



**Министерство образования и науки Российской Федерации  
Рубцовский индустриальный институт (филиал)  
ФГБОУ ВПО «Алтайский государственный технический университет  
им. И.И. Ползунова»**

**В.В. Борисовский**

## **КРАТКИЙ КУРС ФИЗИКИ**

**Часть 3**

## **ОПТИКА**

**Учебное пособие для студентов всех форм обучения  
технических направлений**

**Рубцовск 2013**

ББК 530.1

Борисовский В.В. Краткий курс физики. Часть 3. Оптика: Учебное пособие для студентов всех форм обучения технических направлений / Рубцовский индустриальный институт.- Рубцовск, 2013. - 66 с.

Пособие составлено в соответствии с программой по физике для студентов технических направлений вузов. В пособии рассматривается природа света, закономерности световых явлений и процессы взаимодействия света с веществом.

Рассмотрено и одобрено на заседании  
НМС РИИ  
Протокол № 8 от 28.11. 2013 г.

Рецензент:  
к.т.н., доцент

Э.С. Маршалов

## Содержание

### Глава 1

#### **Общие сведения о свойствах оптического излучения. Фотометрия** 5

Введение 5

§ 1. Монохроматический и сложный свет, естественный и поляризованный свет 6

§ 2. Фотометрические величины и единицы их измерения 7

### Глава 2

#### **Закономерности распространения света в различных средах** 11

§ 1. Принцип Гюйгенса 11

§ 2. Законы отражения и преломления света 11

§ 3. Полное внутреннее отражение 13

§ 4. Преломление монохроматического луча в призме 14

§ 5. Дисперсия света 15

### Глава 3

#### **Тонкие линзы** 17

§ 1. Общие понятия о свойствах линз 17

§ 2. Формулы тонкой линзы 17

§ 3. Параметры линзы и их применение 18

§ 4. Погрешности оптических систем 21

§ 5. Разрешающая способность оптических систем 22

§ 6. Принцип действия электронной линзы 24

### Глава 4

#### **Интерференция световых колебаний** 26

§ 1. Световые электромагнитные волны. Когерентность 26

§ 2. Условия максимума и минимума при интерференции 27

§ 3. Световая волна на границе раздела сред 29

§ 4. Интерференция света при отражении от тонких пленок 31

§ 5. Кольца Ньютона 33

§ 6. Практическое применение интерференции 34

### Глава 5

#### **Дифракция световых волн** 36

§ 1. Принцип Гюйгенса – Френеля 36

§ 2. Дифракция сферических волн 38

§ 3. Дифракция от щели (дифракция Фраунгофера) 40

§ 4. Дифракционная решетка 41

§ 5. Дифракция рентгеновских лучей 41

### Глава 6

#### **Получение и применение поляризованного света** 43

§ 1. Поляризация при отражении и преломлении в диэлектрике 43

§ 2. Поляризация света при прохождении через анизотропные среды 44

§ 3. Анализ поляризованного света 47

§ 4. Искусственная оптическая анизотропия 48

§ 5. Вращение плоскости поляризации 49

<b>Глава 7</b>	
<b>Тепловое излучение</b>	52
§ 1. Испускание и поглощение излучения	52
§ 2. Закон Кирхгофа	54
§ 3. Законы излучения абсолютно черного тела	56
§ 4. Распределение светимости абсолютно черного тела по длинам волн	57
§ 5. Оптическая пирометрия	59
<b>Глава 8</b>	
<b>Квантовая оптика</b>	61
§ 1. Фотоэлектрические явления	61
§ 2. Эффект Комптона	64
§ 3. Давление света	66

## Глава 1

### Общие сведения о свойствах оптического излучения. Фотометрия

#### Введение

Глаз является одним из важнейших органов чувств человека, а свет, с помощью которого мы можем различать предметы, играет значительную роль в науке и технике. Раздел физики, изучающий природу света, закономерности световых явлений и процессы взаимодействия света с веществом, получил название оптика.

Первоначально оптика ограничивалась изучением видимой части спектра электромагнитных волн; современная оптика изучает также широкую область спектра, примыкающую к видимой – ультрафиолетовую и инфракрасную области. Видимое излучение, вызывающее у человеческого глаза световое ощущение различных цветов, имеет длины волн от 0,38 до 0,77 мкм. Излучение с длиной волны больше 0,77 мкм, называется инфракрасным, а ниже 0,38 мкм – ультрафиолетовым. Электромагнитные волны в пределах от 0,01 до 340 мкм, охватывающие все три перечисленные области, относятся к оптическому излучению.

Закономерности распространения света (в дальнейшем под словом «свет» будем подразумевать всю указанную область электромагнитных волн) были известны довольно давно. К ним относятся четыре основных закона:

- 1) закон прямолинейного распространения света;
- 2) закон независимого распространения световых лучей;
- 3) закон отражения;
- 4) закон преломления.

Однако один из основных вопросов оптики – природа света – долгое время оставался открытым.

В 1672 году Ньютон предложил «теорию истечения». Он рассматривал свет как поток частиц (корпускул), испускаемых источником света и распространяющихся в однородной среде прямолинейно. Гюйгенс в 1690 году выдвинул волновую теорию, которая рассматривала свет как упругую волну, распространяющуюся в мировой эфире. Однако в течение почти ста с лишним лет волновая теория не получала широкого признания.

Лишь в начале XIX века благодаря исследованиям Юнга и Френеля волновая теория была значительно развита и усовершенствована.

Им удалось на основе волновых представлений объяснить все известные в то время оптические явления. Слабым местом волновой теории оставался только «мировой эфир». В 1864 году Максвелл создал электромагнитную теорию света, т.е. на смену упругим волнам пришли электромагнитные волны, которые могут распространяться в любой среде и в вакууме.

При помощи электромагнитной теории света объясняются законы распространения света (интерференция, дифракция, отражение, преломление и т.д.). Однако эта теория не объясняла такие явления, как фотоэффект, излучение и поглощение света атомами, комптон-эффект. Изучение этих явлений привело к необходимости предположить, что излучение света распространяется и поглощается не непрерывно, а порциями (квантами). И в начале текущего столетия воз-

никла новая теория о природе света – квантовая, но эта теория не отвергала волновую, а дополняла ее.

Энергия  $E_\phi$ , масса  $m_\phi$ , импульс  $p_\phi$  квантов (фотонов) определяются частотой колебаний, которая присуща световой волне по волновой теории:

$$E_\phi = h\nu; m_\phi = h\nu/c^2; p_\phi = h\nu/c, \quad (1.1)$$

где  $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – постоянная Планка;  
 $c = 2,9979 \cdot 10^8 \approx 3 \cdot 10^8$  м/с – скорость света.

### § 1. Монохроматический и сложный свет, естественный и поляризованный свет

По электромагнитной теории света в каждой точке, через которую проходит световая волна, возбуждаются электрические и магнитные поля с напряженностями  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$ . Эти векторы взаимно перпендикулярны к направлению распространения волны, колеблются в одинаковой фазе и меняются со временем по синусоидальному закону (рис. 1).

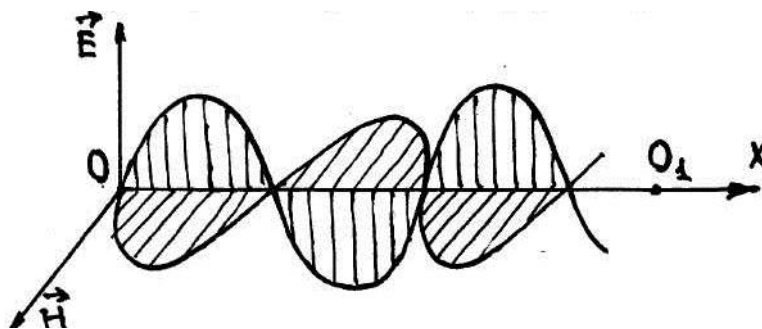


Рис.1

Расстояние между двумя соседними гребнями одного знака этой синусоиды называется длиной световой волны  $\lambda = \frac{c}{\nu} = cT$ , где  $c$  – скорость света,  $\nu$  – частота,  $T$  – период.

Допустим, в точке  $O$ , где находится источник света, вектор  $\vec{E}$  меняется со временем  $t$  по гармоническому закону  $\vec{E} = \vec{E}_0 \sin \omega t$ , где  $\omega$  – круговая частота, которая связана с частотой и периодом соотношением  $\omega = 2\pi\nu = 2\pi/T$ . В точке  $O_1$ , отстоящей от точки  $O$  на расстоянии  $x$ , значение вектора  $\vec{E}$  будет найдено следующим образом.

В точке  $O_1$  в момент времени  $t$  величина  $\vec{E}$  будет принимать такое же значение, которое было в точке  $O$  на  $X/c$  секунд раньше, т.е. в момент времени  $(t - X/c)$ . Следовательно, значение величины  $E$  в точке  $O_1$  в момент времени  $t$  равно:

$$E = E_0 \sin \omega \left( t - \frac{x}{c} \right) = E_0 \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right). \quad (1.2)$$

Аналогичная формула может быть написана и для вектора  $\vec{H}$ . Формула (1.2) применима, если только амплитудные значения  $\vec{E}_0$  и  $\vec{H}_0$  остаются постоянными. Для сферической волны, испускаемой точечным источником, напряженности  $\vec{E}_0$  и  $\vec{H}_0$  убывают обратно пропорционально расстоянию от источника. Кроме того, следует заметить, что в формуле (1.2) предполагается строго определенное зна-

чение частоты колебания  $\nu$  или длины волны  $\lambda$ . Такой подход к рассмотрению является чисто условным и облегчает описание и изучение световых явлений. Реальное излучение содержит целый набор различных частот, называемый спектром. Если излучение содержит очень узкий интервал длин волн, то такое излучение называется *монохроматическим*. Например, излучение с интервалом длин волн от 0,49 до 0,50 мкм воспринимается глазом как голубой цвет.

Разреженные газы испускают спектр, состоящий из отдельных монохроматических излучений (спектральных линий). Каждый газ испускает свой характерный для него спектр, поэтому по линейчатому спектру излучения можно определить химический состав вещества. Раскаленные твердые и жидкие тела испускают непрерывный (сплошной) спектр волн.

