусканию. Легко видеть, что, благодаря установленным выше законам, мы можем определить температуру раскаленного тела по испускаемому им спектру, конечно, в предположении, что к данному телу эти законы применимы; но мы уже сказали выше, что они применимы к большинству твердых тел. На основании таких определений оказалось, что солнце имеет температуру около 6000° , кратер положительного угля вольтовой дуги — около 4000° , расплавленная платина — 1750° и т. д. Для технических целей, а именно для определения температуры в различных печах, устроены специальные, так называемые *оптические пирометры*, дозво-

ляющие из спектральных наблюдений непосредственно определять температуру печи с достаточной для техники точностью и, во всяком случае, гораздо точнее, чем это возможно было раньше при помощи других пирометров.

12. Лучеиспускание паров и газов. Как уже сказано, пары и газы не подчиняются законам температурного лучеиспускания. Если мы поместим в пламя Бунзеновой горелки (рис. 131) платиновую проволочку *аВ*, на конце которой *а* прикреплен кусочек натрия или кусочек какой-либо его соли, то Бунзеново пламя окрасится в желтый цвет, а в спектроскопе мы увидим желтую линию, которая соответствует длине волны $0,59 \mu$.

Подобным же образом литий дает в спектроскопе красную линию $0,67 \mu$ и несколько желтых; калий дает характерные линии в красном— $0,77 \mu$ и в фиолетовом цвете— $0,40 \mu$ и т. д. Вообще каждый элемент характеризуется определенными линиями в спектре, при чем число линий бывает иногда очень большое; в спектре паров железа их насчитывают до 5000.

Мы знаем (стр. 103), что каждая спектральная линия представляет собою изображение щели спектроскопа; чем шире мы возьмем щель, тем шире будет видимая нами линия; наоборот, если мы будем сужать щель все более и более, то и спектральная линия будет делаться все уже. Однако при достаточно сильной дисперсии спектроскопа мы можем иногда заметить, что рассматриваемая нами линия состоит из нескольких более узких линий, которые при широкой щели сливались в одну.

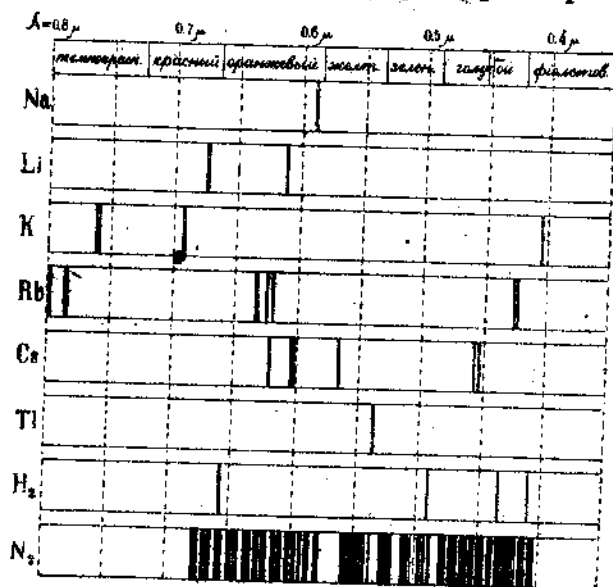


Рис. 134. Спектры паров и газов.

Производя опыт сужения щели при наблюдении спектра паров натрия, мы увидим вместо одной—две желтые линии с длинами волн $0,5890 \mu$ и $0,5896 \mu$; в спектроскопе еще более сильном можно увидеть, что в слабых спектроскопах при широкой щели все более тонкие детали спектров не видны, потому что отдельные изображения щелей благодаря своей широте отчасти накладываются друг на друга.

На рис. 134 изображены наиболее яркие линии некоторых химических элементов.

Спектры паров и газов бывают *линейчатые*, как, например, спектры *Na*, *Li*, *K*, или *полосатые*, как, например, спектр азота (рис. 134 *N₂*); впрочем, в сильных спектроскопах эти полосы, подобно линии натрия, тоже разлагаются на отдельные линии.

13. Спектр поглощения. Теперь представим себе, что мы рассматриваем в спектроскоп сплошной спектр какого-либо твердого тела, а на пути лучей между этим телом и щелью спектроскопа мы поместили натриевое пламя. Тогда мы увидим, что в сплошном спектре появилась темная полоса; положение этой темной полосы в спектре как раз совпадает со тою светлою полоскою, которую раньше давало натриевое пламя, взятое в отдельности. Это замечательное явление было открыто Кирхгофом и Бунзенем и истолковано ими следующим образом. Линейчатые спектры тел представляют собою систему волн с некоторыми определенными периодами колебаний; периоды эти зависят от свойства самого атома данного лучеиспускающего элемента. Между тем из теории резонанса (стр. 19) известно, что, если тело обладает определенным периодом колебаний, то при действии на него какой-либо внешней периодической силы оно приходит в колебание, при чем наибольшая амплитуда этих колебаний получится в том случае, если период внешней силы равен собственному периоду колебаний рассматриваемого тела. Атомы паров натрия дают желтую линию в спектре и, следовательно, обладают определенным периодом колебания¹⁾; поэтому из всех лучей, испускаемых раскаленным твердым телом, на атомы натрия будут сильнее всего действовать именно желтые лучи. Но так как колебания в парах натрия сопровождаются потерей энергии на трение и лучеиспускание (ср. стр. 17), то эта энергия будет отниматься у желтых лучей, возбуждающих колебания; лучи эти будут поглощаться (абсорбироваться, стр. 31) в парах натрия, тогда как лучи других цветов будут проходить почти без затраты энергий. В результате мы увидим в сплошном спектре темную полосу в том именно месте, где была бы светлая полоса паров натрия.

К этому необходимо однако добавить, что видимая нами темная линия не совершенно лишена света, ибо она освещена парами натрия, помещенными перед щелью. Однако желтая линия, которая получается от паров натрия, в большинстве случаев гораздо слабее того желтого света, который испускается раскаленным твердым телом и затем поглощается парами натрия. Вот почему темная линия натрия будет темнее выступать в сплошном спектре, чем ярче этот последний. Кроме того, поглощение будет тем больше (см. стр. 31), чем длиннее путь луча в парах натрия. И для это в виду, часто при демонстрации этого явления помещают натрий не прямо в горелку, а в железную трубку, снабженную на концах стеклянными окошками; из трубки выкачивают воздух, а снизу подогревают ее горелками.

Подобным же образом можно наблюдать спектры и других паров. Все подобные спектры с темными линиями называются спектрами поглощения.

Заметим, что спектры поглощения мы можем наблюдать и в таких

¹⁾ Если длину волны желтой линии натрия положить $\lambda = 0.6\mu = 6 \cdot 10^{-7}$ см., то при скорости распространения света $c = 3 \cdot 10^{10}$ получим период $T = \frac{\lambda}{c} = 2 \cdot 10^{-15}$ секунды.

телах, в которых спектры лучеиспускания наблюдать нельзя, например, в твердых и жидких телах при обыкновенной температуре.

14. Спектральный анализ. Так как каждый химический элемент в парообразном состоянии характеризуется особым линейчатым спектром, то Кирхгоф и Бунзен основали на этом особый метод химического анализа. Исследуемое тело помещают в пламя Бунзеновой горелки, а по излучаемому им спектру судят о его составе. Этот метод оказался в высшей степени чувствительным; достаточно, например, присутствия миллионных долей грамма натрия, чтобы уже можно было заметить в спектре его характерную желтую линию. Благодаря этому методу был открыт целый ряд новых элементов: цезий, рубидий, таллий и др.

Подобным же образом можно определить состав тела, наблюдая спектр поглощения. Этим методом изучаются растворы различных красящих тел, при чем по спектру поглощения можно даже определить количество растворенного вещества.

Еще ранее открытия Кирхгофа и Бунзена в спектре солнца были наблюдаемы темные линии; положение этих линий определил Фраунгофер, обозначив их буквами *A, B, C, D* и т. д. Кирхгоф и Бунзен показали, что Фраунгоферовы линии суть не что иное, как линии поглощения паров: *Na, Fe, Ca, Ba, Cu, Zn* и др., причем линия натрия $\lambda = 0,59$ совпала с линией *D*, по обозначению Фраунгофера. Отсюда Кирхгоф и Бунзен заключили, что все перечисленные элементы должны находиться в солнечной атмосфере. Подобным же образом был определен состав других небесных тел, как-то: звезд, комет, туманностей.

Об определении скорости движения лучеиспускающего тела по его спектру мы уже говорили ранее, излагая принцип Допплера (стр. 39).

Со времени открытия спектрального анализа Кирхгофом и Бунзеном в 1860 г. метод этот постепенно усовершенствовался и получил многочисленные и весьма разнообразные применения. Желающих познакомиться с этим подробнее отсылаем к специальным книгам и учебникам по спектральному анализу.

15. Цвета тел. От спектра поглощения зависит цвет тела. Так, например, красное (рубиновое) стекло пропускает красные лучи, но поглощает зеленые; если поместить между источником белого света (со сплошным спектром) и щелью спектроскопа красное стекло, то мы увидим в спектре широкую полосу поглощения в зеленой и голубой части спектра. Иногда тело имеет несколько полос в спектре; тогда окраска его менее яркая, ибо представляет собою смесь из нескольких цветов.

Если положить красное стекло на белую бумагу, то окраска стекла покажется более густою. В этом случае лучи света, пройдя через стекло, отражаются от бумаги и на обратном пути снова проходят через стекло; следовательно, впечатление получается такое, как будто свет прошел стекло вдвое большей толщины, отчего и окраска его кажется гуще. Впрочем, цвет предмета зависит также и от отраженного света. Большинство тел отражает сильнее всего те лучи, которые оно поглощает. Поэтому в выше приведенном примере красное стекло будет с поверхности своей отражать зеленые и голубые лучи, а от белой бумаги

вернутся лучи красные. Результирующий цвет будет зависеть от того, какие лучи преобладают — отраженные от верхней поверхности стекла, или отраженные от бумаги. Во всяком случае окраска стекла, лежащего на бумаге, будет всегда менее яркой, чем окраска стекла двойной толщины при рассматривании насквозь.

Аналогичные явления происходят во всех случаях, когда предмет покрыт слоем краски; всегда оттенок краски будет зависеть от лучей, отразившихся от наружной поверхности и идущих изнутри слоя. Конечно, окраска тел зависит также от цвета того света, которым мы их освещаем; окраска тела может сильно измениться, если сам источник света не содержит в себе некоторых цветов: желтый предмет при голубом освещении будет казаться черным и т. д.

16. Смещение цветов. Путем комбинации из нескольких красок можно приготовить такие растворы, которые пропускали бы только часть спектра определенного цвета. Окрашенные таким образом стекла или пленки коллоидона, или пленки желатины называются *светофильтрами*. Очевидно, светофильтры *вычитают* из белого цвета все цвета, которые соответствуют их полосам абсорбции. Поэтому, если зеленое стекло, поглощающее красные лучи, положить на красное стекло, которое поглощает зеленые лучи, то получим почти непрозрачное тело. Между тем как при *сложении* красного и зеленого цветов получается впечатление белого цвета.

Такое *сложение* цветов можно получить, если лучи двух источников света, прошедшие сквозь два разных светофильтра, например, зеленый и красный, направить на одно и то же место экрана; тогда это место покажется освещенным белым цветом. Точно так же, если вращать диск, одна половина которого окрашена красным, а другая половина зеленым цветом, — он покажется белым, потому что глаз сохраняет на некоторое время (на 0,1 сек.) получаемые впечатления, а во время вращения диска на те же места сетчатки будут попадать лучи того, то другого цвета. То же самое произойдет, если смешать порошки двух цветов и, не рассматривая отдельных зерен их, смотреть на поверхность этой смеси обоими глазами. Во всех перечисленных случаях происходит суммирование цветов.

Цвета, дающие при суммировании впечатление белого цвета, называются *дополнительными*. Дополнительными друг другу служат: красный ($\lambda = 0,66 \mu$) и зеленый ($\lambda = 0,49 \mu$), желтый ($\lambda = 0,58 \mu$) и синий ($\lambda = 0,48 \mu$), а также многие другие. Если смешивать эти цвета друг с другом в различных пропорциях, то получаются различные оттенки цветов: красноватый, зеленоватый и т. д. Однако из красного и зеленого нельзя получить голубого цвета. Несравненно большее число оттенков и даже совершенно новые цвета можно получить, если смешивать (суммировать) не два, а минимум три цвета. Так, например, если взять красный, желто-зеленый и голубой цвета, то можно получить почти все встречающиеся в природе цветные оттенки.

17. Цветное зрение. Когда мы наблюдаем какую-либо смесь цветов, то наш глаз не в состоянии отличить, из каких цветов состав-

лена такая смесь. Так, например, смешение красного цвета с зеленым производит совершенно такое же впечатление белого цвета, как и смешение желтого с синим и, вообще, как смешение любой другой пары дополнительных цветов друг с другом. В этом отношении глаз существенно отличается от уха; ухо при некотором навыке и внимании способно в смеси звуков услышать отдельные звуки, составляющие данную смесь, тогда как глаз ощущает каждый цвет как нечто цельное, и только при помощи спектроскопа он может узнать, из каких основных цветов составлен данный цвет.

Для объяснения цветного зрения Юнг, а затем и Гельмгольц предположили, что в сетине глаза имеются три основных чувствительности к цветам; по всей вероятности, колбочки сетины содержат три разных вещества, из которых одно реагирует химически главным образом на красный цвет, другое—на зеленый и третье—на голубой. Смотря по степени участия в этом фотохимическом действии того или другого из этих трех веществ, мы получаем то или иное впечатление цветного оттенка ¹⁾.

Глаза некоторых людей (дальтоники) лишены одного или двух из этих веществ, и тогда они уже не могут различать многих оттенков цветов друг от друга. Из опытов над смешением цветов удалось

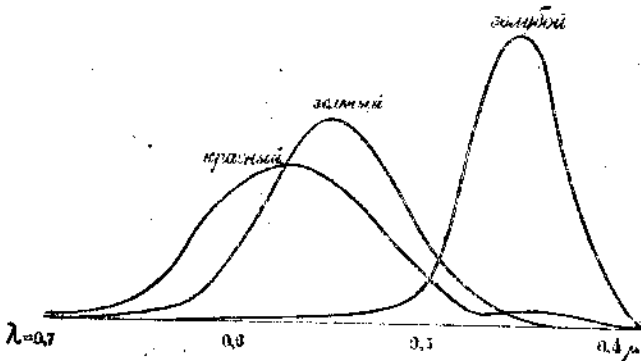


Рис. 135. Теория Юнга-Гельмгольца.

установить чувствительность каждого из этих веществ к различным частям спектра. Кривые этих чувствительностей изображены на рис. 135. Мы видим здесь, что кривые эти довольно пологие, при чем каждая из них захватывает большую часть спектра с весьма раз-

личными длинами волн; этим объясняется, почему глаз не в состоянии точно определить, какая именно световая волна производит данное действие. Кроме того, одна кривая чувствительности находит на другую, вследствие чего даже монохроматический свет определенной длины волны сразу действует на два, а иногда и на все три цветочувствительные вещества. Поэтому глаз получает одно и то же впечатление, действует ли на сетину чистый желтый цвет, или он получен смешением цветов красного с зеленым.

18. Невидимые лучи. На рис. 136 изображена чувствительность глаза к лучам света различной длины волны. Наибольшая чувстви-

¹⁾ Все сказанное относится к колбочкам. Палочки сетины содержат так называемый *глазной пурпур*, который очень чувствителен к голубым лучам. Палочки позволяют нам видеть при слабом освещении, когда колбочки становятся уже нечувствительными к свету; палочки не различают цветов.

ность глаза замечается для желтых лучей ($\lambda = 0,56 \mu$), а к красному и фиолетовому концу спектра она быстро падает. Все лучи с длинами волн большими $0,8 \mu$ — *ультракрасные*, на глаз уже не действуют, и для исследования в этой области прибегают к термометрическому методу ¹⁾ и притом большей частью пользуются термоэлементами, благодаря их чувствительности. Таким путем Рубенсу удалось исследовать лучи с длиной волн до $200 \mu = 0,2 \text{ мм}$.

Еще большие длины волн можно получать и наблюдать уже чисто электрическим способом. Это будут так называемые электромагнитные лучи, открытые Герцем, которые, по гипотезе Максвелла, по существу своему одинаковы с световыми лучами, только гораздо большей длины волн. В настоящее время электромагнитные лучи с длинами волн в несколько километров употребляются в беспроволочной телеграфии. Вообще вся эта область относится уже к учению об электричестве.

Лучи, обладающие длиной волны менее $0,35 \mu$, — *ультрафиолетовые*, тоже не видимы глазом: их можно исследовать при помощи фотографии или при помощи вызываемой этими лучами люминисценции (см. ниже). В сторону меньших волн Шуману удалось довести исследование до длины волн $\lambda = 0,1 \mu$. — Сюда же относятся и лучи Рентгена с длиной волны, вероятно, еще в 1000 раз меньшей.

Свойства тел по отношению лучей различной длины волны, вообще говоря, различны. Совершенно прозрачные для видимого света тела могут тем не менее иметь полосы поглощения или абсорбции в невидимой части спектра. Так, например, вода имеет полосы абсорбции в ультракрасном спектре с длинами волн более 2μ ; сероуглерод имеет полосы в ультрафиолетовом свете, но ультракрасный свет он пропускает хорошо; наконец, бесцветное стекло поглощает ультракрасные, но также и ультрафиолетовые лучи.