Совокупность двух взаимно перпендикулярных колебаний векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$ , распространяющихся вдоль общей прямой, называется *световым лучом*.

Луч света, у которого вектор  $E$  лежит в одной плоскости соответственно, вектор  $\vec{H}$  лежит в одной плоскости, но перпендикулярной к плоскости  $\vec{E}$ , называется *плоскополяризованным*. Если вектор  $\vec{E}$  (соответственно  $\vec{H}$ ) изменяет свою ориентацию вокруг луча беспорядочно, то излучение называется *естественным*. Такое излучение получается от светящихся тел, так как у элементарных источников излучения - атомов и молекул - плоскости колебаний векторов  $\vec{E}_0$  и  $\vec{H}_0$  ориентированы в пространстве беспорядочно.

## § 2. Фотометрические величины и единицы их измерения

Свет материален и несет с собой определенный запас энергии. Поэтому интенсивность света характеризуют величиной переносимой энергии. Эта энергия может быть измерена по её превращению в другие формы энергии в различных приёмниках. Раздел оптики, занимающийся измерением интенсивности света и его источников, называется фотометрией.

Для прикладной светотехники существенна не только объективная энергетическая характеристика интенсивности света но и мера воздействия света на глаз наблюдателя. Так, например, тело, нагретое до 600 К, является интенсивным источником инфракрасных (тепловых) лучей, но эти лучи невидимы и интенсивность их зрительного восприятия будет равна нулю. Поэтому в фотометрии приходится вводить двойные единицы измерения: энергетические, которые оцениваются по объективным энергетическим характеристикам и визуальные, которые оцениваются по воздействию на глаз.

Количественное определение энергетических величин может быть выполнено при применении такого приемника, который одинаково бы воспринимал лучистую энергию при различных длинах волн падающего света. Таким приемником является термоэлемент, превращающий всю энергию света в тепловую и количественно измеряющий последнюю.

В большинстве оптических измерений приемником энергии является человеческий глаз, а также фоточувствительные слои и фотоэлементы. Все эти приемники не обладают одинаковой чувствительностью к лучистой энергии различных длин волн и являются селективными (избирательными) приемниками, т.е. в таких приемниках производится не объективная оценка интенсивности излуче-

ния, а субъективная, зависящая от типа приемника. В соответствии с этим для характеристики фотометрических величин необходимо вводить специальные визуальные единицы измерения, пригодные для видимого света. При визуальных измерениях приемником излучения является глаз.

Световое излучение, проходящее через некоторую поверхность, характеризуется количеством энергии за одну секунду, т.е. мощностью приходящейся на данную длину волны  $W_\lambda$ . Эта энергетическая характеристика называется потоком световой энергии. Однако зрительное ощущение зависит не только от мощности излучения, но и от свойств глаза воспринимать эту энергию в зависимости от длины волны  $\lambda$ , т.е. необходимо вводить коэффициент восприятия, чувствительность глаза  $V_\lambda$ .

Глаз будет воспринимать не всю энергию, а только часть, которая является монохроматическим световым потоком  $\Phi_\lambda = V_\lambda \cdot W_\lambda$ .

Глаз чувствителен лишь к очень узкому интервалу длин волн - от 0,38 до 0,77 мкм, причем даже в этом интервале чувствительность глаза к различным длинам волн неодинакова. Наиболее чувствителен глаз к длинам волн  $\lambda_m = 0,555$  мкм (зеленый цвет). Для всех других длин волн чувствительность глаза резко падает. Например, для того чтобы красный свет казался столь же ярким, как и зеленый, необходимо, чтобы его мощность в 20000 раз превышала мощность зеленого света (!).

Значение чувствительности глаза у разных людей к одной и той же длине несколько отличается, поэтому в измерениях пользуются не абсолютными значениями чувствительности глаза, а относительными  $K_\lambda = V_\lambda / V_m$ , где  $V_\lambda$  - чувствительность глаза к длине волны  $\lambda$ ,  $V_m$  - чувствительность глаза к длине волны  $\lambda_m = 0,555$  мкм.  $V_m$  определяется путем усреднения результатов многочисленных измерений и утверждены Международной осветительной комиссией.

График изменения относительной спектральной чувствительности от длины волны называется функцией видимости (рис. 2).

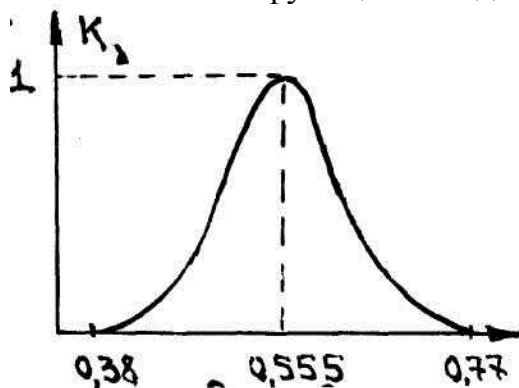


Рис.2

а) Световой поток. Если излучение осуществляется волнами различной длины, то световой поток  $\Phi$  немонахроматического излучения складывается из потоков для каждой длины волны:

$$\Phi = \sum \Phi_\lambda = \sum V_\lambda W_\lambda. \quad (1.3)$$

Таким образом, можно сказать, что световым потоком называется поток световой энергии, оцениваемый по зрительному ощущению. За единицу светового потока был принят люмен (лм).



б) Сила света

Понятие силы света вводится с помощью представления о точечном источнике света. Точечным источником света считается источник, у которого размеры малы по сравнению с расстоянием до места наблюдения и который испускает свет равномерно по всем направлениям, т.е. необходимо рассматривать пространственное распределение света.

Для пространственных задач существенно понятие о телесном угле. Мерой телесного угла является отношение площади  $\Delta S_0$  участка, вырезанного конусом на поверхности сферы, к квадрату её радиуса  $r$ , т.е.

$$d\Omega = dS_0 / r^2. \quad (1.4)$$

За единицу телесного угла принят телесный угол, опирающийся на участок поверхности сферы, площадь которого равна квадрату её радиуса ( $dS_0 = r^2$ ). Эта единица называется стерадианом (ср).

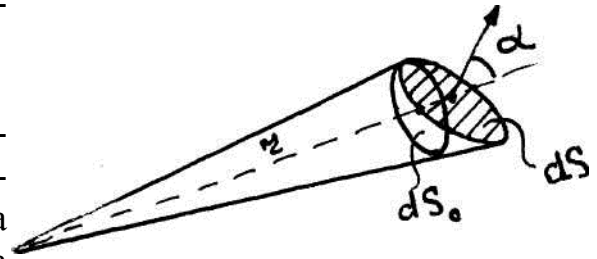


Рис.3

Наибольший пространственный угол равен  $\Omega = 4\pi r^2 / r^2 = 4\pi$ , а для бесконечной плоскости  $2\pi$ . Если площадка расположена не перпендикулярно к радиусу, то, как видно из рис.3,

$$d\Omega = \frac{dS_0}{r^2} = \frac{ds \cdot \cos\alpha}{r^2}. \quad (1.5)$$

Сила света измеряется световым потоком, создаваемым точечным источником света в единицу телесного угла

$$I = d\Phi / d\Omega. \quad (1.6)$$

В качестве единицы измерения силы света применяется **кандела** (кд). Сила света является основной физической величиной в оптических измерениях и имеет свои эталон. Кандела – сила света, испускаемая с площади  $1/600000\text{м}^2$  сечения полного излучателя в перпендикулярном направлении при температуре отвердевания платины (2042,5 К).

Из формулы (1.6) следует, что  $1_{\text{лм}} = 1_{\text{кд}} : 1_{\text{ср}}$ .

в) Яркость

При рассмотрении силы света предполагалось, что источник света точечный, однако на практике часто применяются протяженные источники света. От двух таких источников, имеющих одинаковую силу света, более ярким будет меньший источник, так как он дает большую силу света с единицы площади. Поэтому для протяженных источников вводится характеристика, получившая название - яркость.

Яркость  $B$  измеряется силой света  $dI$ , излучаемой с площади видимой поверхности (перпендикулярной направлению наблюдения).



Рис.4

$$B = dI / dS_0 = dI / dS \cdot \cos\alpha.$$

Единицей измерения яркости является  $\text{кд}/\text{м}^2$  (рис.4).

Яркость поверхности Солнца имеет порядок  $10^9 \text{кд}/\text{м}^2$ , ночного неба в безлунную ночь  $10^{-4} \text{кд}/\text{м}^2$ , нити накаливания электролампы –  $10^6 \text{кд}/\text{м}^2$ , экрана в кинотеатре –  $5-20 \text{кд}/\text{м}^2$ .

г) Освещенность

Для количественной оценки освещения поверхности вводится понятие освещенности. Освещенностью поверхности  $E$ , называется отношение светового потока, равномерно распределенного по этой поверхности, к её площади

$$E = d\Phi/dS. \quad (1.7)$$

Если линейные размеры поверхности малы по сравнению с её расстоянием до источника света, то  $dS = r^2 d\Omega / \cos\alpha$  и освещенность от точечного источника будет определяться по формуле

$$E = \frac{d\Phi \cdot \cos\alpha}{r^2 d\Omega} = \frac{I \cdot \cos\alpha}{r^2}. \quad (1.8)$$

Единицей освещенности является люкс (лк), равный  $1 \text{лк} = 1 \text{лм}/\text{м}^2$ . Освещенность, необходимая для чтения, составляет  $50-100 \text{лк}$ , при точных работах –  $200-400 \text{лк}$ .

д) Светимость

Световой поток, излучаемый с площадки  $dS$  в каком-либо направлении, отнесенный к величине этой площадки, называется светимостью

$$R = d\Phi/dS. \quad (1.9)$$

Единица измерения светимости такая же, как и единица освещенности –  $\text{лм}/\text{м}^2$ .

Источники света, яркость  $B$  которых не зависит от направления излучения, называются косинусными или ламбертовыми источниками. Светимость этих источников связана с яркостью соотношением  $R = \pi B$ .

## Глава 2

### Закономерности распространения света в различных средах

#### § 1. Принцип Гюйгенса

В 1690г. голландский физик Х.Гюйгенс предположил, что свет представляет собой волны. Он рассматривал вопрос о распространении волнового фронта и предположил способ, позволяющий по данному положению волнового фронта найти его положение в любые последующие моменты времени. Этот способ получил название принцип Гюйгенса. Он основан на предположении о том, что каждая точка, да которой доходит свет, становится источником вторичных волн.

Если в некоторый момент времени источник света начал излучать монохроматическую световую волну, то через время  $t$  эта волна, распространяясь по всем направлениям, достигнет некоторой поверхности  $S(t)$ , которая называется фронтом световой волны или волновым фронтом. В однородной изотропной среде волновые поверхности вторичных волн в момент времени  $(t+\Delta t)$  имеют вид сфер радиуса  $c\cdot\Delta t$ , центры которых лежат на поверхности  $S(t)$ . Огибающая этих сфер в направлении распространения указывает положение нового фронта волны в момент  $(t+\Delta t)$ .

Практическое применение принципа Гюйгенса для однородной изотропной среды показано на рис. 5. Из рисунка видно, что световой луч всегда перпендикулярен волновому фронту и форма поверхности остается неизменной. В дальнейшем ограничимся рассмотрением световых волн, фронтом которых является плоскость; такие волны называются плоскими волнами.

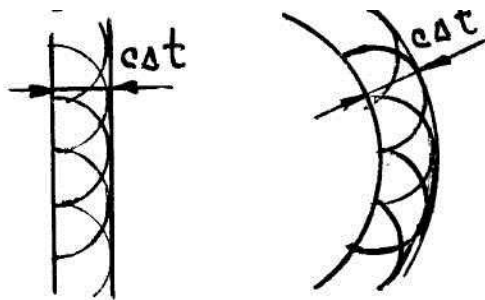


Рис. 5

Принцип Гюйгенса является чисто геометрическим способом построения волновых поверхностей и не связан с физической природой волн и в одинаковой степени относится как к упругим, так и к электромагнитным волнам.

#### § 2. Законы отражения и преломления света

Пользуясь принципом Гюйгенса, можно получить законы отражения и преломления света на границе двух сред.

Пусть плоская волна монохроматического света АВ падает на границу раздела двух сред I и II (рис.6), в которой скорости распространения света равны  $C_1$  и  $C_2$ , причем  $C_1 > C_2$ . Угол  $\alpha$  между падающими лучами (лучи 1, 2 и 3) и нормалью, восстановленной в точке падения, называется углом падения.

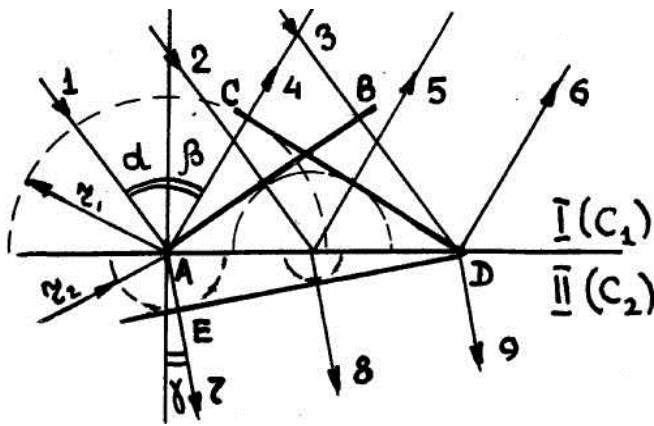


Рис. 6

На границе раздела двух сред свет частично отражается (лучи 4, 5 и 6), а частично проходит (преломляется) во вторую среду (лучи 7, 8 и 9). Применяя принцип Гюйгенса, построим фронты отраженной и преломленной волн.

Луч I, попадая в точку A, становится источником вторичных волн. За время  $\Delta t = BD/c_1$ , в течение которого луч 3 проходит расстояние BD, фронт вторичной волны в первой среде достигнет точек полусферы, радиус которой  $r_1 = c_1 \Delta t = BD$ , а во второй среде  $r_2 = c_2 \Delta t = c_2/c_1 \cdot BD$ . Опуская построение полусфер для промежуточных лучей, получим после проведения огибающей всех полусфер фронт отраженной волны и преломленной волны (CD и DE).

Из рис.6 видно, что  $\triangle ABD = \triangle ACD$ , как прямоугольные, имеющие общую гипотенузу и по одному одинаковому катету  $BD = r_1 = AC$ . Поэтому  $\alpha = \beta$ , где угол  $\beta$  называется углом отражения. Таким образом, получаем закон отражения света: падающий и отраженный лучи лежат в одной плоскости с нормалью, восстановленной к границе раздела сред в точке падения; угол падения равен углу отражения.

Далее из рис.6 следует, что  $r_1/r_2 = c_1/c_2 = BD/AE$ ,  $BD = AD \cdot \sin \alpha$ ,  $AE = AD \cdot \sin \beta$ .

Тогда получим

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{c_1}{c_2}, \quad (2.1)$$

где угол  $\beta$  называется углом преломления. Это соотношение можно представить в другом виде через абсолютные показатели преломления. Абсолютный коэффициент преломления – это безразмерный коэффициент, который показывает, во сколько раз скорость света в вакууме  $c_0$  больше, чем скорость света в среде  $c$ , т.е.

$$n_1 = c_0/c_1, \quad n_2 = c_0/c_2. \quad (2.2)$$

Величина абсолютного показателя преломления в различных веществах имеет неодинаковые значения (табл. 1).

Таблица 1

Показатели преломления твердых, газообразных и жидких веществ ( $\lambda=0,589$  мкм)

Вещество	n	Вещество	N
Алмаз	2,417	Спирт метиловый	1,33
Стекло	1,515	Спирт этиловый	1,362
Лед	1,31	Эфир этиловый	1,354
Вода	1,333	Сероуглерод	1,63
Глицерин	1,47	Воздух	1,000292

Подставляя  $C_1$  и  $C_2$  из (2.2) в (2.1), получаем

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\gamma} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}. \quad (2.3)$$

Величина  $n_{21}$  называется относительным показателем преломления второго вещества по отношению к первому.

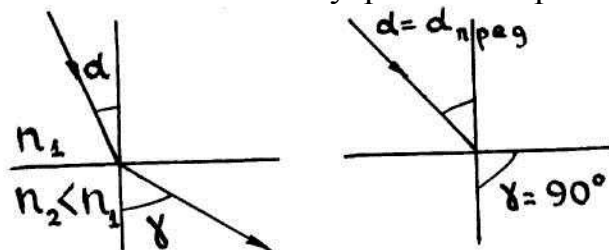
Это соотношение выражает закон преломления света: преломленный луч лежит в одной плоскости с падающим лучом и нормалью, восстановленной в точке падения; отношение синуса угла падения к синусу угла преломления есть величина постоянная для данных веществ.

Вещество с большим показателем преломления называется оптически более плотным.

Из формулы (2.3) следует, что при  $\alpha=0$  и  $\gamma=0$  (так как  $C_1/C_2 \neq 0$ ). Таким образом, луч, падающий нормально на границу раздела двух сред, не преломляется.

### § 3. Полное внутреннее отражение

При падении света из оптически более плотной среды в оптически менее плотную ( $n_2 < n_1$ ), согласно закону преломления угол падения  $\alpha$  будет меньше угла преломления  $\gamma$  (рис. 7,а). Поэтому при некотором значении угла падения  $\alpha=\alpha_{\text{пред}}$  угол преломления окажется равным  $90^\circ$  (рис. 7,б), т.е. преломленный луч не будет входить во вторую среду. Угол падения, при котором угол преломления  $\gamma=90^\circ$ , называется предельным углом падения  $\alpha_{\text{пред}}$ . При  $\alpha > \alpha_{\text{пред}}$  будет наблюдаться явление полного внутреннего отражения.



а)

б)

Рис.7

Предельный угол падения может быть найден из соотношения

$$\frac{\sin\alpha}{\sin 90^\circ} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}, \quad \sin\alpha_{\text{пред}} = n_{21}. \quad (2.4)$$

Для границы стекло - воздух  $\alpha_{\text{пред}}=42^\circ$ , т.е. при  $\alpha > 42^\circ$  наблюдается полное внутреннее отражение. Это свойство стекла используется в призмах полного

внутреннего отражения, которые используются в устройствах полевых биноклей, дальномеров, перископов и т.д. (рис. 8).

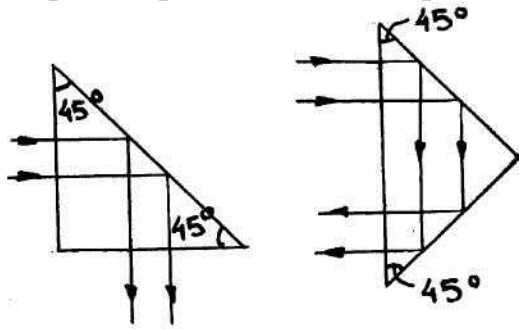


Рис. 8

В последнее время явление полного внутреннего отражения нашло применение в волоконной оптике. Стеклянная нить покрывается слоем оптически менее плотного вещества. Луч, падающий на торец нити, проходит всю нить и выходит из другого конца, независимо от того, каким образом изогнута нить. Жгут из нескольких сот нитей образует световод, который используется для наблюдения объектов, недоступных непосредственному наблюдению (например, внутренность желудка и т.д.).

#### § 4. Преломление монохроматического луча в призме

Во многих оптических приборах для преломления света используются призмы. Для рассмотрения хода лучей через призму применим закон преломления света при прохождении через границу раздела двух сред.

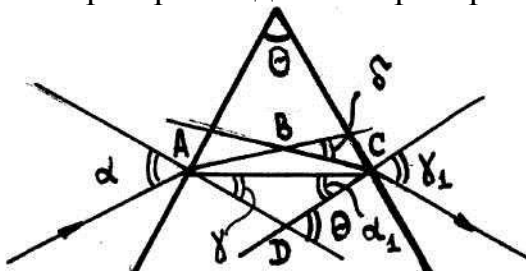


Рис.9

После двукратного преломления луч отклонится на угол  $\delta$ , который называется углом отклонения (рис. 9). Угол  $\delta$  зависит от преломляющего угла  $\theta$  и окружающей среды  $n_c$ . Найдем эту зависимость для наиболее простого случая, когда преломляющий угол  $\theta$  мал (тонкая призма) и угол падения также мал.