19. Дисперсия. Как известно, показатель преломления зависит от длины волны (стр. 70), при чем, хотя ход дисперсии для различных тел различен, но в большинстве тел фиолетовые лучи сильнее преломляются, чем красные; это означает, что скорость распространения фиолетовых лучей меньше, чем красных. Однако этот закон дисперсии верен лишь для прозрачных тел. Если же тело имеет в спектре какую-нибудь полосу абсорбции, т.-е. если оно пропускает не все лучи, а только некоторые, то вышеприведенный нормальный ход дисперсии наблюдается только вне полосы абсорбции, внутри же полосы абсорбции ход дисперсии *аномальный*, а именно с уменьшением длины волны

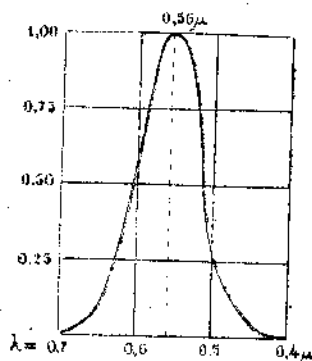


Рис. 136. Чувствительность глаза к различным цветам.

¹⁾ Вот почему эти лучи иногда называются *тепловыми*, хотя измерение энергии лучей термометрическим методом возможно и в видимой части спектра и даже в ультрафиолетовой.

уменьшается и показатель преломления. На рис. 137 показаны: кривая поглощения k и кривая дисперсии ϵ , т.-е. кривая, выражающая зависимость показателя преломления ϵ от длины волны λ . Если идти в спектре от красного конца к фиолетовому, то для фуксина (фуксин имеет полосу поглощения в желто-зеленой части спектра) получим такой

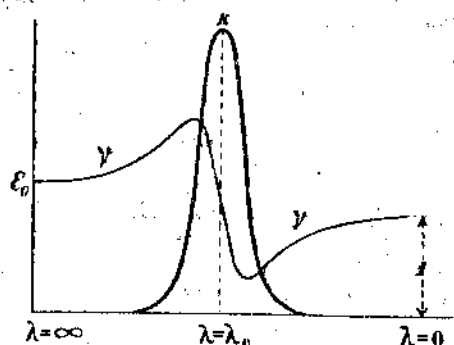


Рис. 137. Ход дисперсии света в поглощающих телах.

ход дисперсии: до длины волны $\lambda = 0,6 \mu$ показатель преломления повышается, затем между $0,6$ и $0,45 \mu$ он уменьшается, а начиная с $\lambda = 0,45 \mu$ и к фиолетовому концу показатель преломления снова повышается. Подобные же явления замечаются во всех телах с полосами поглощения, между прочим, и в ходе дисперсии паров натрия; внутри каждой полосы дисперсия аномальна. Явление это объясняется теорией резонанса и влиянием резониру-

ющих молекул на скорость распространения света.

20. Химические действия света. Многие тела под действием света изменяют свой химический состав, не нагреваясь при этом заметным образом. Конечно, и в этих случаях должно наблюдаться поглощение света, только световая энергия при этом переходит не в тепловую, а в химическую энергию. Химические действия света изучаются в *фотохимии*, и мы укажем здесь только на главнейшие из них.

Так, например, перекись водорода разлагается светом на воду и кислород; наоборот, хлор и водород соединяются под действием света в хлористый водород. Многие краски на свету выцветают.

Вообще говоря, чем сильнее свет и чем дольше он действует, тем больше получается продуктов его химического действия. Однако не все цвета действуют при этом одинаково. Лучи света, обладающие способностью действовать химически, называются *активными*. Для большей части тел голубые, фиолетовые и в особенности ультрафиолетовые волны оказывают более сильное действие, более активны, чем волны красные; впрочем, активность лучей зависит еще от свойств того тела, на которое они действуют.

21. Фотография. На химическом действии света основана фотография. В этом случае свет, попадающий в фотографическую камеру через объектив (стр. 99), действует на бромистое и иодистое серебро, заключенное в желатине (*эмульсия*), которым покрыта чувствительная фотографическая пластинка. Действие света, или *экспозиция*, продолжается от 0,001 сек. до нескольких минут, смотря по силе света и чувствительности пластинки. Затем пластинка переносится в особый светонепроницаемый ящик (кассетку) в темную комнату и при слабом неактивном (красном) свете погружается в раствор метола, гидрохинона и т. п. веществ в смеси со щелочью (поташ). При этом изображение понемногу *проявляется*, т.-е. в тех местах, где действовал свет,

выделяется серебро и пластинка чернеет. После достаточного проявления пластинку промывают и кладут в раствор серноватисто-кислого натрия, в котором не разложившиеся соли серебра растворяются и, следовательно, удаляются из пластинки. Этот процесс называется *фиксированием* или *закреплением* изображения, ибо после него пластинка уже нечувствительна к свету. Наконец, пластинка промывается и сушится. Таким образом получается *негатив*, т.-е. изображение, в котором темные места предмета прозрачны, а светлые — непрозрачны. Для получения *позитива* кладут негатив на светочувствительную бумагу, которая под прозрачными частями негатива чернеет, а под непрозрачными остается светлой; позитив тоже *фиксируют*. Очевидно, что с одного негатива можно сделать множество позитивов.

Позитив можно также получить на стекле: тогда он называется *диапозитивом* и употребляется в проекционных фонарях.

Подобным же образом получают изображения на цинке, и изготовляются цинковые клише. Здесь светлые места протравливаются кислотой, а темные места остаются более выступающими, на них-то при печатании и наносится типографская краска.

22. Трехцветная фотография. Большинство фотографических пластинок чувствительно, главным образом, к голубым, фиолетовым и ультрафиолетовым лучам и нечувствительны к желтым и красным лучам света. Вследствие этого красные и желтые предметы выходят одинаково темными, тогда как синие и даже темно-синие выходят светлыми. Однако прибавлением к желатине некоторых красок (эозин, цианин и т. п.), поглощающих желтые и красные лучи, можно сделать пластинку чувствительной и к этим лучам и, таким образом, получить распределение цветов более правильное. Такие пластинки называются *ортохроматическими*. Благодаря изобретению пластинок, чувствительных ко всем цветам спектра, стала возможною цветная фотография.

Мы опишем здесь способ трехцветной фотографии, изобретенный Эйвесом. С предмета снимается три снимка сквозь три разных светофильтра, подобранных по основным цветам Юнг-Гельмгольцевской теории цветного зрения (стр. 118), а именно: красный, зеленый, голубой. Полученные с этих негативов три диапозитива проектируют при помощи трех фонарей на одно и то же место экрана, предварительно поставив на пути лучей от первого диапозитива — красный светофильтр, от второго — зеленый фильтр и на пути от третьего диапозитива — голубой фильтр. На экране получается, таким образом, суммирование этих трех цветов в соответствующих пропорциях и, следовательно, все разноцветные оттенки самого предмета.

С трех негативов можно также сделать три клише и затем печатать тремя красками.

Бр. Люмьер удалось значительно упростить этот способ. Их светофильтр составлен из мелких зерен крахмала, окрашенных в те же три основных цвета и затем нанесенных в смешанном виде на стекло. Таким образом получается целая система маленьких светофильтров, расположенных в беспорядке и рядом друг с другом. Так как зерна очень

малы, то в глазу цвета их суммируются, и такой светофильтр производит впечатление почти белого. Поверх зерен наносится светочувствительный слой желатины. Во время съемки пластинка ставится стеклом к объективу, так что свет проходит сперва сквозь окрашенные крахмальные зерна, а потом попадает на светочувствительный слой. Под каждым зерном получается действие только того света, который пропускается соответственной окраской. При проявлении получается негатив, и затем особым химическим способом он превращается в позитив. Так как в этом диапозитиве уже заключены все необходимые светофильтры (крахмальные зерна), то его можно прямо проецировать одним проекционным фонарем на экран, или просто рассматривать на свет.

21. Люминисценция. Многие тела под действием света сами начинают испускать свет; это явление называется *люминисценцией*. Так, например, раствор сернокислого хинина при освещении белым светом испускает голубые лучи, раствор хлорофилла (эфирный экстракт зеленых листьев) светится красным светом, урановое стекло — зеленым светом и т. д. В особенности сильно люминисценция возникает под действием ультрафиолетовых лучей.

В некоторых телах люминисценция прекращается тотчас же вместе с прекращением действия на них света. Этот род люминисценции назывался прежде *флуоресценцией* в отличие от *фосфоресценции*, когда тела продолжают светиться еще долго после действия света. К фосфоресцирующим телам принадлежат твердые растворы сернистого кальция, стронция и бария. Теория всех этих явлений еще не установилась, но, по всей вероятности, их нужно отнести к фотохимическим действиям.

3. Интерференция света.

24. Явление интерференции. Для того, чтобы доказать, что свет действительно распространяется волнообразно, необходимо реализовать на опыте *интерференцию* световых волн, т. е. найти такие условия опыта, при которых два луча света, соединяясь вместе, давали бы темноту. Мы видели выше (стр. 27), каким образом можно наблюдать интерференцию волн на поверхности воды и интерференцию звуковых волн (стр. 49). Однако, применение аналогичных способов к свету встречает следующее затруднение: световые колебания исходят из молекул раскаленного тела, а колебания в молекулах слишком *беспорядочны* и не могут быть сравнены с колебаниями двух ножек камертона. Действительно, предположим, что нам удалось устроить два источника света с одинаковой амплитудой и одного и того же периода, т. е. вполне одинакового цвета; тем не менее мы не можем заставить их колебаться все время с одинаковою фазою или даже с одинаковою разностью фаз. В камертоне это последнее условие само собою исполняется, так как обе его ножки всегда колеблются в противоположных друг к другу направлениях; в источнике же света колебания отдельных точек не непрерывны, и, хотя в среднем свет и кажется для глаза равномерным, но на самом деле отдельные точки светящегося тела то вспы-

живают, то вновь затухают; их колебания все время меняют свое направление, амплитуду и фазу, и в то время как одни молекулы испускают свет, может случиться, что другие еще не начали его испускать, когда же начнут эти последние, то, может быть, первые уже перестали испускать свет и т. д. Очевидно, что при таких условиях явление интерференции наблюдать невозможно, или, как говорят, лучи различных источников (или различных точек одного и того же источника) света не когерентны.

Френель показал, что можно обойти это затруднение, применяя один источник света, но получая от него два изображения помощью отражения или преломления. Два изображения одного и того же источника можно считать за два новых источника и притом вполне тождественных и когерентных.

25. Зеркала Френеля. На рис. 138 показаны два зеркала AO и OB , поставленных под углом AOB друг к другу, близким к 180° ; S — источник света, S_1 и S_2 — два его изображения; KL — непрозрачный экран, задерживающий лучи от S . В пространстве MON , куда попадает свет одновременно и от S_1 и от S_2 , мы должны иметь возможность наблюдать интерференцию. Действительно, поставив экран MN , мы получим на нем ряд темных и светлых полос. Это будет система гипербол (стр. 28), получившихся от пересечения гиперболоидов интерференции с нашим экраном; но изгибы гипербол будут размытыми, потому что там амплитуды интерферирующих волн (стр. 28) уже не одинаковы. Так как длина световой волны очень мала, то для того, чтобы эти полосы были видны, необходимо, чтобы расстояние S_1S_2 было мало в сравнении с расстоянием до экрана, т. е. необходимо, чтобы угол AOB был близок к 180° .

Положим, $S_1S_2 = a$ (рис. 138 и 139); расстояние между двумя светлыми полосами $= d$ и расстояние от источника до экрана пусть будет D . Если для светлой полосы A° разность ходов равна нулю: $S_1A^\circ - S_2A^\circ = 0$, то для следующей светлой полосы A_1 разность ходов должна быть равна длине волны. Из рис. 139 мы видим, что

$$S_1A_1 - S_2A_1 = S_1B = a \sin \varphi = \lambda.$$

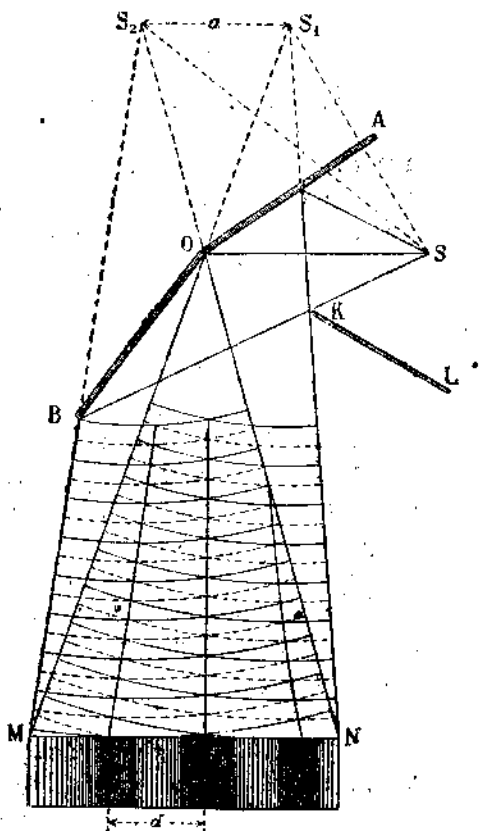


Рис. 138. Зеркала Френеля.

С другой стороны, при малых углах φ мы можем считать

$$\operatorname{tg} \varphi = \sin \varphi$$

и написать

$$d = D \sin \varphi,$$

откуда

$$d = \frac{D}{a} \lambda.$$

Так как величина λ менее 0,001 миллиметра (для желтого натриевого света $\lambda = 0,0006$ мм.), то если мы желаем, чтобы d было больше

миллиметра, мы должны подобрать a , по крайней мере, в 1000 раз меньше D .

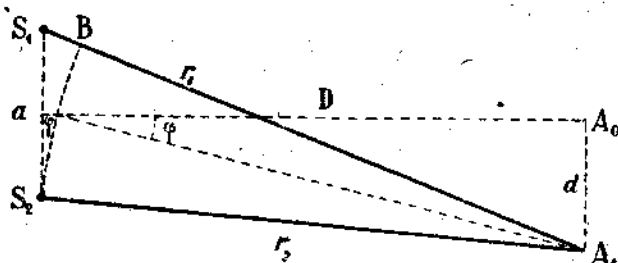


Рис. 139. Расчет интерференции.

Мы видим, что расстояние между интерференционными полосами зависит от длины волны данного света; чем больше λ , тем больше

d . Следовательно, полосы интерференции будут для красного цвета дальше отстоять друг от друга, чем для голубого. Если свет источника не монохроматичен (не одноцветен), а содержит в себе различные длины волн, то различные цвета лягут на экране MM на разные места, и мы увидим вместо светлых полос целый ряд спектров.

26. Разность ходов лучей в различных средах. Необходимо отличать разность *ходов*, или *оптических длин*, лучей от разности их геометрических путей; только в том случае, когда эти лучи проходят в одинаковых средах, оба эти понятия совпадают. Положим, что два луча прошли одинаковые пути l , но один из них прошел этот путь в пустоте, а другой — в воде, показатель преломления которой $\gamma = 1,33$. Хотя пути этих лучей одинаковы, но все же второй луч отстанет от первого, потому что скорость света в воде в $\gamma = 1,33$ раза меньше, чем в пустоте. В то время, как второй луч прошел в воде длину l , первый луч успеет пройти в пустоте длину γl и, следовательно, опередит второй луч на длину $(\gamma - 1) l$. Это и будет *разность ходов* или *разность оптических длин* данных двух лучей. Вообще, если один из лучей проходит путь l в среде с показателем преломления γ_1 , а другой луч проходит такой же путь в среде с показателем преломления γ_2 , то разность ходов этих лучей будет равна

$$\delta = l(\gamma_1 - \gamma_2).$$

Если луч проходит целый ряд различных сред, то при вычислении его оптической длины необходимо путь его в каждой из этих сред умножить на соответственный показатель преломления, а затем все эти произведения сложить.

Для того, чтобы узнать, что будет происходить в точке соединения двух лучей, мы должны разность их оптических длин разделить на длину волны λ испускаемого источником света ¹⁾. Если при делении на λ разность ходов получится равной четному числу полуволн, мы получим в точке схождения лучей усиление света; если эта разность равна нечетному числу полуволн—ослабление света, или даже темноту, когда оба луча одинаковой амплитуды. При промежуточных значениях разности хода получим и промежуточное по силе освещение в рассматриваемой точке (ср. стр. 27).

27. Интерференция в пластинке. Представим себе тонкую пластинку MN (рис. 140), на которую падает пучок параллельных лучей из источника A . Луч света Aa , при встрече с плоскостью MM , частью отразится, частью преломится, войдя в пластинку по ab . У плоскости NN опять произойдет отражение bc и преломление bC ; далее, в точке c отраженный луч bc соединится с лучом Ac и пойдет с ним вместе по линии cB , частью по линии edC . По этим двум направлениям мы будем, следовательно, наблюдать совокупное действие обоих лучей.

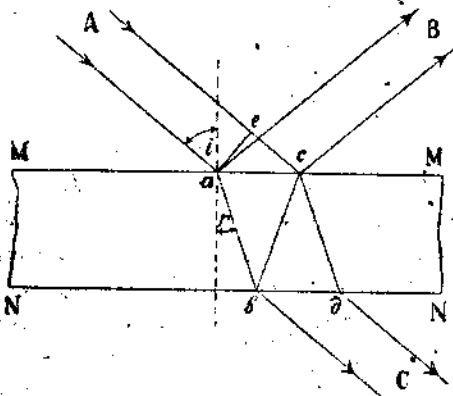


Рис. 140. Интерференция в пластинке.