На основании закона преломления для входящего и выходящего лучей получим:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{n_{\Pi}}{n_c} \quad \text{и} \quad \frac{\sin \alpha_1}{\sin \gamma_1} = \frac{n_c}{n_{\Pi}}.$$

При малых  $\theta$  и  $\alpha$  будут также малы углы  $\gamma, \alpha_1, \gamma_1$ . Поэтому синусы углов можно заменить самими углами

$$\alpha n_c = \gamma n_{\Pi} \text{ и } \gamma_1 n_c = \alpha_1 n_{\Pi}. \quad (2.5)$$

Используя теорему о внешнем угле треугольника, из  $\triangle ABC$  и  $\triangle ADC$  следует, что

$$\theta = \gamma + \alpha_1, \quad (2.6)$$

$$\delta = (\alpha - \gamma) + (\gamma_1 - \alpha_1). \quad (2.7)$$

Подставляя выражение  $\alpha$  и  $\gamma_1$  из уравнения (2.5) и принимая во внимание (2.6), получим после преобразования

$$\delta = \left( \frac{n_{\Pi}}{n_c} - 1 \right) \theta. \quad (2.8)$$

В общем случае выражение (2.8) нужно записать в следующем виде:

$$\delta = \left( \frac{n_{\Pi}}{n_c} \cdot \frac{\cos \gamma}{\cos \alpha} - 1 \right) \theta. \quad (2.9)$$

В практически важных случаях множитель  $\cos \gamma / \cos \alpha$  мало отличается от единицы, поэтому для вычисления угла отклонения можно пользоваться формулой (2.8).

## § 5. Дисперсия света

Переменное электромагнитное поле с любой частотой изменения во времени распространяется в вакууме с одной и той же скоростью  $C_0$ . Каждой частоте колебаний  $\nu$  соответствует в вакууме определенная длина волны  $\lambda_0 = C_0 / \nu$ .

Если монохроматическая волна попадает в какую-либо среду, то её поле возбуждает вынужденные колебания связанных зарядов среды с той же самой частотой  $\nu$ . Колеблющиеся заряды создают вторичные электромагнитные волны с такой же частотой  $\nu$ . Первичные и вторичные волны накладываются друг на друга, и суммарная электромагнитная волна распространяется в среде с частотой  $\nu$ , но изменяет свою амплитуду, фазу и скорость распространения  $C$ . В данной среде монохроматические волны различной частоты будут создавать вынужденные колебания зарядов с амплитудой и фазой, зависящей от  $\nu$ . Соответственно, различны будут амплитуды и фазы испускаемых при этом вторичных волн.

Следовательно, скорость распространения каждой волны будет зависеть от её частоты:

$$C = f(\nu).$$

Показатель преломления данной волны  $n = \frac{C_0}{C} = \frac{C_0}{f(\nu)} = n(\nu)$  оказывается зависящим от частоты падающего света и длины волны в среде, так как длина волны связана с частотой

$$\lambda_{\text{CP}} = \frac{C}{\nu} = \frac{C_0}{\nu} \cdot \frac{C}{C_0} = \frac{\lambda_0}{n} \quad (2.10)$$

и меняется для каждой частоты в различное число раз.

Это явление - зависимость показателя преломления от частоты (или длины волны) падающего света – носит название **дисперсия света**. Преломленный и падающий лучи имеют одинаковую частоту колебаний  $\nu$ , но у преломленного луча меняется скорость распространения  $C$ , показатель преломления  $n$  и длина волны  $\lambda$  в зависимости от конкретных свойств среды.

Для всех прозрачных веществ показатель преломления  $n$  монотонно возрастает с уменьшением длины волны  $\lambda$ , т.е. красные лучи преломляются меньше фи-

олетовых (рис. 10). Зависимость  $n=n(\lambda)$  с достаточной точностью может быть описана формулой Коши:

$$n = n_0 + \frac{a}{\lambda^2} + \frac{b}{\lambda^4}, \quad (2.11)$$

где  $n_0$ ,  $a$  и  $b$  -некоторые постоянные для данного вещества величины.

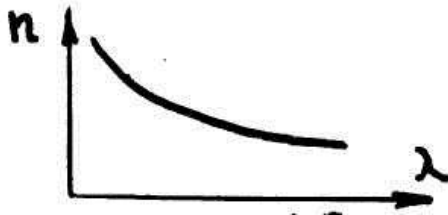


Рис.10

Опытное изучение явления дисперсии производится с помощью спектро-скопов и спектрографов, в которых основной деталью является призма. В призме угол отклонения возрастает с увеличением показателя преломления  $n$ , поэтому, например, при пропускании белого света через призму на экране будет наблюдаться спектр, т.е. полоса, окрашенная в цвета радуги - от красного до фиолетового.



## Глава 3 Тонкие линзы

### § 1. Общие понятия о свойствах линз

Для преобразования хода световых лучей во многих оптических приборах широко используют линзы. Линза состоит из двух поверхностей, ограничивающих прозрачный (обычно стекло) материал, одна из которых обязательно является сферической, а другая может быть сферической или плоской.

Любая прямая линия, проведенная через центр линзы, называется оптической осью линзы. Оптическая ось, проведенная через центры образующих линзу поверхностей, называется главной.

Линза называется тонкой, если её толщина значительно меньше радиусов кривизны образующих поверхностей. Линза является собирающей, если она преломляет проходящие через неё лучи в сторону оптической оси, и рассеивающей, если она отклоняет лучи от оптической оси.

### § 2. Формула тонкой линзы

Построим изображение точки  $A$ , лежащей на главной оптической оси на расстоянии  $a$  от линзы. Лучи, исходящие из точки  $A$  под углами  $\alpha$ , собираются линзой в точке  $A_1$ , лежащей на главной оптической оси на расстоянии  $b$  от линзы. Так как линза тонкая, то при определении величин  $a$  и  $b$  толщиной линзы пренебрегаем (рис. 11).

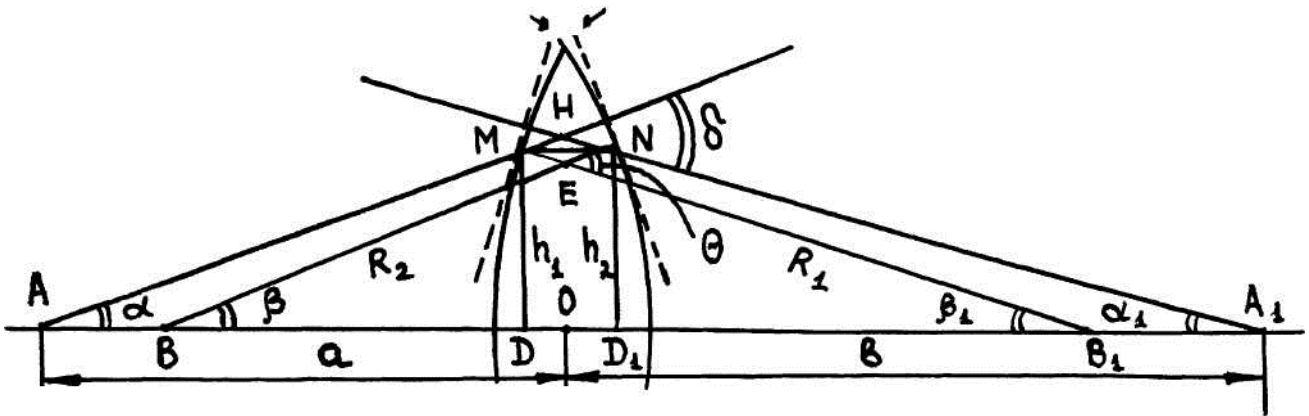


Рис. 11

Покажем, что все параксиальные лучи, т.е. лучи, которые составляют с оптической осью очень малые углы (не более  $7^\circ$ ), выходя из точки  $A$  под любым углом  $\alpha$ , пересекаются в одной точке  $A_1$ .

В точках падения луча света на линзу  $M$  и выхода из линзы  $N$  построим касательные плоскости и через эти точки проведем перпендикуляры к построенным плоскостям. Перпендикуляры будут являться радиусами  $R_1$  и  $R_2$  кривизны сферических поверхностей, ограничивающих линзу. Луч  $AMNA_1$  можно рассматривать как луч, преломленный в тонкой призме с преломляющим углом  $\theta$  между касательными плоскостями.

Так как угол  $\alpha$  очень мал, то тогда и углы  $\beta$ ,  $\beta_1$  и  $\alpha_1$  также малы и можно считать:

$$AD \approx a, A_1D_1 \approx b, \quad \alpha \approx \operatorname{tg}(h_1/AD) \approx h_1/AD \approx h_1/a, \\ \alpha_1 \approx \operatorname{tg}(h_2/A_1D_1) \approx h_2/b, \quad \beta \approx \sin\beta \approx h_2/R_2, \quad \beta_1 \approx \sin\beta_1 \approx h_1/R_1.$$

Из треугольников  $\triangle AHA_1$  и  $\triangle BEB_1$  следует, что

$$\delta = \alpha + \alpha_1 = h_1/a + h_2/b \quad \text{и} \\ \theta = \beta + \beta_1 = h_1/R_1 + h_2/R_2.$$

Для параксиальных углов при прохождении света через призму (см. гл.1, §4) имеем

$$\delta = \left(\frac{n_{\text{п}}}{n_{\text{с}}} - 1\right) \theta,$$

и тогда

$$h_1/a + h_2/b = \left(\frac{n_{\text{л}}}{n_{\text{с}}} - 1\right) (h_1/R_1 + h_2/R_2). \quad (3.1)$$

Так как мы рассматриваем тонкие линзы, то можно считать  $h_1=h_2$  и уравнение (3.1) запишем в виде:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \left(\frac{n_{\text{л}}}{n_{\text{с}}} - 1\right) (1/R_1 + 1/R_2). \quad (3.2)$$

Это соотношение называется формулой линзы и может применяться для линз любой формы с соблюдением правила знаков: радиусы кривизны выпуклых поверхностей берем со знаком "плюс", вогнутых - со знаком "минус".

Из формулы (3.2) видно, что расстояние  $a$  не зависит от местоположения точки входа луча в линзу. Поэтому все лучи, исходящие из точки  $A$  (предмет), собираются, после преломления различными частями линзы, в одной точке  $A_1$  (изображение).

### § 3. Параметры линзы и их применение

Если точка  $A$  находится бесконечно далеко от линзы ( $a=\infty$ ), т.е. все лучи параллельны главной оптической оси, то

$$\frac{1}{b} = \left(\frac{n_{\text{л}}}{n_{\text{с}}} - 1\right) (1/R_1 + 1/R_2). \quad (3.3)$$

Расстояние  $b$  в этом случае называется фокусным расстоянием и обозначается через  $F$  (рис. 12). Точки пересечения всех лучей, идущих параллельно главной оптической оси  $F$  и  $F_1$ , называются фокусами. Плоскости, проходящие через точки  $F$  и  $F_1$  перпендикулярно главной оптической оси, называются фокальными. Можно показать, что параллельные лучи, падающие на линзу под углом к главной оптической оси, сходятся в точке лежащей, в фокальной плоскости.

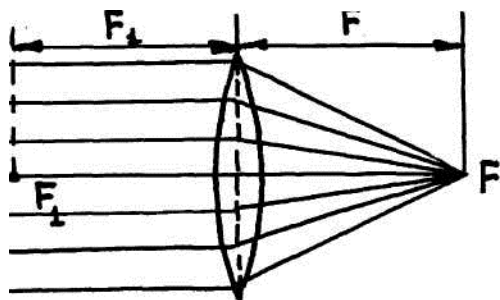


Рис.12

Подставив в формулу (3.2) фокусное расстояние  $F$ , получим формулу линзы в более простом виде:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{F}. \quad (3.4)$$

Величина  $D=1/F$  называется оптической силой и измеряется в диоптриях. Одна диоптрия равна оптической силе линзы с фокусным расстоянием 1 м. Если оптическая сила отрицательна ( $D<0$ ), т.е. фокусное расстояние меньше нуля ( $F<0$ ), то это означает, что фокус находится на той же стороне, откуда идет параллельный пучок лучей. В этом случае фокус является "мнимым", а линза будет рассеивающей.

Линзы с оптической силой положительной являются собирающими и дают действительные изображения, пока  $a>F$ ; при  $a<F$  расстояние  $b$  имеет знак "минус" и изображение получается "мнимым".

Заметим, что согласно формуле (3.2), оптическая сила линзы определяется не только её формой, но и соотношением между показателями преломления вещества линзы и окружающей среды. Например, двояковыпуклая линза в среде с большим показателем преломления ( $n_c>n_l$ ) имеет отрицательную оптическую силу, т.е. является рассеивающей линзой. Наоборот, двояковогнутая линза в такой же среде имеет положительную оптическую силу, т.е. является собирающей линзой.

Рассмотрим систему из двух линз (рис.13). Допустим, что точечный предмет находится в фокусе первой линзы. Луч, вышедший из первой линзы, будет параллельным оптической оси и, следовательно, пройдет через фокус второй линзы. Рассматривая эту систему как одну тонкую линзу можно написать  $1/a+1/b=1/F$ .

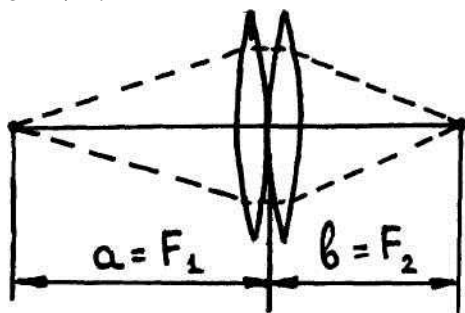


Рис. 13

Так как  $a=F_1$ ,  $b=F_2$ , то

$$1/F_{\text{сист}}=1/F_1+1/F_2. \quad (3.5)$$

Этот результат верен и для более сложной системы тонких линз (если только сама система может рассматриваться как тонкая). Оптическая сила системы тонких линз  $D_{\text{сист}}=1/F_{\text{сист}}$  равна сумме оптических сил  $D_i=1/F_i$  составных частей:

$$D_{\text{сист}}=D_1+D_2+D_3+\dots. \quad (3.6)$$

Для двух тонких линз, находящихся на расстоянии  $a$  друг от друга,

$$1/F_{\text{сист}}=1/F_1+1/F_2+a/F_1 \cdot F_2. \quad (3.7)$$

Увеличение, которое дает линза, зависит от расстояния предмета до линзы. Если предмет находится за фокусом (рис.14), то увеличение равно  $y=b/a$  или из формулы (3.4)

$$y = \frac{b}{a} = \frac{b}{F} - 1 = \frac{b-F}{F} = \frac{F}{a-F}. \quad (3.8)$$

Из формулы (3.8) видно, что увеличение линзы тем больше, чем ближе расположен предмет к фокусу линзы.

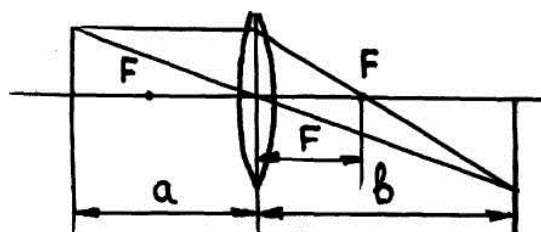


Рис. 14

Если предмет расположен между фокусом и линзой, то изображение будет мнимым и увеличенным в  $y=b/a$  (рис.15), или из формулы (3.4)

$$y = \frac{b}{a} = \frac{b}{F} + 1 = \frac{b+F}{F} = \frac{\Delta}{F} = \frac{F}{F-a}. \quad (3.9)$$

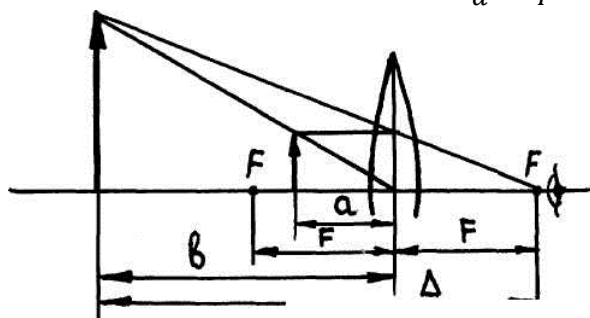


Рис.15

лупой.

Из формулы (3.9) следует, что чем ближе предмет к фокусу, тем большее будет увеличение. Так как изображение рассматривается глазом, то изображение должно находиться на расстоянии наилучшего зрения, равного для нормального глаза  $\Delta = 25$  см. Линза, используемая для получения увеличенного мнимого изображения, называется

Рассмотрим простейшую оптическую систему, состоящую из двух линз, - микроскоп. Первая по ходу луча линза, которая называется объективом, дает увеличенное изображение и работает на принципе проекционного аппарата. Другая линза, которая называется окуляром, располагается относительно изображения даваемого объективом так, чтобы она могла работать как лупа, создавая дополнительное увеличение (рис. 16).

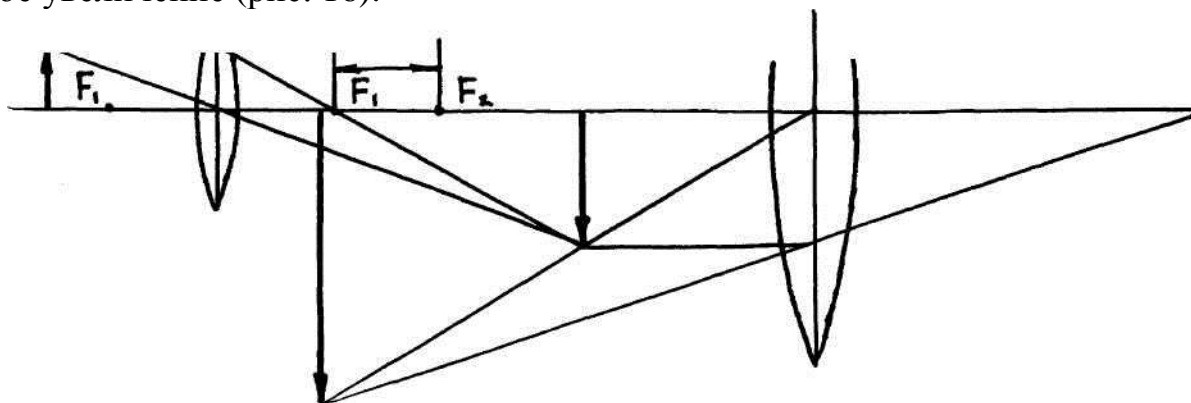


Рис.16

Для получения в микроскопе наибольшего увеличения предмет помещается вблизи "наружного" фокуса объектива, а изображение, даваемое объективом, располагается вблизи "внутреннего" фокуса окуляра. Общее увеличение микроскопа равно произведению увеличений  $y$  объектива и окуляра, которые находим по формулам (3.8) и (3.9):

$$y = y_{об} \cdot y_{ок} = \frac{b_{об}-F_1}{F_1} \cdot \frac{b_{ок}+F_2}{F_2}.$$

Так как изображение от объектива помещается вблизи фокуса окуляра, то разность  $b_{об}-F_1$  равна расстоянию между внутренними фокусами объектива и окуляра  $l$ , а сумма  $b_{ок}-F_2$  равна расстоянию наилучшего зрения  $\Delta$ . Тогда

$$y = \frac{l \cdot \Delta}{F_1 \cdot F_2}. \quad (3.10)$$

Из полученной формулы видно, что для получения больших увеличений нужно уменьшать фокусные расстояния объектива и окуляра. Казалось бы, что, уменьшая фокусные расстояния и увеличивая  $l$ , можно достичь сколь угодно больших значений  $y$ . Однако предел увеличения микроскопа связан с волновой природой света. Дифракция света и дефекты линз сильно уменьшают разрешающую способность микроскопа.

#### § 4. Погрешности оптических систем

При выводе формулы линзы предполагалось, что лучи, дающие изображение, составляют с оптической осью небольшие углы. Такое ограничение приводит к сильному сокращению размеров изображаемых оптической системой предметов. Кроме того, узость световых пучков обуславливает малую освещенность изображения. По этим причинам на практике приходится использовать широкие световые пучки, образующие с оптической осью большие углы. В результате отказа от параксиальности лучей возникают различные искажения изображения. Таким образом, реальные оптические системы обладают aberrациями, или погрешностями. Рассмотрим кратко основные aberrации оптических систем.