Так как ae есть плоскость волн, где все колебания в одной фазе, то вопрос об интерференции этих лучей решается разностью хода (abc) и (ec). Эту разность хода легко вычислить; если обозначить толщину пластинки через d , то из чертежа следует, что длины

$$(abc) = \frac{2d}{\cos r} \quad (ec) = (ac) \sin i = 2d \operatorname{tg} r \cdot \sin i.$$

Пусть показатель преломления пластинки MN относительно окружающей ее среды будет ν ; тогда разность ходов этих лучей будет

$$\delta = \frac{2d\nu}{\cos r} - 2d \operatorname{tg} r \cdot \sin i.$$

Подставляя сюда $\sin i = \nu \sin r$, получаем для интерференции следующие два условия (ср. стр. 27):

$$\delta = 2d \nu \cos r = \begin{cases} 2n \frac{\lambda}{2} \dots \text{усиление света.} \\ (2n+1) \frac{\lambda}{2} \dots \text{ослабление света.} \end{cases}$$

¹⁾ Длину волны данного цвета, следовательно, данного периода колебания, нужно всегда брать для той среды, к которой отнесены наши показатели преломления ν . Если показатели преломления отнесены к воздуху, то и длину λ нужно взять для воздуха; если показатели отнесены к пустоте, то λ нужно брать для пустоты.

Из только что приведенных соображений может показаться, что условия для интерференции лучей cB и dC совершенно одинаковы. Но на самом деле это не так, ибо необходимо еще принять во внимание перемену знака волны при отражении (см. стр. 32).

Положим, что пластинка сделана из стекла и находится в воздухе, так что $v > 1$. Тогда лучи, идущие по $AabcdC$ и по $Ac dC$ либо отражаются от воздуха в стекло, либо преломляются и, следовательно, своего знака не меняют; для них выше написанное условие сохраняет свою силу. Что же касается луча AcB , то он в точке c отражается от стекла в воздух с переменной знака (с потерей полволны), а потому для cB условия будут такие:

$$\delta = 2d v \cos r = \begin{cases} 2n \frac{\lambda}{2} & \text{ослабление света.} \\ (2n + 1) \frac{\lambda}{2} & \text{усиление света.} \end{cases}$$

Если $v < 1$, например, если MN —слой воздуха между двумя стеклами, то, правда, отражение AcB будет без перемены знака, зато отражение $Aab cB$ у точки c будет с переменной знака, и интерференция в отраженном свете, т.-е. по cB будет та же, что и для $v > 1$. В проходящем свете луч $Ac dC$ не будет претерпевать отражения, луч же $AabcdC$ два раза отразится от стекла в воздух, два раза изменит свой знак и, следовательно, придет в d без перемены знака.

Из этого мы видим, что, каково бы ни было v , интерференция в проходящем свете определяется просто по разности хода лучей, в отраженном же свете необходимо, кроме того, еще переменить знак одного из интерферирующих лучей. Там, где в проходящем свете будет свет, там в отраженном свете будет темнота и наоборот.

Мы произвели вычисления только для лучей, выходящих по dC и cB , на самом же деле, кроме этих лучей, и притом параллельно тому же самому направлению dC и cB , выйдут из пластинки еще целый ряд других лучей, получившихся после многократного отражения внутри пластинки. Но коэффициент отражения для воздуха и стекла (безразлично в какую сторону) настолько мал (около 0,1), что лучами с многократным отражением можно пренебречь; действительно, уже после трех отражений мы получим луч, обладающий лишь 0,001 первоначальной амплитуды.

28. Цвета тонких пластинок. Всем известны яркие цвета мыльных пузырей; часто можно наблюдать также слои окиси на металлах и пленки масла на воде, которые при освещении белым светом отличаются самыми разнообразными цветами. Все эти явления обуславливаются интерференцией лучей, отраженных от передней и от задней плоскости тонкой пленки.

Представим себе, что свет, падающий на пластинку, белый и состоит из различных цветов, т.-е. волн всевозможных длин; тогда может случиться, что для волн одной какой-либо длины, например, для красного цвета ($\lambda = 0,8 \mu$) наступает взаимное уничтожение лучей, в то время как для зеленого цвета ($\lambda = 0,5 \mu$) будет взаимное усиление

лучей; в таком случае пластинка, освещенная белым светом, будет казаться зеленой. В других случаях мы получим другие цвета; цвета эти будут зависеть от толщины пластинки, от показателя преломления ее и от наклона лучей. Во всяком случае в проходящем и отраженном свете явления интерференции будут противоположны, и цвета пластинки будут дополнять друг друга до белого цвета падающего света.

Если рассматривать цвета тонких пластинок в спектроскоп, то увидим неполный спектр, ибо в том месте, которое соответствует интерференции, в спектре будет темная полоса. Для очень тонких пластинок ($d = 0,2$ до $0,5 \mu$), эта темная полоса занимает большую часть спектра, вследствие чего окраска пластинки получается очень яркой; при большей толщине ($d = 10 \mu$) интерференция наступает для очень многих длин волн одновременно, в спектре виден целый ряд узких темных полос, поэтому окраска пластинки будет результатом сложения многих различных цветов и представится глазу более бледной. В пластинках в $0,1$ мм. окраска уже совсем незаметна. Если, напротив того, пластинка настолько тонка ($d < 0,1 \mu$), что еще ни для одной волны видимого света не наступает интерференция, то пластинка кажется бесцветной (темной).

Все эти явления можно наблюдать на мыльной пленке, толщина которой постепенно уменьшается вследствие испарения. Сперва мыльная пленка белая, затем появляются яркие цвета, и, наконец, перед тем как прорваться, она делается бесцветной.

29. Линии равной толщины. Из выведенной нами формулы для разности ходов двух лучей в тонкой пластинке мы видим, что интерференция света зависит и от толщины пластинки, и от наклона лучей. Разберем оба эти случая отдельно.

• Положим, что лучи падают нормально (или очень близко к нормали), тогда разность хода будет зависеть только от толщины. Если пластинка клинообразна, т. е. образована из двух плоскостей, наклоненных друг к другу под малым углом (рис. 141), то при освещении монохроматическим (одноцветным) светом мы увидим на пластинке ряд темных и светлых прямых линий, параллельных ребру клина, потому что на этих именно линиях толщина пластинки одна и та же и, следовательно, условия интерференции одинаковы.

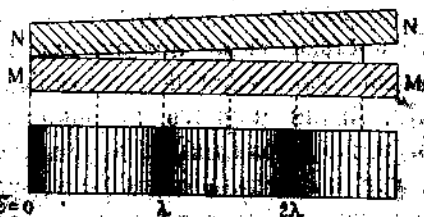


Рис. 141. Линии равной толщины.

По расстоянию между прямыми линиями мы можем даже определить угол наклона плоскостей друг к другу. Действительно, легко видеть, что при переходе от одной темной линии к другой разность хода лучей меняется на длину волны данного света; поэтому, если толщину пластинки у этих линий обозначить через d_1 и d_2 , то, приняв во внимание, что свет проходит эту толщину туда и обратно, мы можем написать

$$\lambda = 2 (d_2 - d_1) \gamma.$$

Обозначив расстояние между темными линиями через l , для угла наклона плоскостей получим

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{d_1 - d_2}{l} = \frac{\lambda}{2nl}$$

Чем меньше угол α , тем дальше будут друг от друга интерференционные полосы: при $\alpha = 0$ вся пластинка была бы освещена равномерно.

Если угол наклона дан, то, как видим из формулы, расстояние между полосами будет тем больше, чем больше длина волны. При освещении белым светом все светлые полосы будут радужные, причем красная сторона каждой радуги будет обращена в сторону утолщения пластинки.

Если на плоское стекло положить плосковыпуклую линзу, то между стеклом и линзой образуется тонкий слой воздуха, в котором тоже может происходить явление интерференции. Линии равной толщины в этом случае будут, очевидно, круги с центром в том месте, где стекло соприкасается с линзой (Ньютоновы кольца). При освещении белым светом круги будут окрашены в спектральные цвета с голубым светом, обращенным к центру.

Наконец, если положим друг на друга два недостаточно точно шлифованных стекла, например, так называемых простых зеркальных, то при освещении монохроматическим светом мы увидим в промежуточном слое воздуха целый ряд интерференционных полос сложной формы; эти полосы обусловлены шероховатостями в поверхностях стекол, обращенных друг к другу. При легком нажатии пальцем оба стекла немного изгибаются, и это тотчас же заметно по сильному изменению формы полос. Большая чувствительность полос к изменению толщины слоя объясняется, конечно, малою длиной световой волны, и эту чувствительностью часто пользуются при устройстве приборов, которые служат для измерения весьма малых перемещений.

30. Линии равного наклона. Положим, что обе плоскости пластинки точно параллельны друг другу (плоско-параллельная пластинка); тогда, как мы видели выше, интерференционных полос не будет, для всей пластинки будет иметь место одна и та же разность хода, и она будет освещена равномерно. Но это будет так только в том случае, если все лучи, падающие на пластинку, параллельны и притом одного и того же направления; но в большинстве случаев источник света посылает лучи различных направлений, попадающие на пластинку под разными углами. Положим, что мы поместили между натровой горелкой S (рис. 142) и линзой L плоско-параллельную пластинку MN , и наблюдаем при помощи экрана или при помощи дуды (т. е. окуляра) распределение света в фокусной плоскости линзы FF . В этой плоскости будут сходиться параллельные лучи, исходящие из S . Все лучи, исходящие из различных точек S и S_1 нашего источника, но идущие под одним и тем же углом α к нормали пластинки, должны сойтись в фокусе линзы L на ее побочной оси OB , т. е. в точке B ; кроме того,

все эти лучи дадут в B один и тот же результат интерференции, и тот же результат получится на всей окружности, описанной на экране радиусом AB из точки A , как из центра. Для различных углов падения α круги получаются различных радиусов, и в то же время они будут соответствовать различной разности хода лучей. Таким образом в плоскости F мы увидим ряд concentрических светлых и темных кругов (линии одинакового наклона); при белом свете эти круги будут радужными.

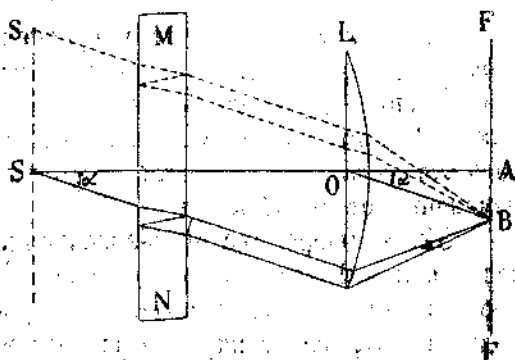


Рис. 142. Наблюдение линий одинакового наклона.

Линии одинакового наклона можно видеть и без помощи линзы, не вооруженным глазом, хотя это не так удобно, ибо необходимо аккомодировать глаз на бесконечность, а не рассматривать самое пламя. Для наблюдения без линзы лучше рассматривать отраженный, а не проходящий свет, так как в отраженном свете интерференционная картина разне, чем в проходящем. То же самое можно сказать и о наблюдении линий одинаковой толщины; только в этом случае лучи с одинаковой интерференцией, вообще говоря, не будут уже параллельны, а потому глаз не должен быть аккомодирован на бесконечность, а должен смотреть на пластинку.

31. Интерферометр Жамена. Жамен воспользовался интерференцией света для устройства чувствительного прибора, которым можно измерять очень небольшие разности в показателях преломления двух тел. Прибор этот состоит из двух плоскопараллельных пластинок A и B . Луч света из источника S падает на пластинку A и у точки a пластинки, частью отражаясь, частью преломляясь, раздваивается (мы опять, как и выше, рассматриваем только однократное отражение). Одна часть идет по пути $abcf$, другая часть — по пути $adef$. Оба эти пути при одинаковости и параллельности пластинок A и B совершенно одинаковы, так что оба луча, соединившись в fO , имеют разность хода равную нулю. Но, если немного наклонить одну из пластинок, то, смотря в трубу по Og , мы увидим целый ряд интерференционных полос (линии равной толщины). Если теперь на пути каждого из двух лучей в M и N поместить тела, коих коэффициенты преломления γ_1 и γ_2 различны, то между лучами ab и cf получится новая разность хода, и интерфе-

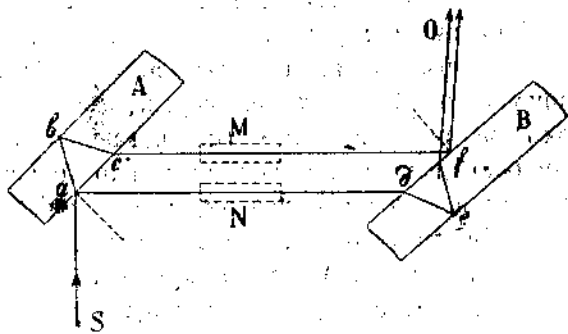


Рис. 143. Интерферометр Жамена.

ренционные полосы сместятся. Положим, длина пути света в теле M , а также в теле N , равна l и что при внесении MN в поле наблюдения O (т.-е. мимо креста нитей) прошло n полос; тогда можем написать:

$$(\nu_1 - \nu_2) l = n\lambda.$$

Так как λ очень мала в сравнении с l , то, очевидно, этим прибором можно измерять очень незначительную разницу в показателях преломления двух тел (например, газов). Таким же путем можно наблюдать этим прибором изменение показателя преломления одного и того же тела в зависимости от различных условий опыта (например, изменение от температуры).

32. Интерферометер Майкельсона. В приборе Майкельсона разделение лучей достигнуто применением полупрозрачной (слегка посеребренной) стеклянной пластинки A (рис. 144). Лучи источника S , попадая на эту пластинку, частью отражаются от ее передней плоскости по AM , частью проходят насквозь по AN . В M и N поставлены плоские зеркала так, что лучи, отразившись от них, идут тем же путем обратно; при этом у пластинки A каждый из этих лучей частью проходит насквозь, частью отражается ¹⁾. В итоге — половина всего света вернется к источнику S , а другая половина попадает в трубу L , где можно наблюдать интерференцию лучей, отраженных от зеркал M и N . Если зеркала M и N строго перпендикулярны к направлениям AM и AN , то мы увидим в трубу два изображения источника S , расположенных один за другим. Следова-

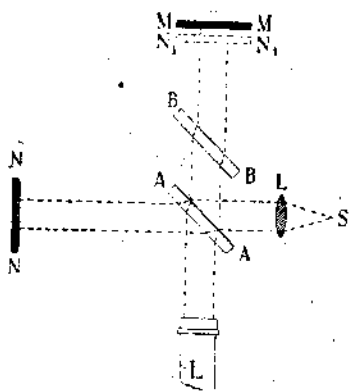


Рис. 144. Прибор Майкельсона.

но, все расположение опыта будет эквивалентно плоскопараллельной пластинке MN_1 , где N_1 есть изображение зеркала N в посеребренной поверхности пластинки A . Поэтому в фокусной плоскости трубы L мы получим интерференционные линии равного наклона (стр. 129), т.-е. круги. Если отодвигать одну из пластинок при помощи винта (не показанного на рисунке), то это равносильно изменению толщины плоскопараллельной пластинки MN_1 ; поэтому в трубе мы увидим, что интерференционные круги увеличиваются в диаметре, при чем из центра их вырастают новые круги; каждый новый появившийся круг означает увеличение расстояния MN_1 на длину половины. При помощи подобных наблюдений Майкельсон считал, какое число волн красного света (спектральной линии кадмия $\lambda = 0,644 \mu$) укладывается на длине 20 см., и таким образом непосредственно определил точную длину волны красной линии кадмия в абсолютной мере. Другие линии кадмия, а также и других элементов

¹⁾ Луч $ANAL$ проходит толщину пластинки A три раза; луч же $AMAL$ только один раз. Для того, чтобы уравнивать условия для обоих лучей, добавлена пластинка B .

при такой большой разности хода не давали резких интерференционных кругов; это указывало на то, что свет этих линий не вполне монохроматичен и состоит из волн не одной длины, а нескольких и что сама линия, следовательно, представляет слияние нескольких спектральных линий.

33. Интерференция от целого ряда источников. Мы рассматривали выше интерференцию от двух источников света; при нескольких источниках явления будут, конечно, гораздо сложнее. Мы ограничимся здесь разбором следующего наиболее важного случая. Положим, что имеется целый ряд одинаковых по амплитуде и фазе источников света S_1, S_2, S_3 и т. д., расположенных по одной прямой линии и притом на равных расстояниях e друг от друга (рис. 145). Пусть L — линза, которая собирает все параллельные лучи в фокусной плоскости A_1A_1 .

В точке O , где лучи всех источников S приходят с одинаковыми фазами, мы получим свет, и, конечно, освещение в O будет тем сильнее, чем большее число источников u нас в распоряжении.

Возьмем теперь другую систему параллельных лучей SA , проведенную под таким углом φ_1 , чтобы

$$S_1a = e \sin \varphi_1 = \frac{\lambda}{2},$$

и пусть все эти лучи сойдутся в фокусной плоскости линзы в точке A_1 . Легко видеть, что в точке A_1 будет темнота, потому что при этом направлении лучей, под углом φ_1 , интерферируют попарно лучи: S_1A с S_2A , S_3A с S_4A и т. д. Значит, в A_1 будет темнота такая же, как если бы мы имели только два источника света. Тем не менее интерференционная картина при многих источниках будет иная, чем при двух, ибо переход от темной полосы к светлой будет гораздо круче.

Действительно, если имеются только два источника света, то для значений φ , промежуточных между φ_1 и нулем, мы получили бы разность хода лучей промежуточную между $\lambda/2$ и нулем, и, следовательно, распределение света между A_1 и O происходило бы приблизительно по кривой $A_1a_1A_1$.

Положим теперь, что у нас не два, а четыре источника света, тогда для некоторого угла φ_2 , меньшего чем φ_1 и удовлетворяющего условию

$$S_2b = 2e \sin \varphi_2 = \frac{\lambda}{2}.$$

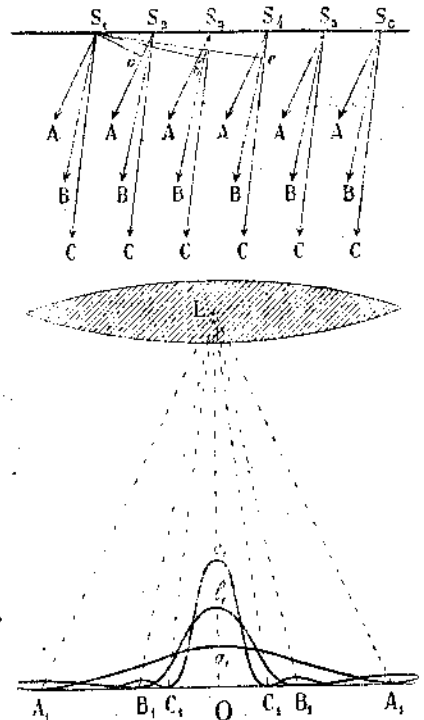


Рис. 145. Интерференция от нескольких источников.

У нас будут интерферировать попарно лучи S_1B с S_2B , S_2B с S_4B и т. д., вследствие чего мы получали бы темноту уже в B_1 , т. е. ближе к O ; распределение света теперь изобразится кривой $B_1b_1B_1$.

Таким образом, увеличения числа источников не только повысило кривую распределения света в центральной точке O , но и сделало всю светлую полосу несколько уже.

При шести источниках темная полоса A_1C_1 будет обусловлена не только интерференцией лучей рядом стоящих источников, как S_1 и S_2 , и не только интерференцией лучей S_1 с S_3 и т. д., но также и интерференцией лучей S_1 с S_4 , S_2 с S_5 , S_3 с S_6 и т. д., что будет происходить еще при меньшем угле φ , чем φ_2 ; кривая распределения света будет теперь еще выше и еще круче будет подниматься по линии $C_1c_1C_1$.

Заметим, что хотя в точках A_1 , B_1 , C_1 , как мы выяснили, получается темнота, но между этими точками все же получаются и более светлые места; однако они будут настолько слабее освещения в O (см. рис. 145), что почти совсем не будут заметны.

Из вышеизложенного уже достаточно ясно, что, чем большее количество источников S участвуют в интерференции, тем ярче и в то же время тоньше получаются интерференционные полосы.

Мы остановились сейчас на рассмотрении только одной интерференционной полосы в O , т. е. центральной, однако аналогичные рассуждения можно применить и к другим полосам, для которых разность хода равна не нулю, а какому-нибудь другому четному числу полуволн. Наконец, все это справедливо и для той интерференционной картины, которую можно получить, поставив линзу в какое-либо другое положение относительно источников S . Если мы поставим оптическую ось линзы по линии SS , тогда источники S по отношению к линзе L будут стоять не рядом, а друг за другом, и интерференционные полосы будут кругами.

34. Пластины Фабри и Перро. Желая реализовать только что описанное явление на опыте, мы, конечно, не можем брать ряд находящихся источников по причинам, изложенным на стр. 122, а должны прибегнуть к многократным отражениям света одного и того же источника.

Фабри и Перро применили для этой цели две параллельные друг другу пластины (рис. 146), слегка посеребренные по плоскостям aa и bb . Лучи света, исходящие из S , проходят обе пластины частью непосредственно, частью после двух отражений, частью после трех, четырех и т. д. Таким образом лучи эти как бы исходят из источников, все дальше и дальше отстоящих от L . В фокусной плоскости линзы мы получим, следовательно, интерференционные линии; это будут круги (линии равного наклона), как и для случая только двух лучей, т. е. того случая, который мы разбирали на стр. 128, но теперь эти круги будут гораздо резче. Заметим, однако, что для того, чтобы такая резкость имела место в действительности, необходимо, чтобы все лучи были одинаковой силы. Вот с этой именно целью Фабри и Перро и посеребрили слегка плоскости aa и bb , для того чтобы ослабить первый луч и несколько усилить остальные лучи; без посеребрения

первый луч был бы гораздо сильнее остальных, ибо коэффициент отражения стекла сравнительно не велик, около 0,05, между тем коэффициент отражения посеребренного можно сделать равным около 0,9. Но, конечно, посеребрение, хотя бы и слабее, влечет за собою поглощение света.

35. Пластина Лумьера-Герке. Другое решение той же задачи предложили Лумьер и Герке. Они устроили длинную плоскопараллельную пластинку PQ (рис. 147), у конца P которой установлена небольшая прямоугольная призмочка P , в которую и входят лучи источника S . Затем эти лучи частью отражаются внутри пластинки, частью выходят наружу. Угол отражения взят настолько большим (близким к предельному углу полного внутреннего отражения), чтобы коэффициент отражения получил достаточной величины и без посеребрения. Лучи из пластинки выходят и по направлению PL , и по PL_1 , поэтому, установив в L или в L_1 линзу, мы можем в фокусной плоскости ее увидеть резкие интерференционные линии. Так как пластинки делают обыкновенно небольшой высоты (около 2 см., считая высоту перпендикулярно к чертежу), то мы не увидим в трубу целых окружностей, а только часть их, т. е. увидим ряд небольших дуг.

Обыкновенно пластинку Лумьера и Герке устанавливают между трубкой и призмой спектроскопа. Это делается для того, чтобы не пускать в пластинку весь спектр, а только исследуемую часть спектра. Целый спектр дал бы слишком сложное интерференционное явление, в

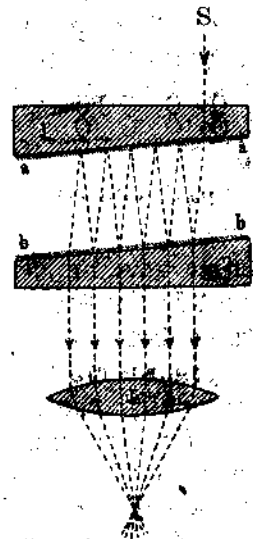


Рис. 146. Пластина Лумьера-Герке.



Рис. 147. Пластина Лумьера-Герке.

котором линии различного цвета накладывались бы друг на друга и таким образом мешали бы детальному изучению спектра.

36. Стоячие световые волны. Если направить луч света нормально к зеркальцу, то падающая и отраженная волна должны образовать у поверхности зеркала систему стоячих волн (стр. 29). Стоячие волны света обнаружены Винером, следующим образом. Вблизи металлического зеркала MM (рис. 148), под небольшим углом к нему, была поставлена по возможности прозрачная фотографическая пластинка AB , и нормально к зеркалу был пущен пучек параллельных лучей монохроматического света. У зеркала образовались стоячие волны, узлы и пучности которых лежали в плоскостях параллельных зеркалу MM и на расстоянии четверть волны друг от друга. Так как фотографическая пластинка AB

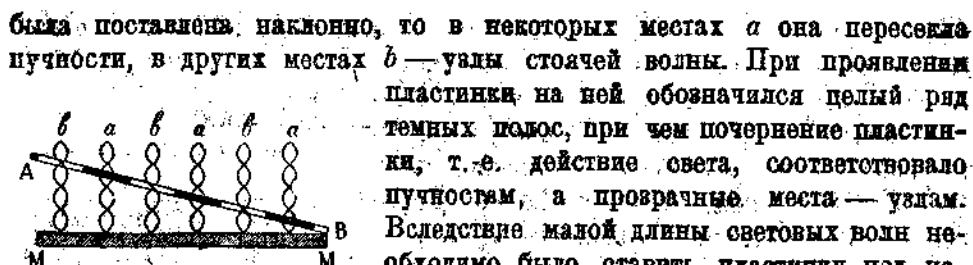


Рис. 148. Опыт Винера.

была поставлена наклонно, то в некоторых местах a она пересекала пучности, в других местах b — узлы стоячей волны. При проявлении пластинки на ней обозначился целый ряд темных полос, при чем почернение пластины, т. е. действие света, соответствовало пучностям, а прозрачные места — узлам. Вследствие малой длины световых волн необходимо было ставить пластинку под небольшим углом к зеркалу для того, чтобы темные полосы получались по возможности дальше друг от друга и чтобы их можно было разглядеть.

37. Цветная фотография. На явлении стоячих волн Липман основал особый способ цветной фотографии. Фотографическую пластинку, по возможности прозрачную (обыкновенные продажные пластинки мало прозрачны), прижимают чувствительным слоем к поверхности ртути, а свету дают действовать со стороны стекла. При отражении света от ртути образуются стоячие волны, которые действуют на пластинку своими пучностями, вследствие чего после проявления чувствительный слой разделится выделившимся серебром на целый ряд слоев (рис. 149), толщиной в половину того света, который действовал на пластинку. В тех местах, где действовал желтый свет (рис. 149, a), слой будет толще, где действовал голубой свет (рис. 149, b) — слой будет тоньше. При рассматривании такой пластинки каждый из этих слоев будет действовать, как тонкая пленка (стр. 126), и вследствие интерференции света будет казаться окрашенным именно в тот цвет, который служит причиной его образования. Таким образом все предметы, снятые этим способом, будут в снимке казаться в своих натуральных цветах.

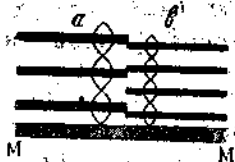


Рис. 149.

Впрочем, способ Липмана не вошел во всеобщее употребление вследствие трудности приготовления достаточно прозрачных и в то же время чувствительных ко всем цветам пластинок. Заметим еще, что цвет тонких пластинок, а следовательно,

и фотографий Липмана, немного меняется, а именно, передвигается к красному концу спектра, если их рассматривать под некоторым углом к нормали (ср. стр. 125).

4. Дифракция света.

38. Явление дифракции. Гримальди (1665) первый обратил внимание на то обстоятельство, что на границе между светом и тенью образуются светлые и темные полосы, и что, таким образом, переход от света к тени происходит не внезапно, но и не постепенно, а с усилениями и ослаблениями освещения. Юнг объяснил это явление интерференцией, а Френель, комбинируя принцип Гейгенса (стр. 36) с принципом интерференции, впервые показал, каким образом можно произвести расчет этих явлений, и расчеты Фределя подтвердились на

опыте. Более строгую теорию явлений дифракции дал впоследствии Кирхгоф.

Различают два рода дифракционных явлений: дифракция Френеля, — когда источник света недалеко от экрана, и, следовательно, поверхность волны, проходящей мимо экрана, сферическая; и дифракция Фраунгофера, — когда источник света бесконечно удален, следовательно, лучи параллельны, и волна у экрана плоская; последний случай более прост для расчета.

Мы рассмотрим здесь только простейшие и притом наиболее важные случаи дифракции.

39. Щель. Положим, что a (рис. 150) представляет собою разрез узкой щели, сделанной в непрозрачной стенке MM ; длинные стороны щели назовет перпендикулярными к чертежу¹⁾. Источники света предположим тоже в виде прямой линии, перпендикулярной к чертежу и находящейся в бесконечности. Мы берем такие условия для того, чтобы можно было все расчеты производить в плоскости чертежа, считая, что все лучи идут параллельно этой плоскости и что во всех других плоскостях, параллельно чертежу, происходит то же самое; очевидно, что, таким образом, расчет значительно упрощается. На опыте же можно реализовать эти условия, поставив щель на столике спектрометра (рис. 150); тогда S — щель коллиматора будет представлять собою светящуюся линию, находящуюся в бесконечно далеком расстоянии от MM . Если бы не было щели a , то, направив трубу L_2 O по оси коллиматора, мы увидели бы в ее фокусной плоскости F по середине поля зрения прямую светлую линию — изображение щели S . Поставив теперь на пути лучей между коллиматором и трубой непрозрачную пластинку MM со щелью a , мы увидим вместо одной светлой линии целый ряд полос, симметрично расположенных по обе стороны центральной полосы. Это показывает, что свет, идущий от L_2 к MM параллельно оси коллиматора, идет за щелью a уже не только по этому, но также и по другим наклонным направлениям.

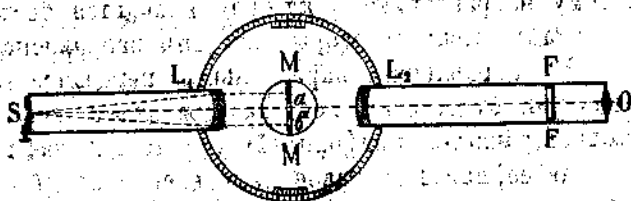


Рис. 150. Наблюдение дифракции в спектрометре.

Применим сюда способ расчета Френеля (стр. 36). Так как источник света находится в бесконечности и лучи падают перпендикулярно к щели, то ab (рис. 151) и есть плоскость волны; эту плоскость ab мы, следовательно, должны считать за новый источник, волны которого за экраном MM распространяются во

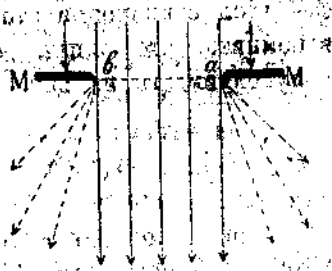


Рис. 151. Дифракция щели.

¹⁾ На рис. 150 кроме щели a показана еще щель b , которую мы здесь не принимаем во внимание; действие двух щелей мы рассмотрим в следующем параграфе.

все стороны, как это показано на рис. 151. Впрочем, лучеиспускание источника ab не одинаково во все стороны: сильнее всего его лучеиспускание по направлению перпендикулярно к ab , а затем оно быстро убывает с увеличением наклона лучей к нормали.

Далее, те точки, освещенные которыми мы желаем определить, тоже находятся в бесконечности; ибо наблюдать что-либо в фокусной плоскости трубы L_2O — это все равно, что наблюдать на экране, находящемся на бесконечном расстоянии от MM ; поэтому, когда мы будем по способу Френеля (стр. 36) делить поверхность волны на отдельные зоны шаровыми поверхностями, проведенными из рассматриваемой точки, как из центра, то эти шаровые поверхности будут бесконечно большого радиуса и обратятся в данном случае в плоскости, перпендикулярные к тому направлению, в котором находится бесконечно удаленная точка.

Рассмотрим некоторые из этих направлений.

В направлении, параллельном первоначальному лучам (рис. 151), очевидно, будет свет, ибо, как мы знаем, свет в первом приближении распространяется прямолинейно, и только частью сходит ребро щели.

Далее, найдется такое направление лучей, для которого щель разрезается плоскостями, перпендикулярными к лучам, на две зоны (рис.

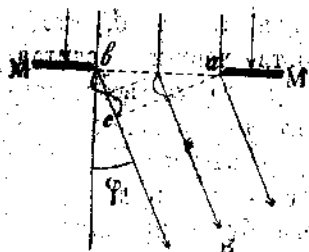


Рис. 152.

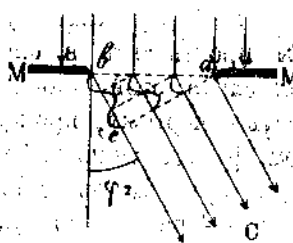


Рис. 153.

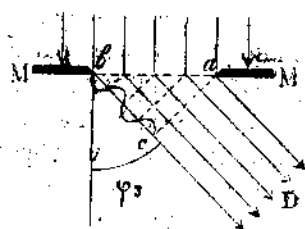


Рис. 154.

Различные лучи дифракции от щели.

151); в этом направлении действие обеих зон, вследствие интерференции, будет взаимно уничтожено, и мы увидим *темноту*. Легко определить это направление. Если через b обозначить ширину щели, через φ_1 — угол отклонения этих лучей и через λ — длину волны света и если вспомнить, что длина bc , соответствующая двум зонам, равна двум пополам, то на рис. 152 следует, что

$$b \sin \varphi_1 = 2 \frac{\lambda}{2}$$

При некотором угле φ_2 большем, чем φ_1 , в пределах щели уложатся три зоны (рис. 153), тогда

$$b \sin \varphi_2 = 3 \frac{\lambda}{2}$$

в этом направлении будет свет, ибо действие двух зон взаимно уничтожится, а третья даст свет.

В направлении φ_2 (рис. 154), для которого

$$b \sin \varphi_2 = 4 \frac{\lambda}{2},$$

опять будет темнота и т. д.

Из этих рассуждений легко установить следующее общее правило: в тех направлениях, для которых крайние лучи щели дают разность хода в нечетное, число полуволн (нечетное число зон), мы будем наблюдать свет, при четном числе полуволн — будет темнота. Для промежуточных значений φ будет постепенный переход от света к темноте.

Мы не можем здесь входить в подробности расчета дифракционных явлений, а приведем лишь результат этих расчетов. Распределение света для случая одной щели можно изобразить кривой, показанной на рис. 155; как видим, средний максимум света значительно больше боковых максимумов. Далее, из наших формул легко видеть, что чем уже щель (чем меньше b), тем дальше будут друг от друга полосы дифракции. Кроме того, так как длина волны света для различных цветов спектра различна, и притом для красного света приблизительно вдвое больше, чем для фиолетового, то, очевидно, расстояние между красными дифракционными полосами будет приблизительно вдвое больше, чем между фиолетовыми. Если же мы осветим щель белым светом, то каждая полоса будет представлять собою спектр, коего фиолетовый конец обращен к центральной полосе, а красный — наружу.