**Сферическая aberrация.** Край линзы сильнее отклоняют лучи, и они собираются в точках, которые лежат ближе, чем изображение, даваемое средней частью линзы (рис.17).

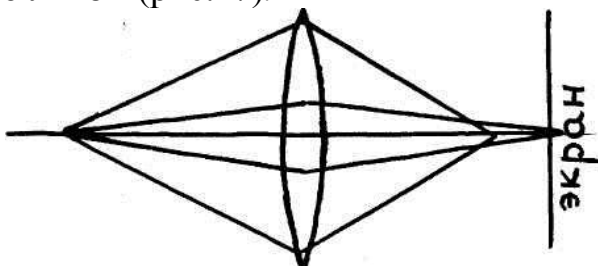


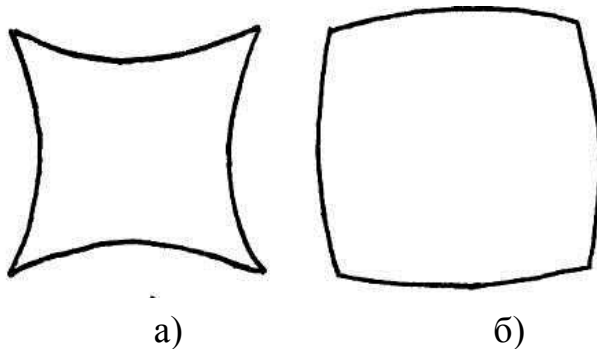
Рис. 17

В результате изображение светящейся точки на экране получается в виде расплывчатого пятна. Этот вид погрешности оптических систем называется сферической aberrацией. Комбинируя положительные (собирательные) и отрицательные (рассеивающие) линзы, имеющие различные показатели преломления, удается почти полностью устранить сферическую aberrацию.

**Кома.** У линз, исправленных на сферическую aberrацию для широких пучков, исходящих от точечных объектов, лежащих на оптической оси системы, может сохраняться сферическая aberrация для косых пучков, исходящих от объекта, лежащего в стороне от оси. В этом случае изображение светящейся точки на экране имеет вид вытянутого несимметричного пятна. Такая aberrация называется комой. Соответствующей комбинацией положительных и отрицательных линз можно устранить и эту aberrацию.

**Хроматическая aberrация.** Показатель преломления зависит от длины волны - явление дисперсии. Дисперсия приводит к тому, что даже параксиальные лучи разного цвета собираются линзой в различных точках и изображение оказывается окрашенным. Разные сорта стекол обладают неодинаковой дисперсией. Поэтому, комбинируя положительные и отрицательные линзы, изготовленные из разных стекол, удастся осуществить ахроматическую, исправленную на хроматическую aberrацию, оптическую систему.

**Дисторсия.** Дисторсией называется искажение изображения, вызванное неодинаковостью поперечного увеличения в пределах поля зрения. На рис.18 приведено изображение квадрата, искаженное вследствие дисторсии. Если линейное увеличение растет с расстоянием от оси системы, имеет место подушкообразная дисторсия (рис.18,а).



При уменьшении увеличения по мере удаления от оси системы наблюдается бочкообразная дисторсия (рис.18,б).

Для одновременного устранения всех aberrаций требуется создать весьма сложные оптические системы.

Рис. 18

Обычно идут по другому пути: устраняют полностью лишь те недостатки, которые особенно вредны для тех целей, для которых предназначается оптическая система, и мирятся с неполным устранением остальных недостатков.

**§5. Разрешающая способность оптических систем**

Разрешающая способность характеризуется тем наименьшим расстоянием между отдельными точками предмета, при котором они еще видны на экране раздельно. Чем меньше это расстояние, тем больше разрешающая способность оптических систем. В оптических приборах на разрешающую способность оказывают влияние, прежде всего, сферическая и хроматическая aberrации. От этих погрешностей линз можно избавиться, но нельзя уничтожить дифракцию, обусловленную волновыми свойствами света.

Рассмотрим, каким образом дифракция ограничивает разрешающую способность микроскопа. Схематически объектив можно изобразить в виде линзы и диафрагмы с круглым отверстием (рис.19). В реальном объективе роль диафрагмы играет оправа.

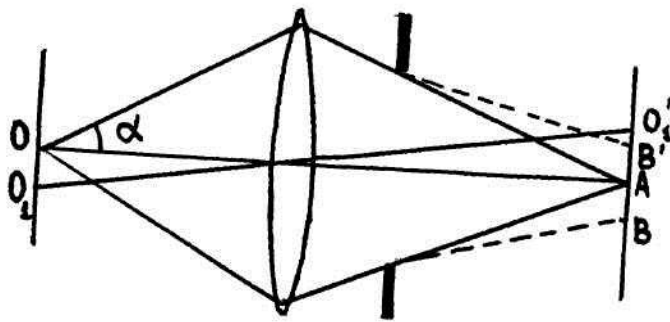


Рис.19

Пусть перед линзой помещается точка  $O$ , объектив дает действительное изображение  $A$ . Световые волны, огибая края диафрагмы, выйдут за пределы сходящегося конуса.

Это вызовет размытие изображения  $BB'$ , которое не зависит от качества применяемого объектива.

Если рядом с точкой  $O$  поместим точку  $O_1$ , то обе точки будут различимы, если расстояние между их изображениями (пятнами) будет таково, что граница одного пятна проходит через середину другого пятна. В детальной теории микроскопа показывается, что разрешение деталей рассматриваемого изображения зависит от длины волны лучей  $\lambda$ , от апертурного угла  $\alpha$ , образованного крайним лучом с оптической осью, и от показателя преломления среды между предметом и объективом  $n$ . В микроскоп можно различить лишь такие детали предмета, размеры которых удовлетворяют условию

$$l \geq 0,61 \cdot \frac{\lambda_0}{n \cdot \sin \alpha}. \quad (3.11)$$

Произведение  $n \cdot \sin \alpha$  имеет величину, близкую к единице. Для видимого излучения света  $\lambda_0 = 0,5 \cdot 10^{-6}$  м, поэтому в микроскопе могут рассматриваться детали предмета размером порядка  $2,5 \cdot 10^{-6}$  м. Если промежуток между предметом и линзой заполнить кедровым маслом ( $n = 1,5$ ), то разрешающая способность увеличится, но при любых условиях знаменатель можно увеличить только в 2 раза. Поэтому повышение разрешающей способности должно идти по линии уменьшения длины волны.

Применение ультрафиолетовых лучей с  $\lambda = 0,28$  мкм позволяет получить разрешение порядка 0,1 мкм. При этом необходимо переходить от непосредственного наблюдения к фотографированию. Если переходить к более коротковолновому излучению, то все известные вещества будут непрозрачны для такого излучения. Только очень короткие волны рентгеновского излучения начинают проходить через вещество. Однако рентгеновские лучи почти не преломляются, поэтому не представляется возможным построить удовлетворительную оптическую систему. Но увеличенное изображение можно получить с помощью частиц, например, электронов, которые, согласно гипотезе де Бройля, обладают волновыми свойствами и имеют длину волны порядка  $10^{-10}$  м.

## § 6. Принцип действия электронной линзы

В вакууме в отсутствие электрических и магнитных полей потоки электронов перемещаются, подобно световым лучам, прямолинейно. Управление движением электронов легко производить электрическими или магнитными полями, причем можно создавать системы, подобные оптическим.

Оказалось, что между движением электронных пучков в этих полях и распространением световых пучков существует аналогия. Область физики, изучающая движение электронов в электрических и магнитных полях, получила название *электронная оптика*.

Рассмотрим принцип действия электронной линзы. Из точки  $A$  выходит расходящийся пучок электронов со скоростью  $U$  (рис.20), пусть  $AOA_1$  является осью этого электронного пучка. Предполагаем, что лучи выходят под малым углом  $\alpha$ , что соответствует реальным условиям создания электронного пучка, и тогда составляющая скорости в направлении оси  $AOA_1$ , т.е. в направлении оси  $X$  равна:  $U_x = U \cos \alpha \approx U$ , а радиальная составляющая скорости  $U_r$  равна:  $U_r = U \sin \alpha \approx U \alpha$ .

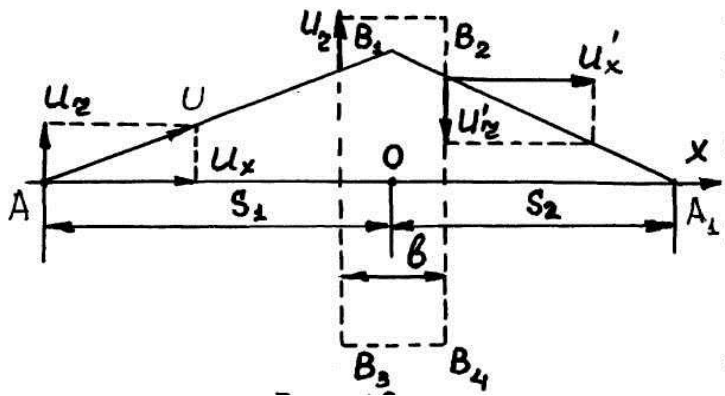


Рис.20

Допустим, что на электроны, попадающие в силовое поле  $B_1B_2B_3B_4$  (электрическое или магнитное), действует сила в радиальном направлении, которая пропорциональна расстоянию  $r$  от оси  $X$ . Если сила, действующая на электрон, направлена к оси  $X$ , то линза будет собирающей, Если от оси  $X$  - рассеивающая.

Пройдя через область  $B_1B_2B_3B_4$  на расстоянии  $r$  от оси  $X$ , электрон получает в радиальном направлении количество движения

$$mv_r = F_r \Delta t = ar \frac{b}{U_x} = aS_1 \alpha \frac{b}{U_x}, \quad (3.12)$$

где  $F_r = ar$  - сила, действующая на электрон, т.е. сила пропорциональна расстоянию от оси  $X$ ,  $a$  - коэффициент пропорциональности,  $b$ - ширина области действия силового поля,  $S_1$ - расстояние от предмета до центра электронной линзы,  $S_2$  - расстояние от центра линзы до изображения. Следует заметить, что силовое поле очень узкое.