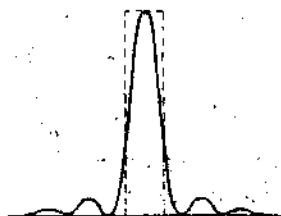


Рис. 155. * Распределение света при дифракции от щели.

40. Две щели. Предположим теперь, что на столике спектроскопа поставлен экран, в котором сделаны две параллельных щели a и b (рис. 150); спрашивается, что мы увидим в фокусной плоскости трубы FF . Конечно, каждая щель даст свое дифракционное явление, которое мы уже описывали выше (рис. 155). Но из этого описания, между прочим, следует, что расположение дифракционных полос данного цвета в плоскости FF зависит лишь от ширины щели, а не зависит от положения щели на экране. Если бы мы поместили щель a не по оси коллиматора и трубы, а сбоку, например, в b' , тем не менее наибольшее число лучей прошло бы сквозь щель по направлению параллельному $L_1 L_2$, а эти лучи дали бы наиболее светлую полосу опять в центре фокусной плоскости трубы FF ; остальные полосы опять разместились бы по бокам.

Но если, действительно, дифракционные полосы каждой из наших двух щелей a и b одинаковы и при том получаются на тех же местах, то, казалось бы, дифракционное явление обеих щелей вместе будет такое же, как и от одной щели, только полосы будут вдвое ярче. Однако это не совсем так. Конечно, в тех местах, где каждая из щелей дает темноту, две щели вместе тоже дадут темноту; но в тех местах, где каждая щель дает свет, действие двух щелей может и не

быть равным сумме действий каждой щели в отдельности, потому что лучи, выходящие из обеих щелей, будут еще интерферировать друг с другом, и в результате могут опять дать темноту.

Имея это в виду, определим сперва положение интерференционных полос, считая две данных щели за два источника света, лучи которых когерентны (стр. 123). Назовем расстояние между центрами двух щелей через a , тогда для тех направлений φ , для которых в формуле (стр. 123)

$$a \sin \varphi = n \frac{\lambda}{2}$$

число n — четное, мы получим свет, а для которых n — нечетное, мы получим темноту. Таковы условия интерференции для обыкновенных источников света, которых свет *равномерно* распространяется во все стороны; но для наших щелей, кроме интерференции, имеет место и дифракция, поэтому мы можем только сказать, что при n — нечетном несомненно получится темнота, но при n четном не всегда получится свет, а лишь в том случае, если дифракция каждой из этих щелей сама по себе не дает темноту, т. е., если для того же самого угла φ величина $b \sin \varphi$ не равна четному числу полуволн.

Положим, например, что ширина щели равна ширине промежутка между щелями, т. е. $a = 2b$; тогда вследствие интерференции должен быть свет в тех направлениях, для которых угол φ удовлетворяет уравнениям:

$$a \sin \varphi_1 = 2 \frac{\lambda}{2};$$

$$a \sin \varphi_2 = 4 \frac{\lambda}{2} \dots \text{и т. д.}$$

Но ведь для тех же самых углов φ , подставляя $a = 2b$, мы получаем:

$$b \sin \varphi_1 = \frac{\lambda}{2}$$

$$\text{и } b \sin \varphi_2 = 2 \frac{\lambda}{2}.$$

Откуда видим, что для φ_1 может быть свет, но для φ_2 света не будет; значит, второго (а также и четвертого, шестого, вообще четного) интерференционного спектра не будет.

Впрочем, необходимо заметить, что темные места дифракционных явлений настолько узки, что только в исключительных случаях они попадут на то место, где как раз интерференция двух щелей должна бы дать свет; поэтому при предварительном расчете мы можем на дифракцию щелей совсем не обращать внимания, а рассчитывать распределение света так, как будто данные две щели представляют собою два когерентных источника света.

41. Дифракционная решетка. Целый ряд параллельных щелей одинаковой ширины и отделанных на экране на одинаковом расстоянии друг от друга, образуют так называемую *дифракционную решетку*. Приняв во внимание то, что сказано в предыдущем параграфе о двух щелях, легко представить себе действие целого ряда щелей; все эти

цели мы можем считать за источники света, которые способны к интерференции (когерентны), а потому положение светлых интерференционных полос определяется уравнением

$$a \sin \varphi = n \lambda,$$

где n — целое число.

Дифракционными решетками пользуются при определении длины волны какого-либо света. С этой целью измеряют сначала при помощи микроскопа постоянную решетки, т. е. расстояние a между центрами щелей, затем ставят решетку на столике спектроскопа (рис. 150) нормально к лучам коллиматора и определяют углы φ для каждой интерференционной полосы, начиная с $n=0$, $n=1$, $n=2$ и т. д. Из всех полученных таким образом значений λ берут среднее.

Дифракционные решетки делают, проводя по стеклу алмазом делительной машины целый ряд царапин; эти царапины играют роль непрозрачных промежутков между щелями, тогда как не тронутые алмазом места остаются прозрачными. Иногда делают так называемые отражательные решетки, в которых царапины проведены на поверхности металлического зеркала. В этом случае лучи коллиматора должны отразиться от решетки, чтобы затем попасть в трубу (рис. 156). Роуланд пред-

ложил резать решетки не на плоских, а на вогнутых зеркалах, вслед-

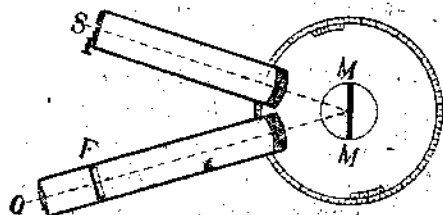


Рис. 156. Отражательная решетка на спектроскопе.

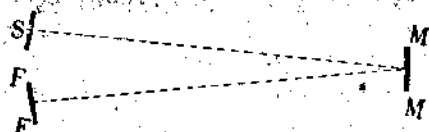


Рис. 157. Установка вогнутой решетки Роуланда.

ствие чего коллиматор и труба являются излишними. Лучи света, выйдя из щели S (рис. 157) и отразившись от решетки M , собираются в F ; здесь получается изображение щели S , как от обыкновенного вогнутого зеркала, но, кроме того, по обоим бокам этого изображения образуются интерференционные полосы. Таким способом избегается употребление линз и сопряженные с ними хроматическая aberrация и поглощение света. Решетки Роуланда делаются до 6 дюймов диаметром с числом делений до 40.000 на каждом дюйме.

Чем больше на дифракционной решетке проведено линий, тем светлее и резче (ср. стр. 181) будут интерференционные полосы; а чем ближе эти линии друг к другу, тем больше будет расстояние между полосами одного какого-либо цвета, т. е. определенной какой-либо длины волны света. Когда падающий свет белый, то дифракционная решетка дает ряд спектров, которые носят название *дифракционных спектров*.

На рис. 158 показано расположение полос для красного и зеленого цвета. Центральная полоса, для которой разность хода всех лучей равна нулю (ср. стр. 27, рис. 35; стр. 124, рис. 139) обозначается знаком 0 ; на боковых полосах поставлены цифры, означающие число

волн в разности хода лучей и соответствующие числу n в формуле, приведенной на стр. 139. Между первой голубой полосой и первой красной полосой лягут остальные цвета и образуют дифракционный

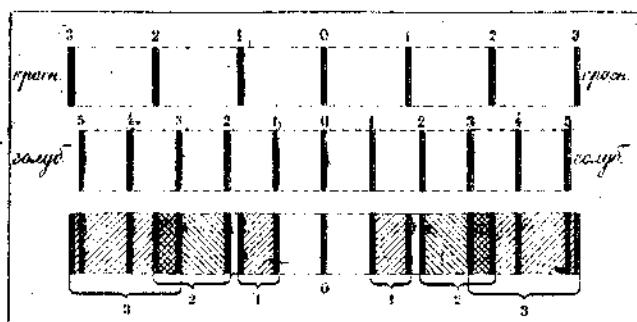


Рис. 158. Образование спектров в дифракционной решетке.

спектр *первого* порядка, показанный внизу (рис. 158); между второй голубой и второй красной полосок получится спектр *второго* порядка и т. д. Легко видеть, что длина спектра увеличивается вместе с его порядком; спектры высших порядков будут даже частью налагаться друг на друга.

Обозначим через d расстояние между полосами, а через D —расстояние от решетки до экрана; тогда по малости угла φ можно положить

$$\sin \varphi = \operatorname{tg} \varphi = \frac{d}{D} = \frac{n\lambda}{a},$$

и расстояние d определится так:

$$d = \frac{D}{a} n\lambda.$$

Мы видим, что расстояние d пропорционально длине волны. Такой спектр, в котором исполнено это условие, называется *нормальным*; он имеет то преимущество перед спектром, получаемым при помощи призмы, что дает возможность непосредственно определить соотношение между длинами волн различных цветов спектра. В призматическом спектре этого сделать нельзя, потому что дисперсия, во-первых, зависит от вещества призмы и, кроме того, совсем не пропорциональна длине волны. Зато спектры, получаемые при помощи призм, гораздо более светосильны, чем спектры от решеток.

При помощи своей решетки Роуланд сфотографировал солнечный спектр и, таким образом, с большою точностью определил длину волны для нескольких тысяч линий этого спектра.

42. Наблюдения дифракции. Мы рассматривали только случаи дифракции в узкой щели, но, конечно, подобные же явления будут происходить и в отверстиях другой формы; так, например, если отверстие имеет вид прямоугольного четырехугольника, т. е. не очень узкой щели, то дифракционные полосы получаются не только за длинными его сторонами, но также и за короткими, и, наконец, даже по направлению его диагоналей. При отверстиях еще более сложной формы, дифракционные полосы могут быть и не прямыми. При круглых

отверстиях вместо прямых дифракционных полос, мы, очевидно, получим дифракционные концентрические круги.

Если не нужно делать измерения, то нет необходимости для наблюдения дифракции пользоваться спектрометром. Можно просто надеть на объектив трубы крышку с исследуемым отверстием посередине и направить трубу на какой-либо отдаленный предмет, который можно было бы считать за светящуюся точку, например, на звезду или на полированный шарик, освещенный солнцем; тогда в фокусной плоскости трубы мы увидим дифракционное явление, соответствующее взятому отверстию.

Наконец, можно наблюдать дифракцию и без трубы, поставив между источником света S (стр. 36, рис. 44) и экраном с непрозрачную пластинку MM с отверстием AB .

В этом случае поверхность волны в пределах отверстия AB уже не будет плоская (дифракция Френеля, стр. 135), поэтому освещение экрана в c (рис. 44) будет зависеть и от величины отверстия, и от положения его относительно линии SC , как это выяснено в § 37, стр. 36 — 37. Дифракционные полосы в этом случае будут наблюдаться не только в геометрической тени предмета, но и вблизи центра c : В самом центре может даже получиться более темное место, чем по бокам; это будет в том случае, когда отверстие AB заполнится только двумя зонами (когда $y = y_1 - y_2$; стр. 36).

Дифракционные явления можно наблюдать не только от малых отверстий, но и от малых непрозрачных предметов. Если взять источник света в виде щели, а на пути света поставить тонкий волос, параллельный этой щели, то увидим на экране, как снаружи, так и внутри тени, отбрасываемой волосом, целый ряд полос. Источник в виде точки даст от непрозрачного кружка ряд концентрических кругов; при том в центре круга будет светлое пятно даже и в том случае, если непрозрачный кружок поставлен на линию SC , потому что в C попадут лучи от побочных зон.

Дифракцией объясняются те радужные круги, которые мы видим вокруг уличных фонарей в туманный вечер: в этом случае частички тумана (пара или дыма) служат малыми непрозрачными кружками. Подобным же образом объясняются круги, появляющиеся иногда вокруг солнца и луны и т. д.

43. Дифракция в трубе. Дифракционные круги наблюдаются, между прочим, в астрономических трубах и микроскопах, при чем дифракционным отверстием здесь служит отверстие объектива. Если навести трубу на какую-либо звезду, то при большом увеличении окуляра, мы вместо изображения звезды увидим целый ряд круговых дифракционных спектров. Мы вывели выше (стр. 136), что для первой темной полосы при дифракции от щели необходимо условие:

$$b \sin \varphi = 2 \frac{\lambda}{2}.$$

Для кругового отверстия диаметром d получается аналогичное выражение, только с коэффициентом 1,2, а именно: первый темный круг получается для угла φ_1 , наклона лучей для которого

$$d \sin \varphi_1 = 1,2 \lambda,$$

или, по малости угла,

$$\varphi_1 = 1,2 \frac{\lambda}{d}.$$

Положим, что мы наблюдаем две близких друг к другу звезды, каждая из этих звезд дает в трубе свои круги дифракции. Для того, чтобы обе звезды могли быть *разделены* трубой, т.-е. не сливались вместе, необходимо, чтобы центральный светлый кружок одной из звезд попал хотя бы на первый темный круг другой звезды, и никак не ближе. Приняв это за условие видимости двух звезд, мы можем вычислить предельный угол зрения, который должны образовать две звезды, чтобы быть *разъединены* данной трубой.

Приняв для желтого света $\lambda = 0,00056$ mm., получим для трубы диаметром 20 см. (около 4 дюймов) угол $\varphi = 0,7$ секунд.

Двойные звезды, которых угловые расстояния меньше 0,7 сек., уже не могут быть разделены 4-х дюймовою трубой; для этой цели необходима труба большего диаметра.

44. Диффракция в микроскопе. При исследовании распространения световых волн в микроскопе, Аббе обратил внимание на разницу между образованием изображения от *светящихся* точек и от *освещенных* точек. Две разные *светящиеся* точки, как мы уже выяснили (стр. 123), всегда посылают лучи не когерентные, и, если такие лучи сходятся в какой-либо точке изображения предмета, то действия их просто суммируются; но две *освещенные* точки могут получать свое освещение от одной и той же светящейся точки и потому путем отражения, преломления или диффракции дадут новые лучи уже когерентные между собою; эти лучи, соединяясь затем вместе, могут дать и свет, и темноту в зависимости от равенности хода между ними. В микроскопе мы почти всегда рассматриваем лишь освещенные, а не светящиеся предметы; поэтому изображение, получаемое в микроскопе, есть не что иное, как результат интерференции всех лучей, попадающих в объектив. Имея это в виду, Аббе проверил расчетом, согласуется ли способ построения изображения, основанный на законах геометрической оптики, с теорией интерференции световых волн. В результате этого расчета оказалось, что получаемое изображение тем лучше согласуется с построениями геометрической оптики, чем больше апертура (стр. 92) объектива и чем меньше длина волны. Это те же условия, которые указаны нами для прямолинейного распространения света (стр. 37). Но, с другой стороны, расчет Аббе показал, что, если произведение из апертуры a и расстояния b между рассматриваемыми в микроскопе точками меньше длины полуволны, то вообще интерференция невозможна, а потому невозможно и образование изображения этих двух точек.

Следовательно, в пределе можно положить

$$a \cdot b = \frac{\lambda}{2}.$$

Пусть апертура $a = 1,66$ (при угле $\phi = 90^\circ$ и иммерсии в моном-бром-нафталине с показателем преломления $n = 1,66$), а длина волны фиолетового света $\lambda = 0,0004$ мм.; тогда наименьшая длина, которую можно разглядеть в такой микроскоп, будет

$$b = \frac{0,4}{2 \cdot 1,66} = 0,1 \text{ м.}$$

45. Ультрамикроскоп. Указанный нами предел микроскопического видения касается получения *изображения* данного предмета; если же нам необходимо лишь заметить *присутствие* малого предмета, то предел этот может быть далеко превзойден. Всем известно, что путь луча в воздухе можно проследить, наблюдая освещенные этим лучом пылинки; между тем очень часто эти пылинки бывают таких малых размеров, что их нельзя видеть невооруженным глазом. То, что мы видим в луче света, есть явление дифракции, т. е. разбрасывания света, попадающего на пылинку; часть этого света попадает и в наш глаз, и маленькая пылинка кажется нам в виде светящейся

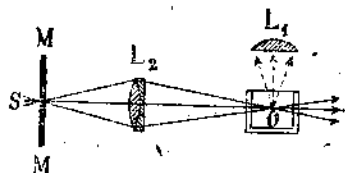


Рис. 159. Схема ультрамикроскопа.

точки, хотя ни формы, ни размеров ее мы разглядеть не можем. Зидентопф и Жигмонди воспользовались этим явлением для устройства так называемого *ультрамикроскопа* (рис. 159), в котором предмет освещается не по оси прибора, а сбоку. Освещение получается от сильного источника S , свет которого концентрируется короткофокусной линзой L_2 на предмете O , рассматриваемом микроскопом, объектив которого показан в L_1 . Если в предмете имеются какие-либо взвешенные частицы, то они видны в микроскопе в виде ярких точек, а при большом увеличении — в виде дифракционных кружков на темном поле. Подобным ультрамикроскопом можно заметить частицы величиною в $0,006 \text{ м.}$, и он служит в настоящее время для исследований особого рода тел с взвешенными в них частицами: эмульсий, коллоидов и т. д.