До попадания электрона в линзу его количество движения в радиальном направлении было равно  $mU_r = mU\alpha$ . Будем рассматривать собирающую линзу, поэтому количество движения, получаемое электроном со стороны силового поля в радиальном направлении, должно быть направлено к оси  $X$  и численно превышать  $mU_r$ . Таким образом, количество движения электрона в радиальном направлении на выходе из линзы будет равно:

$$mU'_r = aS_1 \alpha \frac{b}{U_x} - mU\alpha. \quad (3.13)$$



Так как  $U_x \approx U$ , то

$$U'_r = \left( \frac{aS_1b}{mU_x} - U_x \right) \alpha. \quad (3.14)$$

В направлении оси X составляющая  $U_x$  не меняется, так как в этом направлении сила не действует. Электрон после прохождения линзы станет двигаться к оси X и пересечет ее в точке  $A_1$ , расстояние до которой от центра линзы определится из условия

$$\frac{r}{S_2} = \frac{U'_r}{U_x}. \quad (3.15)$$

Подставляя в (3.15) значение  $U'_r$  из уравнения (3.14), получим

$$S_2 = \frac{U_x r}{U'_r} = \frac{U_x \cdot S_1 \cdot \alpha}{\left( \frac{aS_1b}{mU_x} - U_x \right) \alpha} = \frac{S_1}{\frac{aS_1b}{mU_x^2} - 1}. \quad (3.16)$$

Из формулы (3.16) видно, что  $S_2$  не зависит от угла  $\alpha$ . Это означает, что все лучи, вышедшие из точки A, соберутся в одной точке  $A_1$ . Соотношение (3.16) может быть преобразовано и запишется в виде:

$$\frac{1}{S_1} + \frac{1}{S_2} = \frac{ab}{mU_x^2}, \quad (3.17)$$

или по аналогии с формулой линзы в оптике:

$$\frac{1}{S_1} + \frac{1}{S_2} = \frac{1}{F}. \quad (3.18)$$

Величина  $F = \frac{mU_x^2}{ab}$  является главным фокусным расстоянием электронной линзы. В качестве электронных линз можно использовать любое электрическое поле с вогнутым или выпуклым положением эквипотенциальных поверхностей (рис. 21,а). Магнитная сферическая линза представляет собой короткую катушку В, заключенную в кожух А с круглой прорезью С. Щеки D прорези выполняют роль магнитных полюсов (рис. 21,б).

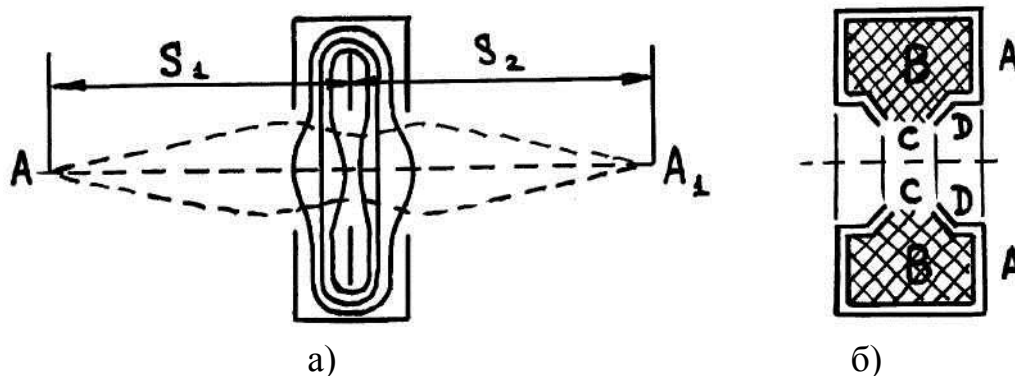


Рис.21

Замечательным свойством электронных линз является возможность легко изменять оптическую силу  $D=1/F$ . Для этого достаточно изменить величину  $a$ , которая определяется разностью потенциалов на электродах. В магнитных линзах оптическую силу изменяют, меняя ток в катушках.

## Глава 4

### Интерференция световых колебаний

Интерференцией волн называется явление усиления колебаний в одних точках пространства и ослабления в других точках в результате наложения двух или нескольких волн, приходящих в эти точки.

Поскольку свет представляет собой электромагнитные волны, должна наблюдаться интерференция света. Однако в результате того, что отдельные световые импульсы, посылаемые возбужденными атомами источника света, не согласованы между собой по фазе, могут отличаться по частоте и картина взаимного усиления в какой-либо точке уже через миллиардные доли секунды сменяется картиной взаимного ослабления и наоборот. Быстрая смена таких мгновенных картин глазом не воспринимается и создается ощущение равного потока света.

Для наблюдения устойчивой во времени интерференционной картины необходимы условия, при которых частоты и разность фаз интерферирующих лучей не менялись бы в течение всего времени наблюдения.

#### § 1. Световые электромагнитные волны. Когерентность

Для описания световой волны воспользуемся уравнением гармонических колебаний  $X = A \sin(\omega t + \varphi)$ , где под  $X$  понимаем напряженность электрического  $\vec{E}$  или магнитного  $\vec{H}$  полей волны, векторы  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  колеблются во взаимно перпендикулярных плоскостях (гл. 1, § 2). Волны с одинаковой частотой, колебания в которых отличаются постоянной разностью фаз, не изменяющейся со временем, называются *когерентными*.

Пусть две когерентные монохроматические волны  $E_1 = A_1 \sin(\omega t + \varphi_1)$  и  $E_2 = A_2 \sin(\omega t + \varphi_2)$  накладываются друг на друга, поэтому амплитуда результирующего колебания  $A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$  (см. ч.1, (5.17)). Так как волны когерентны, то  $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$  имеет постоянное во времени (но свое для каждой точки пространства) значение, поэтому интенсивность результирующей волны ( $I \sim nA^2$ ):

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (4.1)$$

В точках пространства, где  $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) > 0$ ,  $I > I_1 + I_2$ , где  $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) < 0$ ,  $I < I_1 + I_2$ . Следовательно, при наложении двух (или нескольких) когерентных световых волн происходит пространственное перераспределение светового потока, в результате в одних точках возникают усиления, а в других – ослабления интенсивности света. Это явление и есть *интерференция света*.

Для получения интерференции света необходимо получить когерентные световые пучки, для чего применяются различные приемы. До появления лазеров во всех приборах для наблюдения интерференции света когерентные пучки получали разделением и последующим сведением световых лучей, исходящих из одного и того же источника. Рассмотрим методы получения когерентных лучей, которые были предложены в начале 19 столетия английским физиком Т.Юнгом (1773-1829) и французским физиком О.Френелем (1788-1827).

а) **Щели Юнга.** Свет проходит через узкую щель  $S$ , затем попадает в две равноудаленные щели  $S_1$  и  $S_2$ , являющиеся как бы двумя когерентными источниками. Интерференционная картина наблюдается на экране  $\mathcal{E}$ , который расположен на некотором расстоянии параллельно  $S_1S_2$ . Расстояние между когерентными источниками  $S_1$  и  $S_2$  составляет  $1 \div 3$  мм (рис. 22, а).

б) **Зеркала Френеля.** На два плоских зеркала, расположенных под углом, близким к  $180^\circ$  друг к другу, падает свет от источника  $S$ , который защищен от прямого попадания света на экран кожухом  $K$ . По законам отражения лучи, отраженные от зеркал, как бы исходят из мнимых источников  $S_1$  и  $S_2$ , которые расположены симметрично к исходному источнику  $S$ . Мнимые источники  $S_1$  и  $S_2$  взаимно когерентны, и исходящие из них пучки лучей пересекаются и интерферируют в заштрихованной области (рис. 22,б). Так как угол между зеркалами близок к  $180^\circ$ , то расстояние между  $S_1$  и  $S_2$  также составляет  $1 \div 3$  мм.

в) **Бипризма Френеля.** Аналогичная интерференционная картина получается и в бипризме Френеля (рис. 22,в), если угол  $\alpha \approx 1^\circ$ . В этом случае мнимые источники  $S_1$  и  $S_2$  возникают в результате преломления в бипризме с малым углом при вершине.

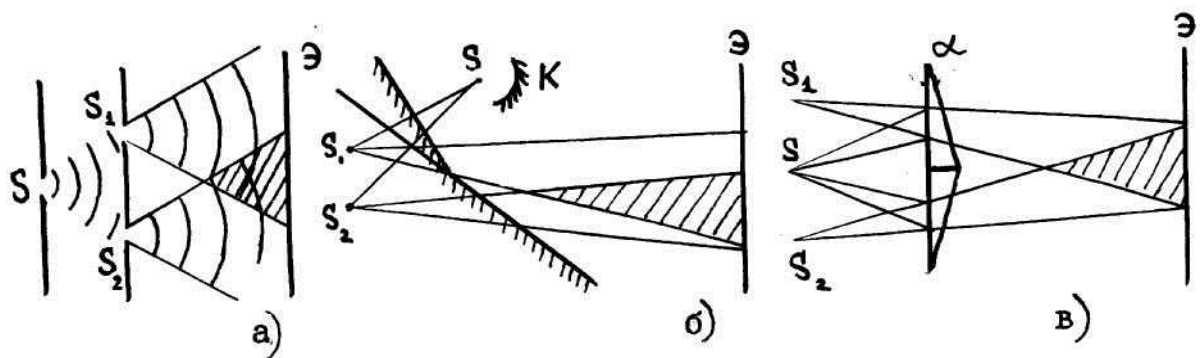


Рис.22

Итак, когерентные световые волны можно получить, разделив световую волну, излучаемую одним источником, на две части. Если заставить эти две волны пройти разные оптические пути, а потом наложить друг на друга, наблюдается интерференция. Рассмотрим, при каком условии будет наблюдаться при наложении колебаний максимум интенсивности, а при каком – минимум.

## § 2. Условия максимума и минимума при интерференции

Пусть разделение на две когерентные волны происходит в точке  $O$ , лежащей на границе раздела двух сред с показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$ . До точки  $P$  первая волна проходит в среде с показателем преломления  $n_1$  путь  $x_1$  (рис.23), вторая волна проходит в среде с показателем преломления  $n_2$  путь  $x_2$ .