Заметим кстати, что размеры молекул нужно считать приблизительно в $0,0006 \text{ м.}$, т. е. в 10 раз меньше указанного для ультрамикроскопа предела; присутствие молекул не заметно потому, что сила свечения частиц в ультрамикроскопе обратно пропорциональна шестой степени их диаметра.

ГЛАВА V.

Кристаллооптика.

1. Поляризация света.

1. Волны продольные и поперечные. Все описанные нами до сих пор явления распространения света могли быть, как мы видели, объяснены одною гипотезою волнообразного движения эфира. При этом мы однако оставляли совершенно в стороне вопрос о том, каковы эти движения, продольные или поперечные. Такой вопрос и не мог возникнуть у нас, потому что для объяснения всех описанных выше явлений нам не было даже необходимости делать то или иное предположение. Законы отражения, преломления, интерференции и дифракции вполне одинаковы как для продольных, так и для поперечных волн. Для того, чтобы решить вопрос о том, продольны ли световые волны или поперечны, надо испытать их, не способны ли они *поляризоваться* (стр. 26), ибо продольные волны поляризоваться не могут.

2. Турмалин. В природе существуют кристаллы *турмалина*, с которыми можно произвести следующий простой опыт. Если наложить две одинаковых турмалиновых пластинки *РР* и *АА* (рис. 160) друг на друга так, чтобы кристаллические оси их были параллельны, то мы увидим, что они пропускают сквозь себя свет; этот свет бывает большею частью окрашен в желто-зеленый цвет вследствие поглощения турмалином красных лучей. Но если мы повернем одну из пластинок на 90° относительно другой (рис. 161), то в том месте, где они перекрывают друг друга, уже никакого света не увидим. Если бы колебания света были продольными, то, очевидно, то или иное положение кристаллографической оси в плоскости *нормальной* к лучу не могло бы иметь никакого влияния; а раз это влияние для света констатировано на опыте, то этим самым доказана *поперечность* световых колебаний.

3. Поляризатор и анализатор. Рассмотрим теперь несколько подробнее, что происходит в только что описанном опыте. Луч света *SO* (рис. 162) до входа своего в турмалиновую пластинку заключал в себе колебания всевозможных направлений, парал-



Рис. 160.

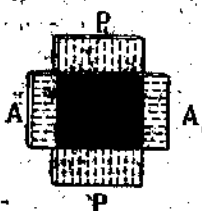


Рис. 161.

Свет с пластинками турмалина.

ельных плоскости XU , т.-е. перпендикулярных к направлению луча SO ; колебания в нем были направлены и по XX , и по UY , и вообще по самым разнообразным и даже все время меняющим свою форму кривым линиям в плоскости XU (ср. стр. 23, рис. 33). Таковы колебания так называемого *естественного* луча света. Но пластинка турмалина часть этих колебаний отразила, часть поглотила, и пропустила сквозь себя только такие волны, колебания которых параллельны PP и, следовательно, параллельны плоскости POO_1 ; такие колебания называются *поляризованными* (стр. 23), при чем POO_1 будет *плоскость колебания*, а перпендикулярная к ней — *плоскость поляризации*. Сама же пластинка PP , которая выделила из естественного луча поляризованный свет, носит название *поляризатора*.

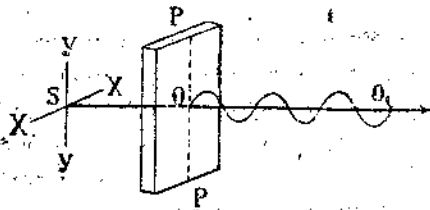


Рис. 162. Поляризации света в турмалине.

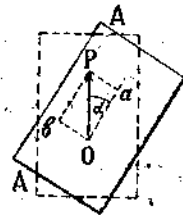


Рис. 163. Анализатор света.

Доказать, что свет, прошедший турмалиновую пластинку, действительно поляризован, мы можем при помощи второй турмалиновой пластинки. Положим, что OP (рис. 163) — направление колебаний луча, прошедшего поляризатор, сам же луч идет перпендикулярно к чертежу. Пластинка AA , кристаллографическая ось которой составляет некоторый угол α с направлением OP , не может пропустить этих колебаний целиком; но, если колебания лучей, прошедших поляризатор PP , имеют амплитуду A , то мы можем разложить их на два составляющих колебания: одно — по направлению Oa , параллельному оси AA , с амплитудой $A \cos \alpha$, и другое — по направлению Ob , перпендикулярному к AA с амплитудой $A \sin \alpha$. Последняя составляющая поглотится пластинкой, а первая пройдет насквозь. Поворачивая пластинку вокруг оси O , т.-е. придавая углу α различные значения, мы увидим, что, по мере приближения угла α к 90° , прошедший через пластинку свет делается все слабее и слабее. Действительно, ведь амплитуда колебаний этого света пропорциональна $A \cos \alpha$, энергия его (стр. 30) пропорциональна $A^2 \cos^2 \alpha$. Когда $\alpha = 90^\circ$, т.-е. когда оси обеих пластинок перпендикулярны друг к другу, сквозь AA не проходит никакого света (рис. 161). Пластинка AA , служащая таким образом для исследования поляризованного света, называется *анализатором*.

Мы увидим ниже, что кроме турмалина существуют и другие поляризаторы и анализаторы; мы здесь начали с турмалина для большей наглядности.

4. Свойства поляризованного света. Поляризованный свет по своим действиям на глаз ничем не отличается от обыкновенного света. Точно также и основные законы отражения и преломления для поляризован-

ного света остаются те же, что и для неполяризованного. Что же касается до интерференции, то из поперечности световых колебаний прямо следует, что два луча могут давать в сумме амплитуду, равную нулю только в том случае, когда их плоскости поляризации (а, следовательно, и плоскости колебаний) совпадают. При несовпадении плоскостей колебания (ср. 7—9, рис. 16—21) у нас всегда получится результирующее колебание с конечной амплитудой. Этот вывод, как увидим ниже, тоже вполне подтверждается опытом и служит новым доказательством поперечности световых колебаний.

5. Поляризация отражением. Малюс в 1811 г. нашел, что свет может быть поляризован простым отражением от *неметаллического* зеркала. Однако, вообще говоря, поляризация при этом бывает не полная; к отраженным поляризованным лучам примешаны еще лучи неполяризованные. Поляризация бывает тем полнее, как это нашел Брюстер, чем ближе угол между отраженным и преломленным лучем подходит к прямому (рис. 164). Следовательно, для полной поляризации, по Брюстеру, необходимо, чтобы

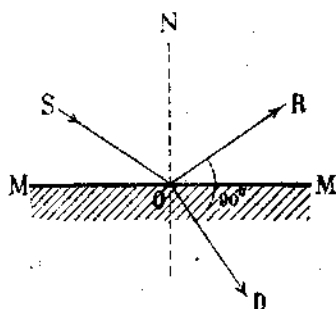


Рис. 164. Поляризация при отражении.

$$i + r = 90^\circ,$$

а так как $\frac{\sin i}{\sin r} = \nu$ (показателю преломления), то угол полной поляризации p определится из условия

$$\operatorname{tg} p = \nu.$$

Для стекла $\nu = 1,5$ и, следовательно, $p = 56\frac{1}{2}^\circ$.

Впоследствии Френель дал подробную теорию этих явлений, согласно которой степень поляризации отраженного света зависит от положения плоскости поляризации относительно плоскости падения луча.

Положим, на плоскость MM падает луч света, коего амплитуда равна A . Если плоскость поляризации находится в плоскости падения луча и, следовательно, плоскость колебания перпендикулярна к плоскости падения (рис. 165), то, по теории Френеля, амплитуда отраженного луча

$$B_1 = -A \frac{\sin(i-r)}{\sin(i+r)}.$$

Если же колебания происходят в плоскости падения (рис. 166), то амплитуда отраженного луча

$$B_2 = -A \frac{\operatorname{tg}(i-r)}{\operatorname{tg}(i+r)}.$$

Величина B_1 никогда не может равняться нулю, так как i не равно r , но B_2 может обратиться в нуль, когда

$$\operatorname{tg}(i+r) = \infty; \quad i+r = 90^\circ.$$

Но, если $B_2 = 0$, то это значит, что луч совсем не отразится от пластинки, а целиком переломится.

Приведенные здесь формулы Френеля выведены им для отражения и преломления света, не сопровождаемых поглощением; поэтому их нельзя прилагать к окрашенным или к металлическим пластинкам, которые поглощают большинство лучей света. Но они применимы, например, к случаю отражения от стекла в воздух.

Положим, что на какую-нибудь стеклянную пластинку падает естественный луч света, в котором плоскости поляризации занимают все-

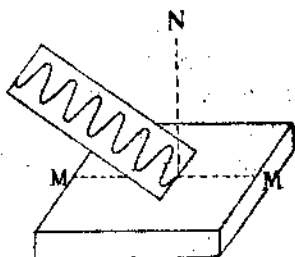


Рис. 165. Плоскость колебания перпендикулярна к плоскости падения.

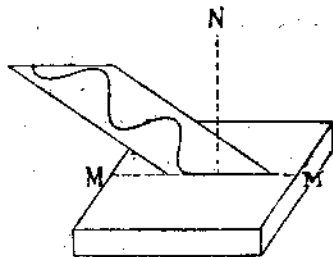


Рис. 166. Плоскость колебания параллельна плоскости падения.

возможные положения; мы всегда можем разложить все эти различно направленные колебания на два направления, из которых одно будет в плоскости падения луча, а другое — в плоскости перпендикулярной к предыдущей. Тогда для первых амплитуда отраженных волн будет B_2 , для вторых B_1 . Если при этом луч падает на пластинку под таким углом, что $i + r = 90^\circ$, то $B_2 = 0$, и от пластинки отразится только часть лучей с амплитудой $B_1 = -A \sin(i - r)$, при чем эта часть будет, следовательно, поляризована в плоскости падения.

Из этого мы видим, что стеклянная пластинка может нам служить и в качестве поляризатора, и в качестве анализатора, как турмалин. Чтобы убедиться в этом, возьмем две стеклянные пластинки и заставим луч света последовательно отразиться от первой и второй пластинки под углом $56\frac{1}{2}^\circ$. Тогда мы увидим, что отражение от второй пластинки не происходит, если плоскости падения луча на первую и вторую пластинку перпендикулярны друг другу. При других положениях этих плоскостей отражение происходит, и притом сильнее всего тогда, когда обе плоскости падения совпадают.

6. Поляризация преломлением. Мы видели в предыдущем параграфе, что путем отражения от стеклянной пластинки мы можем выделить из естественного луча некоторое количество вполне поляризованного света. Действительно, если взять угол падения $i = 56,5^\circ$, то угол преломления будет $r = 33,5^\circ$; $\sin(i - r) = 0,39$, а коэффициент отражения для энергии, равный квадрату этой величины, будет 0,15, т.е. 15%. Посмотрим, какова будет поляризация преломленного луча. Разделим мысленно падающий луч на две части, из которых одна имеет колебания в плоскости падения (рис. 166), а другая — в плоскости перпендикулярной к предыдущей (рис. 165). На каждую из этих ча-

стей придется половина энергии падающего луча. Первый луч пройдет целиком сквозь пластинку (которую мы предполагаем совершенно прозрачной), от второго же луча пройдет только часть, а именно 85% всей энергии, так как 15% отразится. Таким образом прошедший луч будет состоять из 85% обыкновенного света и 15% поляризованного, при чем колебания этой последней части света будут происходить в плоскости падения. Из этого мы видим, что преломленный луч поляризован не вполне, как отраженный луч, а только отчасти. Чтобы достигнуть более совершенной поляризации путем преломления, употребляют не одну, а целый ряд стеклянных пластинок, положенных одна на другую. Такой стеклянный столбик в 10—15 пластинок (рис. 167) может уже служить поляризатором и анализатором.



Рис. 167. Поляризация преломлением.

2. Двойное преломление.

А. Исландский шпат. В 1669 году Эразм Бартолинус в Копенгагене заметил, что луч света, направленный на кристалл исландского шпата (углекислый кальций), не следует обыкновенным законам преломления, а *раздваивается* внутри кристалла; это явление было названо им *двойным преломлением*. Двойное преломление наблюдается не только в исландском шпате, но в большей или меньшей степени во многих других кристаллах.

Исландский шпат принадлежит к гексагональной кристаллической системе, основную форму которой представляет шестигонная пирамида

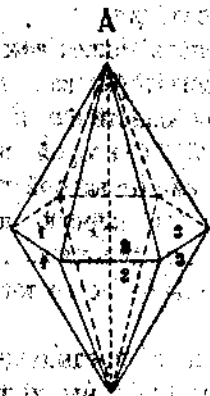


Рис. 168. Основная форма гексагональной системы.

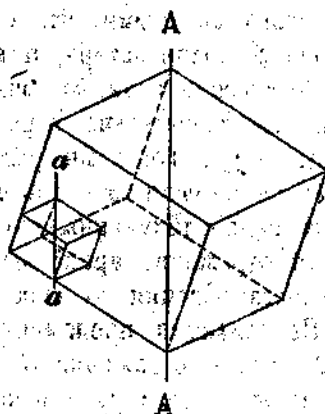


Рис. 169. Ромбоэдр.

(рис. 168); однако в такой форме он не встречается. Чаще всего он кристаллизуется в форме ромбоэдра (рис. 169), которую можно получить из предыдущей, если в нижней пирамиде продолжить плоскости 1, 3 и 5, а в верхней пирамиде — плоскости 2, 4 и 6. Как в той, так

и в другой форме кристаллическая ось направлена по AA . Она проходит через тупые углы ромбоэдра.

Необходимо заметить, что кристаллическою осью не служит какая-либо определенная линия AA в кристалле, а это есть определенное *направление* в кристалле, параллельное AA . Все линии в кристалле, параллельные AA , суть кристаллографические оси. Это станет яснее уже из того, что можно из большого ромбоэдра отделить маленький (рис. 169), который будет сохранять все свойства кристалла и иметь свою ось направление aa , параллельное AA .

Все плоскости, параллельные оси AA , носят название *главных сечений* кристалла.

8. Лучи обыкновенные и необыкновенные. Исследуя двойное преломление исландского шпата и определяя коэффициенты преломления для двух получающихся лучей, мы заметим, что при любой ориентировке кристалла относительно падающего луча, показатель преломления для одного из преломленных лучей получается всегда $n = 1,6585$; для другого же луча этот показатель оказывается в различных случаях различный, при чем наименьшее его значение равно $n = 1,4865$, а наибольшее равно $1,6585$. Наибольшее значение n получается тогда, когда луч идет в кристалле по его оси, наименьшее значение показателя преломления оказывается в тех случаях, когда луч идет в кристалле нормально к оси. Из этого мы видим, что первый луч имеет вполне определенный показатель преломления, подобно лучам, преломленным, например, в воде или стекле, вообще — в телах некристаллических, поэтому он носит название *обыкновенного луча* (*ordinaire*). Другой же луч следует более сложным законам преломления: во-первых, его показатель преломления зависит от угла падения, во-вторых, его плоскость преломления не всегда совпадает с плоскостью падения, и, наконец, преломление этого луча бывает даже при нормальном падении (рис. 170), чего никогда не бывает с обыкновенным лучем. Благодаря всем перечисленным свойствам этот луч носит название *необыкновенного* (*extraordinaire*).

Яркость обоих лучей одинакова и равна половине яркости падающего луча.

9. Поляризация при двойном преломлении. Легко убедиться, что оба луча, полученные двойным преломлением, поляризованы, при чем плоскости их поляризации нормальны друг к другу. Для этого возьмем кристалл исландского шпата и будем наблюдать сквозь него какой-нибудь светлый предмет. Вследствие двойного преломления мы увидим этот предмет вдвойне. Но если между кристаллом и глазом поместить какой-нибудь анализатор, например, турмалиновую пластинку или отражающее зеркало, то, вращая анализатор вокруг луча зрения, мы всегда найдем два таких положения, в которых то одно, то другое изображение предмета исчезает; оба эти положения анализатора окажутся взаимно перпендикулярными. Далее, пустив сквозь призму исландского шпата луч света и установив турмалиновую пластинку так, чтобы она пропускала только один из двух выходящих из призмы лучей, например, *необыкновенный*, — мы заметим, что ось турмалина для этого должна

быть поставлена параллельно оси исландского шпата. А так как турмалин пропускает только лучи, колебания которых находятся в плоскости его оси, то отсюда следует, что колебания *необыкновенного* луча происходят в плоскости *параллельной* кристаллической оси известкового шпата, т.-е. в плоскости *главного сечения*. *Обыкновенный* луч имеет колебания в плоскости *перпендикулярной* к главному сечению.

10. Призма Николя. Из предыдущего мы видим, что исландский шпат может служить поляризатором, и притом лучшим, чем турмалин,

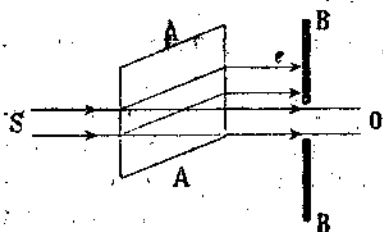


Рис. 170. Двойное преломление в исландском шпате.

потому что он прозрачен, между тем как турмалин всегда бывает окрашен различными примесями. Однако, в исландском шпате мы получаем два луча одновременно, что не всегда бывает удобно. Правда, можно устранить один из лучей, употребив диафрагму *BB* (рис. 170), но тогда большая часть кристалла оказывается не использованною; гораздо лучше, как предложил Николь, устранить один из лучей

посредством полного внутреннего отражения.

С этою целью берут кусок исландского шпата и разрезают его по плоскости, проходящей через тупые углы *A* и *C* (рис. 171) и перпендикулярной к граням *DC* и *AB*. Затем склеивают оба куска по тем же плоскостям канадским бальзамом, показатель преломления которого 1,54. Благодаря такому устройству, обыкновенный луч, коего показатель преломления больше, чем у бальзама, падая на бальзам под углом большим предельного, претерпевает полное внутреннее отражение (рис. 171, *SO*), луч же необыкновенный *Se* проходит насквозь. Помня, что ось кристалла проходит через тупые углы *A* и *C*, мы заключаем, что свет, вышедший из Николевой призмы, колеблется в плоскости *ABCD*. Призма Николя, или, как ее называют короче — «*николь*», представляет из себя гораздо лучший поляризатор и анализатор, чем турмалин; но он сравнительно дорог.

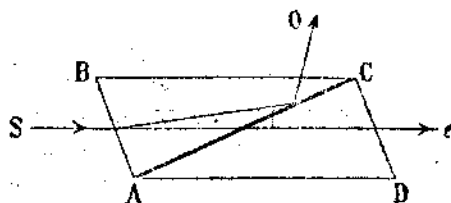


Рис. 171. Призма Николя.

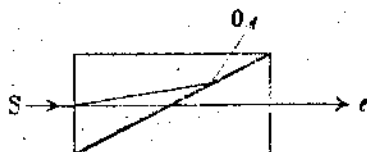


Рис. 172. Призма Глана-Томпсона.

В настоящее время имеется несколько типов николей, видоизмененных Фуко, Гланом, Томпсоном и другими. Фуко предложил канадский бальзам заменить слоем воздуха; при этом призма выходит короче. Наиболее совершенною нужно считать призму Глана-Томпсона (рис. 172); в этой призме канадский бальзам заменен слоем выбеленного и затвердевшего льняного масла, показатель преломления которого равен 1,485;

кроме того, ось кристалла лежит здесь нормально к нашему рис. 172, и плоскости входа и выхода нормальны к лучу; благодаря этому, необыкновенный луч Se проходит призму без всякого преломления.

11. Эллипсоид упругости. Вырежем из какого-либо кристалла пластинку MN (рис. 171) и пустим нормально к ней и, следовательно, к нашему рисунку луч света. Так как волны света поперечны, то скорость распространения света в пластинке будет зависеть от поперечной упругости эфира в пластинке. Между тем, упругость эта, как и все другие свойства кристаллов, различна для различных направлений; поэтому скорость распространения света будет тоже различна, в зависимости от того, как направлены его поперечные колебания. Если взять на пластинке какую-либо точку O (рис. 173) и отложить от этой точки на радиусах-векторах поперечную упругость эфира, то мы, вообще говоря, получим эллипс. Если мы желаем знать, с какою скоростью свет будет распространяться внутри пластинки, то должны разложить колебания его на два перпендикулярных направления по главным осям эллипса упругости oa и ob , т.-е. по направлениям наибольшей и наи-

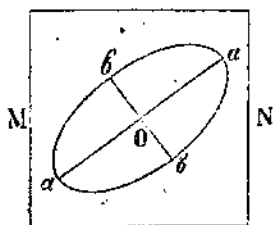


Рис. 173. Эллипс упругости.

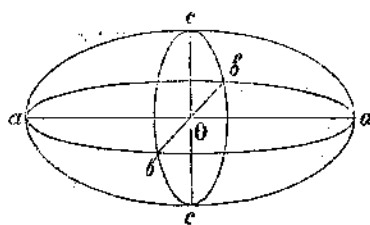


Рис. 174. Эллипсоид упругости.

меньшей упругости ¹⁾, и тогда одна составляющая луча, с колебаниями по направлению oa , будет иметь скорость, соответствующую упругости oa , другая составляющая, по ob , будет иметь скорость, соответствующую поперечной упругости ob .

Таким образом объясняется, почему в кристаллах наблюдается двойное преломление лучей, почему каждый из этих лучей поляризован, и почему плоскости поляризации обоих лучей перпендикулярны друг к другу.

Конечно, если падающий луч уже поляризован по oa или по ob , то одна из составляющих равна нулю и двойного преломления не будет.

Если вырезать такие пластинки по различным направлениям в кристалле, то мы будем получать различные эллипсы упругости, которые все вместе будут представлять различные сечения одного и того же эллипсоида (рис. 174). В общем случае это будет эллипсоид о трех разных осях, в частных случаях это может быть эллипсоид вращения.

Если это будет шар, то все сечения его—круги, и двойного преломления не будет.

¹⁾ Совершенно так же мы объясняли явления колебаний стержней (стр. 54). Там мы тоже разлагали поперечные колебания по направлениям наибольшей и наименьшей упругости стержня и получали две различных скорости распространения.

12. Оптическая ось. Оптической осью кристалла называют то направление, по которому световая волна распространяется без двойного преломления. Во всяком эллипсоиде о трех разных осях имеются два центральных круговых сечения, так что в таких кристаллах существуют два направления, где не имеется двойного преломления; такие кристаллы называются *двуосными* (слюда). В эллипсоиде вращения имеется одно центральное круговое сечение, — такие кристаллы суть *одноосные* (горный хрусталь, исландский шпат). В кристаллах с шаровой поверхностью упругости нет определенного направления оптической оси (например, каменная соль).

В одноосных кристаллах оптическая ось совпадает с кристаллографической осью, в двуосных — нет.

13. Поверхность волны одноосных кристаллов. Если на кристаллическую пластинку нормально падает плоская волна (параллельные лучи), то, согласно предыдущему, внутри пластинки мы получим поверхность волны в виде двух плоскостей, движущихся с различными скоростями; обе волны, кроме того, будут поляризованы нормально друг к другу. Что же произойдет, если волна эта упадет не нормально, а под некоторым углом, или если эта волна будет не плоская? По правилу Гейгенса, нам для решения этой задачи необходимо знать, как вообще распространяются волны в кристаллах.

Начнем с простейших случаев.

Если эллипсоид упругости есть шар, то волна, очевидно, будет распространяться во все стороны с одинаковою скоростью и будет тоже шаровая.

Если же мы имеем дело с кристаллом, упругость эфира которого изображается эллипсоидом вращения, то, очевидно, рассекая¹ его диаметрными плоскостями, мы получим, вообще говоря, эллипсы, причем одна из осей будет у всех этих эллипсов одинакова и равна радиусу кругового сечения эллипсоида вращения. Отсюда заключаем, что один луч будет распространяться по всем направлениям с одною и тою же скоростью; его волна будет шаровая. Это будет луч *обыкновенный*.

Другой луч будет иметь по разным направлениям в кристалле различную скорость; его волна имеет вид эллипсоида вращения. Это будет луч *необыкновенный*.

Для кругового сечения, т.-е. для сечения, взятого нормально к оси кристалла, оба луча совпадают; следовательно, эллипсоид необыкновенной волны касается шаровой волны обыкновенного луча.

14. Кристаллы положительные и отрицательные. Итак, в одноосных кристаллах поверхность волны состоит из шара и эллипсоида вращения к нему касательного. При этом нужно различать два случая.

Если скорость распространения обыкновенного луча больше, чем необыкновенного, то показатель преломления $\nu_o < \nu_e$. Такие кристаллы называются *положительными*.

К ним принадлежит *горный хрусталь* (кремневая кислота). Для него

$$\nu_o = 1,548$$

$$\nu_e = 1,558.$$

Поверхность волны здесь—эллипсоид в шаре (рис. 175).

Если же скорость обыкновенного луча *меньше*, чем необыкновенного, то кристалл называют *отрицательным*.

К этому отделу принадлежит *исландский шпат*; для него, как мы знаем, $v_o > v_e$.

$$v_o = 1,659;$$

$$v_e = 1,487.$$

Поверхность волны здесь—шар в эллипсоиде (рис. 176).

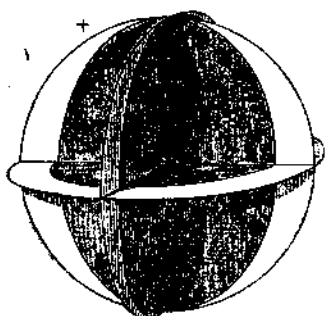


Рис. 175. Поверхность волны положительного кристалла.

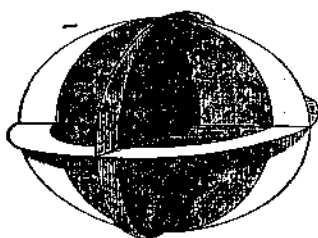


Рис. 176. Поверхность волны отрицательного кристалла.

15. Поверхность волны двусосных кристаллов. В двусосных кристаллах волна имеет вид поверхности четвертого порядка (рис. 177). Каждая плоскость сечет эту поверхность по кругу и по эллипсу. Линия *ОР* есть одна из оптических осей; по этому направлению лучи не раздваиваются. К этому роду кристаллов принадлежит слюда и гипс.

16. Построение Гейгенса. Теперь мы можем решить любой вопрос о преломлении света в кристаллах. Пусть на поверхность кристалла *ab* (рис. 178) падает плоская волна *ас*. В то время как в воздухе колебания пройдут длину *сб*, в кристалле от точки *а* образуется двойная волна, которая будет иметь различную форму и положение, в зависимости от свойств кристалла и в зависимости от положения в нем оптических осей. Произведя построение совершенно так же, как и для тел некристаллических (стр. 35), проведем из точки *б* две плоскости *бо* и *бе*, касательные к этим двум поверхностям; тогда получим в точках касания два луча *ао* и *ае*.

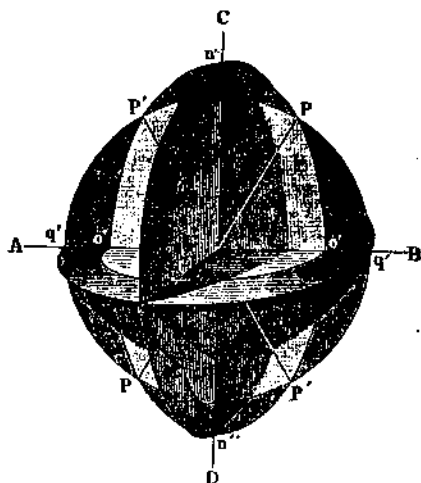


Рис. 177. Поверхность волны двусосного кристалла.

К этому построению мы прибавим еще следующие замечания.

Прежде всего, точка касания *е* проведенной нами плоскости *бе* может получиться и не в плоскости нашего чертежа; это означает, что

луч ac может оказаться и вне плоскости падения abc , что и наблюдается на самом деле. Далее, мы видим, что направление необыкновенного луча ac , вообще говоря, не совпадает с направлением нормали an волны bc . Между тем, как в обыкновенном луче ao , волна которого шаровая, — луч и волна всегда нормальны друг к другу ¹⁾.

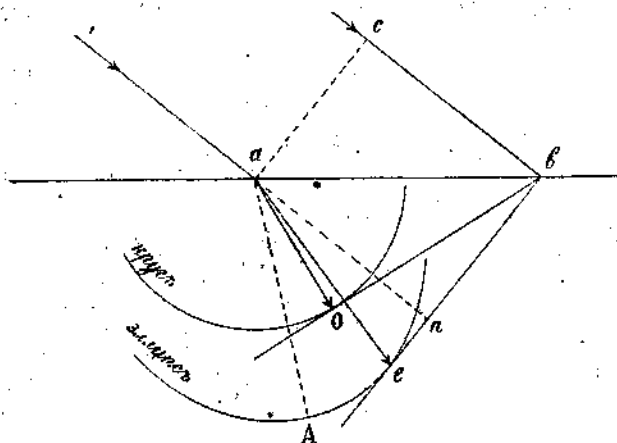


Рис. 178. Построение Гейгенса для преломления в кристаллах.

17. Поляризационный прибор. Для изучения оптических свойств кристаллов может служить любой спектрометр; но в виду различных свойств кристалла для различного направления плоскости поляризации необходимо

снабдить коллиматор поляризатором, а зрительную трубу — анализатором. Таким образом, в схеме, изображенной на рис. 179, S — будет коллиматор, P — поляризатор, M — исследуемый кристалл, A — анализатор и O труба. Кроме обыкновенного круга с делениями, служащего для определения отклонения луча, необходимо иметь еще круги с делениями для определения относительного положения плоскости поляризации и кристаллографической оси кристалла. Эти круги должны быть перпендикулярны к направлению луча; их помещают обыкновенно на объективах коллиматора и трубы вместе с николями. Для определения кристаллов, встречающихся в горных породах употребляются *поляризационные микроскопы*. Это — обыкновенный микроскоп, под столиком которого (стр. 92, рис. 110) помещен поляризатор, т. е. николь или

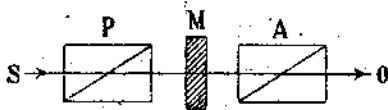


Рис. 179. Схема поляризационного прибора.

отражающая свет стеклянная пластинка, а в трубе, между объективом и окуляром, вставлен анализатор-николь. Столик устроен так, что может вращаться вокруг оптической оси прибора, и имеет круг с делениями. Между поляризатором и столиком помещен

еще конденсатор, служащий для получения *сходящегося* пучка лучей.

¹⁾ То, что мы здесь называли поверхностью волн, есть поверхность колебаний с одинаковыми фазами. Часто эту поверхность называют *поверхностью лучей*, ибо она очерчивается лучами ac ; поверхность же, которая очерчивается нормальными an , называется *поверхностью нормалей* или также *поверхностью волны*, ибо скорость распространения волн нужно считать по an , а не по ac . Скорость распространения *лучей* (по ac) всегда больше скорости распространения *волн*; по направлению *лучей* ac движется световая энергия в кристаллах. — Мы не можем здесь останавливаться подробнее на этих вопросах, и отсылаем читателя к специальным сочинениям по кристаллооптике.

Если, желают наблюдать при *параллельном* свете, то конденсатор устраняют.

Для исследования минералов, горных пород и т. п., готовят из них настолько тонкие пластинки (так называемые *шлифы*), чтобы они были по возможности прозрачны.

18. Явления при параллельном свете. Пусть на какую-либо кристаллическую пластинку (рис. 180 и 181), плоскость которой совпадает с плоскостью нашего чертежа, нормально падает поляризованный луч света; таким образом, луч надо представлять себе тоже нормальным к чертежу, пусть плоскость его колебаний направлена по OP . Эти колебания, вообще говоря, разложатся в пластинке на два взаимно перпендикулярных колебания (см. стр. 151), например, по oa и по ob , распространяющиеся с разными скоростями, вследствие чего одна из

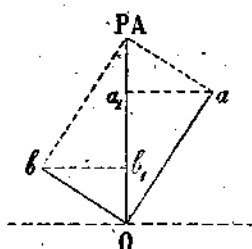


Рис. 180. Интерференция при параллельных николях.

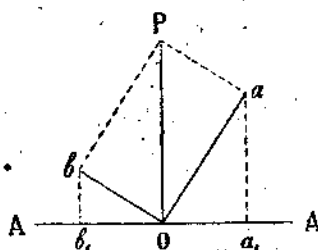


Рис. 181. Интерференция при скрещенных николях.

волн отстанет от другой. Пусть толщина пластинки d , а показатели преломления обеих волн внутри пластинки равны v_1 и v_2 ; тогда разность хода этих лучей (стр. 124) будет

$$\delta = d (v_1 - v_2).$$

Хотя оба эти луча и имеют разность хода δ , но они не могут интерферировать друг с другом, потому что они поляризованы перпендикулярно друг к другу (см. стр. 146). Но если пропустить оба эти луча через анализатор, главная плоскость которого OA (рис. 180 и 181), то анализатор пропустит от луча, плоскость колебания которого по oa , одну только составляющую oa_1 , и от луча с колебаниями по ob — составляющую ob_1 . Колебания по oa_1 и ob_1 происходят в одной плоскости, и потому могут интерферировать друг с другом.

Из чертежей видно, что интерференция будет разная: будет ли плоскость анализатора в том же прямом угле относительно осей oa и ob , как и поляризатор (рис. 180), или они будут в разных углах (рис. 181). В первом случае колебания oa_1 и ob_1 складываются, во втором — вычитаются. Мы можем сказать, что во втором случае к разности хода двух лучей нужно прибавить подвоины, потому что прибавить подвоины к колебанию, все равно, что изменить его знак. Рассмотрим несколько простейших случаев.

Положим, что плоскости поляризатора и анализатора *параллельны* друг к другу (рис. 180) и стоят под углом 45° к оптической оси

пластинки. В таком случае $ob = oa$ и $ob_1 = oa_1$ и колебания в анализаторе складываются. Поэтому те лучи, которые дают разность хода в пластинке в нечетное число полуволи

$$\delta = (2n + 1) \frac{\lambda}{2}$$

в анализаторе взаимно уничтожаются. Все же лучи других цветов, для которых это условие не удовлетворяется, пройдут через анализатор не уничтожившись, и пластинка кристалла в поляризационном приборе будет казаться окрашенной.

Если теперь поставить плоскости поляризатора и анализатора перпендикулярно друг другу (рис. 181), но опять-таки под 45° к оси кристаллической пластинки, то колебания oa_1 и ob_1 будут вычитаться друг из друга, и, если для какого-либо цвета разность хода в пластинке окажется в четное число полуволи $\delta = 2n \frac{\lambda}{2}$, то этот цвет будет в анализаторе уничтожен интерференцией; пластинка опять будет казаться в поляризационном приборе окрашенной.

Легко видеть, что цвета кристаллических пластинок при параллельных и перекрещенных николях взаимно дополняют друг друга до белого цвета.

Когда ось пластинки совпадает с осью поляризатора или к ней перпендикулярна, то одна из составляющих, на которые разлагается луч при входе в пластинку, равна нулю, двойного преломления нет, и интерференции тоже нет.

19. Явление в сходящемся свете. Отличить кристаллическую пластинку от некристаллической посредством поляризационного прибора с

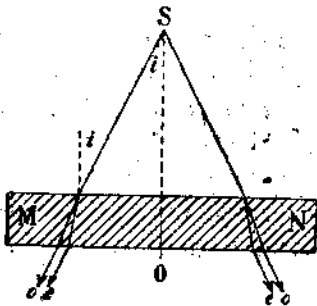


Рис. 182. Конус лучей, падающих на кристаллическую пластинку.

параллельным светом можно только тогда, когда упругости эфира по различным направлениям в плоскости пластинки различны. Такой случай между прочим имеет место в пластинках, вырезанных параллельно оптической оси кристалла или как-нибудь под углом к этой оси. Но, если пластинка вырезана нормально к оси, и луч света падает на пластинку нормально, т.-е. идет параллельно оси, то, как это было выяснено раньше, двойного преломления нет, а потому и отличить кристалл от некристалла тоже нельзя. Но в таких случаях можно

направить луч света не нормально к пластинке, а под некоторым углом i (рис. 182), и тогда луч разложится на два поляризованных луча, причем луч необыкновенный будет давать колебания в плоскости, проходящей через оптическую ось кристалла, т.-е. в данном случае через плоскость падения, луч же обыкновенный будет иметь колебания перпендикулярные к этому. Все лучи, образующие конус с вершиною S , имеют одинаковые углы i и проходят в пластинке пути одинаковой

длины; они будут и по отношению к интерференции в одинаковых условиях. Лучи, образующие другой конус с той же вершиной, но другим углом i , будут и по отношению к интерференции в других условиях. Наш кристалл в поляризационном микроскопе должен, следовательно, давать целый ряд кругов различной окраски. Далее, в каждом из этих кругов (рис. 183) необыкновенный луч будет колебаться по радиусу (в плоскости, проходящей через луч и оптическую ось), а обыкновенные — по окружности. Предположим, что плоскость колебания падающих лучей (прошедших через поляризатор) будет OP (рис. 183); тогда в какой-либо точке X колебания XP можно разложить на два колебания, по радиусу Xa и по окружности Xb , вследствие чего мы получим два луча, которые, пройдя пластинку, окажутся с некоторой разностью хода и потому дадут в анализаторе интерференционные цвета. Но в точках K и K мы получим только необыкновенный луч, т. е. колебания по радиусу, а в точках L и L — только обыкновенный луч. В этих четырех местах, следовательно, двойного преломления не будет и интерференции тоже не будет; эти места кристаллической пластинки будут себя вести, как простое стекло, т. е. при параллельных николях здесь будут светлые места, при перекрещенных — темные. Так как то же рассуждение можно повторить для каждого круга, то, резюмируя все вместе, мы должны заключить, что при параллельных николях у

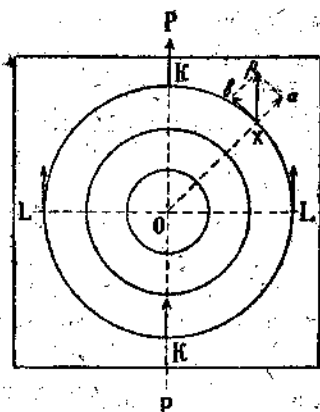


Рис. 183. Поляризация в конусе лучей.

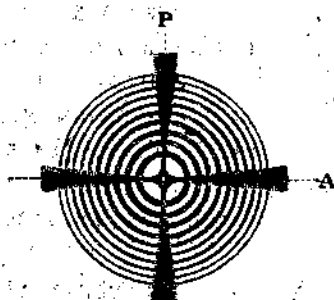


Рис. 184. Одноосный кристалл в сходящемся свете.

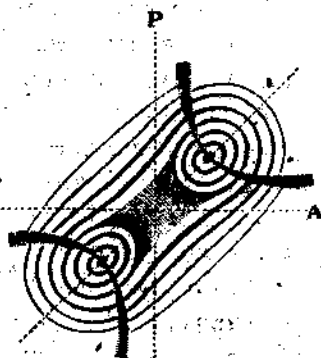


Рис. 185. Двухосный кристалл в сходящемся свете.

нас получится целый ряд цветных концентрических кругов с белым крестом, проходящим через их центр; при перекрещенных николях крест будет черный (рис. 184).

В двучосных кристаллах явление значительно осложняется, так как здесь кристаллографическая ось не совпадает ни с одной из оптических осей. Для этих кристаллов в поляризационном приборе при сходящемся

лучих получаются уже не круги, а ряд цветных кривых линий более сложного вида (земляклат), перерезанных белыми или черными гапёр-болами (рис. 185).

20. Пластина в четверть волны; круговая и эллиптическая поляризация. Пусть через кристаллическую пластинку, вырезанную по какому-нибудь направлению в кристалле, только не нормально к оптической оси, проходит луч поляризованного света, при чем его колебания составляют угол в 45° с двумя осями упругости oa и ob (рис. 173, стр. 151). Прошедшие через пластинку лучи получают разность хода

$$\delta = d (\nu_1 - \nu_2).$$

Если эта разность хода будет в $\frac{1}{4}$ волны, что соответствует разности фаз в 90° , то, как это нам известно из опыта с фигурой Лиссажу (стр. 10, рис. 19), результирующее колебание будет по кругу, при чем, если колебания oa отстают от ob на четверть периода, вращение будет по стрелке часов, в противном случае — в обратную сторону. Такой луч, в котором колебания происходят по кругу, тоже называется поляризованным, но *поляризация в нем круговая*. Пластина, имеющая это свойство — *делает из плоской поляризации круговую*, — носит название пластинки в $\frac{1}{4}$ волны.

При изучении таких круговых колебаний анализатором, мы ни в каком положении этого последнего не получим затемнения. Но мы можем поляризованный по кругу луч пропустить снова через пластинку в четверть волны, и тогда получим снова луч плоско поляризованный, потому что тогда к разности фаз в 90° прибавится еще 90° .

Пластины в четверть волны не имеют, конечно, толщину в четверть волны, а *разность хода* в $\frac{1}{4} \lambda$; толщина же их d определится из вышеприведенной формулы. Обыкновенно эти пластинки делают из слюды, которая легко расщепляется на тонкие пластинки. Для наиболее светлых лучей спектра (желто-зеленых) толщина d выходит в 0,032 мм.

Если два составляющих ob и oa (рис. 180) не равны между собою, например, от того, что угол $Рoa$ не равен 45° , то результирующее колебание, прошедшее через пластинку в $\lambda/4$, будет происходить не по кругу, а по эллипсу (см. стр. 10). Такой луч называется *эллиптически поляризованным*.

21. Плеохроизм. Все, что мы говорили об эллипсоиде упругости и о поверхности волны в кристалле, относится только к одному какому-нибудь цвету. Но кристаллы, так же, как и некристаллические тела обладают дисперсией, при чем степень светорассеяния различна по различным направлениям. Эллипсоиды упругости для различных цветов не только имеют различные оси, но и не одинаково ориентированы в кристалле. Точно также и светопоглощение, или абсорбция света, по различным направлениям кристалла и для различных цветов спектра тоже не одинаково. От этого происходит явление, называемое *плеохроизмом* и состоящее в том, что кристалл по различным направлениям имеет различную окраску. Если рассматривать такой кристалл в поля-

ризованном свете, то он меняет свою окраску вместе с изменением направления колебания света относительно оси кристалла. При этом получается два характерных цвета; один — когда колебания луча направлены по оси кристалла, другой — когда они нормальны к оси. Это явление носит название *дихроизма*.

Мы уже видели, что турмалин пропускает лишь колебания, направленные по его оси, тогда как колебания, происходящие нормально к оси, им поглощаются. Значит, в турмалине дихроизм особенно резко выражен, он уже доходит до *полной абсорбции*.

Легко сообразить, что пластинка в $\frac{1}{4}$, сделанная из кристалла дихроичного, даже при угле $\rho_{04} = 45^\circ$, будет давать луч эллиптически поляризованный, потому что колебания одинаковых амплитуд a и b , пройдя кристалл, сделаются неодинаковыми.

8. Вращение плоскости поляризации.

22. Вращение в кварце. Пусть пучок параллельных лучей, нормально к пластинке, вырезанной из горного хрусталя (из кварца), и положим, что плоскости, ограничивающие пластинку, перпендикулярны к оптической оси. Мы знаем, что в таком случае двойного преломления не будет; однако, если поместить такую пластинку между скрещенными николями, мы все же увидим свет, и для того, чтобы снова получить затемнение, придется анализатор или поляризатор повернуть на некоторый угол α . Из этого мы заключаем, что плоскость поляризации луча, пройдя через кварц, повернулась на угол α .

Существуют две разновидности кварца; одна вращает *справа* от наблюдателя, другая — *слева*, на тот же угол. Угол α пропорционален толщине пластинки.

Френель объяснил *вращательную способность* кварца тем, что в нем скорости распространения лучей, поляризованных по правому и по левому кругу, — различны. Действительно, колебания в плоскости OA (рис. 186) мы всегда можем разложить на два круговых колебания по $ABCA$ и по $ACBA$, и если луч свет с круговой поляризацией по $ABCA$ скорее распространяется, чем луч с поляризацией по $ACBA$, то, пройдя пластинку и соединившись снова вместе, оба луча дадут колебания по OB , повернутое относительно первоначального колебания OA на угол AOB .



Рис. 186. Круговая поляризация света.

23. Вращение в растворе сахара. Не только кварц и некоторые другие кристаллы имеют способность вращать плоскость поляризации, но также и некоторые жидкости (терпентиновое масло), водные растворы (сахара) и пары (терпентина). Для техники в особенности важно вращение плоскости поляризации в растворе сахара, так как это свойство раствора позволяет очень точно определить количество находящегося в нем сахара. Если раствор содержит Z граммов сахара в 100 куб. сантиметрах и длина, пройденная лучом — l , то угол вращения

$$\alpha = \alpha^\circ \cdot Zl.$$

Существуют также две разновидности сахара; тростниковый сахар вращает *вправо*, но посредством нагревания с соляною кислотою его можно обратить в *инвертированный* сахар, который вращает плоскостью поляризации *влево*.

24. Дисперсия при вращении. Углы вращения плоскости поляризации как в кварце, так и в растворе сахара зависят от длины волны. Так, например, пластинка из кварца толщиной в 1 миллиметр вращает красные лучи на 16° , желтые — на 22° , фиолетовые — на 43° . Рассматривая такую пластинку в поляризационном приборе и поворачивая анализатор, мы увидим, что цвет пластинки меняется, и только в том случае, если падающий луч монохроматичен, можно при известном повороте анализатора получить полное затемнение.

Для натровых лучей и толщины кварцевой пластинки в 1 миллиметров угол

$$\alpha = 21,5^\circ l.$$

Для тех же лучей раствор сахара при длине пути l сантиметров вращает на угол

$$\alpha = 0,665^\circ Zl.$$

25. Сахариметр. Для определения вращательной способности различных тел, в особенности для определения концентрации сахара Z , находящегося в водном растворе, употребляются особые приборы, носящие название *сахариметров*. Простейший сахариметр состоит из поляризатора P (рис. 187), длинной трубки C для сахарного раствора

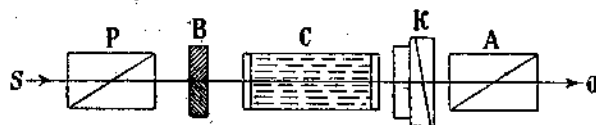


Рис. 187. Сахариметр.

и анализатора A ; угол поворота последнего можно отсчитывать по разделенному на радиусы кругу. От какого-либо источника света S , например, от натрового пламени, луч света проходит через весь прибор и попадает в глаз наблюдателя O . Сперва устанавливают николи A и P на затемнение, а затем помещают трубку с раствором C , закрытую с обоих концов стеклянными пластинками. При этом в поле зрения появится свет, и для того, чтобы снова получить затемнение, необходимо будет повернуть анализатор (или поляризатор) на некоторый угол α , отсчитываемый на круге с делениями.

26. Бикварц. Описанная только что установка анализатора на затемнение не может быть сделана с большою точностью; поэтому, чтобы сделать установку анализатора более точной, были предложены различные добавочные приспособления. Одно из них состоит в следующем. Между николями сахариметра в B (рис. 187) помещают кварцевую пластинку, вырезанную нормально к оси и состоящую из двух частей (рис. 188), вращающих плоскость поляризации в разные стороны. Вследствие этого,

свет с плоскостью колебания по OP повернется в одной половине пластинки направо, а в другой—налево, и, благодаря дисперсии, красные лучи будут колебаться в первой пластинке по OK , а во второй—по OK_1 , желтые лучи—по $OЖ$ и по $OЖ_1$ и т. д.

Рассматривая такой *бикварц* через анализатор, мы увидим его обе половины различно окрашенными, при чем при вращении анализатора вправо цвета одной пластинки будут переходить от красного к фиолетовому, тогда как цвета другой пластинки будут меняться в обратном порядке. Поэтому всегда можно вращением анализатора достигнуть того, чтобы цвета обеих половин были одинаковы. Установка анализатора при этом может быть сделана гораздо точнее, чем установка на затемнение поля зрения. В особенности чувствительной делается эта установка тогда, когда толщина *бикварца* равна 3,75 мм., и при скрещенных никелях получается пурпурно-фиолетовая окраска обеих его половин; эта окраска носит название *чувствительной*. Установив анализатор на равенство окрасок обеих пластинок *бикварца*, помещают на место трубку C с сахарным раствором. Тогда обе пластинки окажутся различно окрашенными, и для уничтожения появившейся разницы придется повернуть анализатор вправо на угол α .

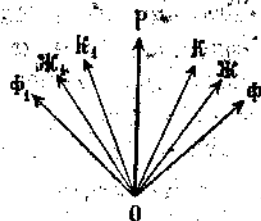


Рис. 188. Вращение плоскости поляризации в бикварце.

27. Компенсатор Солейля. Вместо того, чтобы поворачивать анализатор вправо в предыдущем случае, можно было бы поместить на пути лучей в сахариметре пластинку из левовращающего кварца такой толщины, чтобы она вращала плоскость поляризации влево настолько же, насколько раствор сахара ее вращает вправо; тогда действие пластинки *компенсировало* бы действие раствора. Так как вращательная способность кварца известна, то по толщине кварцевой пластинки, потребной для компенсации, можно было бы определить вращательную способность, а следовательно, и концентрацию сахарного раствора. Для того, чтобы иметь такую пластинку переменной толщины, Солейль поместил перед анализатором две кварцевых пластинки, одну за другой (рис. 189), при чем первая A —вращает вправо, а вторая BC —вращает настолько же влево. Но вторая пластинка составлена из двух клиньев, которые могут быть сдвинуты друг относительно друга так, что общая толщина, проходимая лучом в BC , может быть изменяема. Ясно, что при помощи комбинации пластинок A , B и C можно получить различные вращения плоскости колебания луча при различном положении клиньев B и C друг относительно друга. Компенсируя этим прибором вращение, произведенное раствором сахара, мы можем судить о степени его концентрации по величине сдвига клиньев BC . Обычно у прибора имеется указатель со шкалой, градуированную непосредственно на процентное содержание сахара в растворе. Градуировку

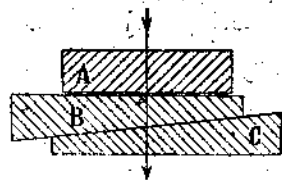


Рис. 189. Компенсатор Солейля.

эту необходимо проверить наблюдением раствора известной концентрации. Итак, сахариметр Солейля (рис. 187) состоит из поляризатора P , бикварна B , трубки для помещения сахарного раствора C , компенсатора K , анализатора A и небольшой Галилеевой трубы O , установленной так, чтобы можно было ясно видеть бикварн.

28. Полутеневые поляриметры. Наиболее точная установка достигается в поляриметрах следующего устройства. За поляризатором P (рис. 190) устанавливается небольшой николь N , и притом так, чтобы

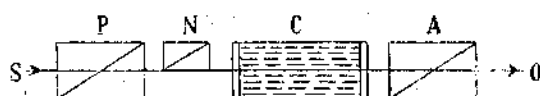


Рис. 190. Схема поляриметра.

их плоскости были наклонены под небольшим углом друг к другу (рис. 191). Смотря в трубу O , мы увидим, что поле зрения разделено передним ребром николя N на две половины. На рис. 191, a , b , c — буквами P , N и A обозначены направления главных плоскостей поляризатора, малого николя и анализатора. Легко видеть, что малейший поворот анализатора A вправо и влево (рис. 191, a и c) затемняет

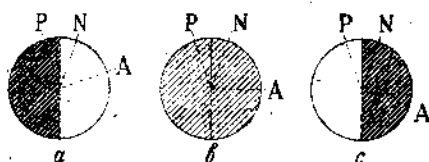


Рис. 191. Действие полутеневого прибора.

одну из половин и делает светлее другую. При среднем положении (рис. 191, b) обе половины поля получают в *полутени*, и ребро николя N почти незаметно. В S (рис. 190) устанавливается коллиматор, а в O — труба.

В настоящее время при научных работах исключительно употребляются полутеневые поляриметры, как наиболее точные.