Если в точке  $O$  фаза колебания равна  $\omega t$ , то первая волна возбудит в точке  $P$  колебание  $E_1 = A_0 \sin \omega(t - x_1/c_1)$ , а вторая волна – колебание  $E_2 =$

$A_0 \sin \omega(t - x_2/c_2)$ , где  $c_1 = c_0/n_1$  и  $c_2 = c_0/n_2$  фазовая скорость первой и второй волны. Следовательно, разность должна возникать при наложении колебаний

$$E_1 + E_2 = 2A_0 \cos \frac{\omega}{2} \left( \frac{x_2}{c_2} - \frac{x_1}{c_1} \right) \sin \omega \left( 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{x_2}{c_2} - \frac{x_1}{c_1} \right) \right).$$

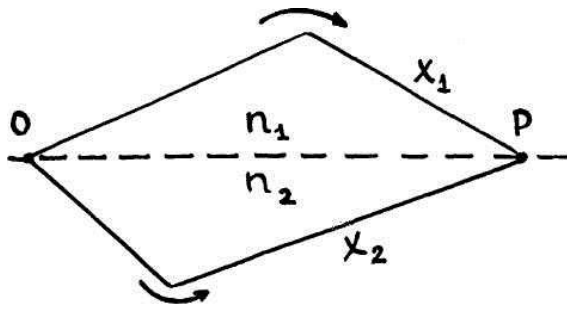


Рис. 23

В точках, где аргумент косинуса равен нечетному числу  $\pi/2$ ,  $\cos \frac{\omega}{2} \left( \frac{x_2}{c_2} - \frac{x_1}{c_1} \right)$  в любой момент времени, колебания гасятся. Подставляя  $\omega = \frac{2\pi c_0}{\lambda_0}$ , получим

$$\frac{2\pi c_0}{2\lambda_0} \cdot \left( \frac{x_2}{c_2} - \frac{x_1}{c_1} \right) = (2k + 1) \frac{\pi}{2}; \quad x_2 n_2 - x_1 n_1 = (2k + 1) \frac{\lambda_0}{2}, \quad (4.2)$$

где  $k=0, \pm 1, \pm 2 \dots$  - целое число.

В однородной среде произведение геометрической длины пути на показатель преломления

$$L = n \cdot x \quad (4.3)$$

называется оптической длиной пути.

Разность оптических длин проходимых волнами путей в первой и во второй средах называется оптической разностью хода:

$$\Delta = n_2 x_2 - n_1 x_1 = L_2 - L_1. \quad (4.4)$$

Из формулы (4.2) видно, что если оптическая разность хода равна нечетному числу полудлин волн в вакууме:

$$\Delta = (2k + 1) \frac{\lambda_0}{2}, \quad (4.5)$$

то при интерференции световых волн наблюдается минимум. Условие (4.5) есть условие интерференционного минимума.

Максимальные колебания волн будут в тех точках, где  $\cos \frac{\omega}{2} \left( \frac{x_2}{c_2} - \frac{x_1}{c_1} \right) = 1$ , и тогда

$$x_2 n_2 - x_1 n_1 = 2k \frac{\lambda_0}{2}. \quad (4.6)$$

Рассуждая аналогично тому, как это было сделано выше, получим, что если оптическая разность хода  $\Delta$  равна четному числу полудлин волн в вакууме:

$$\Delta = 2k \frac{\lambda_0}{2}, \quad (4.7)$$

то при интерференции световых волн будет наблюдаться максимум. Условие (4.7) есть условие интерференционного максимума.

Зная условия максимума и минимума при интерференции, можно провести расчет интерференционной картины от двух источников в виде узких, параллельных и близко расположенных щелей. Схема расчета приведена на рис. 24. Две щели  $S_1$  и  $S_2$  расположены на расстоянии  $d$  друг от друга. Экран параллелен обоим щелям. Рассчитаем разность хода лучей для произвольной точки  $M$ , находя-

шейся на расстоянии  $X$  от точки  $O$ , равноудаленной от  $S_1$  и  $S_2$ . Экран расположен на расстоянии  $L$  от щелей, много большем их взаимного расстояния  $d$ .

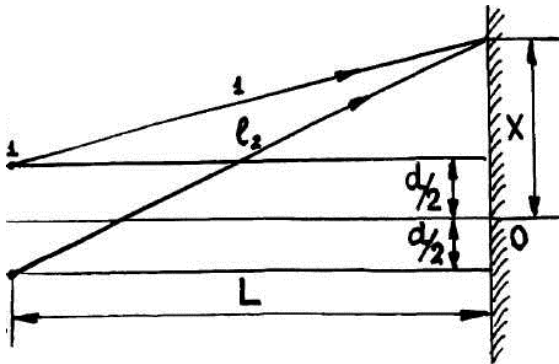


Рис. 24

Из рис. 24 имеем:

$$l_2^2 = L^2 + (x + d/2)^2,$$

$$l_1^2 = L^2 + (x - d/2)^2,$$

вычитая почленно, получим:

$$(l_2 - l_1)(l_2 + l_1) = 2xd.$$

Из условия  $L \gg d$ , следует, что  $(l_2 + l_1) \approx 2l$ . Тогда искомая разность хода  $(l_2 - l_1) = \Delta$  будет найдена как

$$\Delta \approx \frac{2xd}{2L} = x \frac{d}{L}. \quad (4.8)$$

Из (4.8) и (4.7) находим положения последовательных максимумов:

$$x_R = k\lambda \frac{L}{d}, \quad (4.9)$$

а из (4.8) и (4.5) - положения последовательных минимумов:

$$x_R = (2k + 1) \frac{\lambda L}{2d}. \quad (4.10)$$

Расстояния между соседними максимумами или минимумами

$$\Delta x = x_{k+1} - x_k = (k + 1)\lambda \frac{L}{d} - k \frac{\lambda L}{d} = \lambda \frac{L}{d} \quad (4.11)$$

остаются неизменными вдоль экрана. Поскольку  $L \gg d$ , то  $\Delta \gg \lambda$ . Так, например, при  $L/d=10000$  и  $\lambda = 0,5\text{мкм}$  расстояние между максимумами на экране достигает  $\Delta X = 5\text{мм}$  и хорошо различимо. Зная  $L/d$  и измеряя  $\Delta X$ , можно отсюда найти длину волны света.

### § 3. Световая волна на границе раздела сред

Рассмотрим поведение световой волны на границе раздела двух однородных и изотропных прозрачных сред. Пусть световая волна распространяется первоначально в среде 1 с показателем преломления  $n_1$ . Для простоты будем считать, что граница раздела плоская и направление распространения волны перпендикулярно к этой плоскости. Достигнув поверхности раздела, волна частично пройдет в среду 2 с показателем преломления  $n_2$ , частично отразится, в результате чего возникнет волна, распространяющаяся навстречу первоначальной (падающей) волне. Обозначим световой вектор падающей волны символом  $\vec{E}_1$ , световой вектор прошедшей волны – символом  $\vec{E}_2$ , и световой вектор отраженной волны – символом  $\vec{E}'_1$ . Все векторы берутся в непосредственной близости к границе раз-

дела сред. Вследствие однородности и изотропности сред все три вектора лежат в одной плоскости (перпендикулярной к поверхности раздела сред). В первой среде имеет место суперпозиция падающей и отраженной волн. Результирующее электрическое поле характеризуется вектором  $\vec{E}_1 + \vec{E}'_1$ . Во второй среде поле характеризуется вектором  $E_2$ .

Примем направление вектора  $\vec{E}_1$  за ось X и спроектируем все световые вектора на эту ось. Тогда можем записать

$$E_{1x} + E'_{1x} = E_{2x}. \quad (4.11)$$

При указанном выборе оси X проекция  $E_{1x}$  положительна и равна модулю вектора  $\vec{E}_1$ . Знаки двух других проекций нам надлежит установить. Если знак проекции окажется положительным, это будет означать, что соответствующий вектор  $\vec{E}$  направлен в ту же сторону, что и  $\vec{E}_1$ , и следовательно, колебания в падающей волне и в волне, характеризуемой данным  $\vec{E}$ , происходят на границе раздела в одинаковой фазе. Если же знак проекции окажется отрицательным, это будет означать, что векторы  $\vec{E}$  и  $\vec{E}_1$  направлены в противоположные стороны, так что колебания в соответствующих волнах происходят на границе раздела в противофазе.

Плотность потока энергии, переносимой волной, пропорциональна, как показано выше, произведению  $nE^2$ . Следовательно, из закона сохранения энергии вытекает уравнение:

$$n_1 E_{1x}^2 = n_1 E_{1x}'^2 + n_2 E_{2x}^2. \quad (4.12)$$

Исключив  $E_{1x}'$  из уравнений (4.11) и (4.12), получим

$$E_{2x} = \frac{2E_{1x}}{1+(n_2/n_1)}. \quad (4.13)$$

Так как правая часть этого выражения положительна, то должна быть положительна и левая часть. Значит, векторы  $\vec{E}_1$  и  $\vec{E}_2$  всегда имеют одинаковое направление, т.е. колебания в падающей и прошедшей волнах на границе раздела происходят в одинаковой фазе - фаза при прохождении волны через границу раздела двух сред не претерпевает скачка.

Исключив из уравнений (4.11) и (4.12)  $E_{2x}$ , получим для  $E_{1x}'$  следующее значение:

$$E_{1x}' = \frac{1-(n_2/n_1)}{1+(n_2/n_1)} E_{1x}. \quad (4.14)$$

Из этой формулы вытекает, что при  $n_2 < n_1$  знак  $E_{1x}'$  совпадает со знаком  $E_{1x}$ . Это означает, что колебания в падающей и отраженной волнах происходят на границе раздела в одинаковой фазе. Если же  $n_2 > n_1$ , то знак  $E_{1x}'$  противоположен знаку  $E_{1x}$ , колебания в падающей и отраженной волнах происходят на границе раздела в противофазе, т.е. фаза меняется скачком на  $\pi$ . Полученный результат справедлив и при наклонном падении волны на границу раздела двух прозрачных сред.

Итак, при отражении от оптически более плотной среды (при  $n_1 < n_2$ ) фаза колебаний светового вектора претерпевает изменение на  $\pi$ . При отражении от оптически менее плотной среды (при  $n_1 > n_2$ ) такого изменения фазы не происходит.

Коэффициент отражения  $\rho$  световой волны при нормальном падении:

$$\rho = \frac{I_1'}{I_1} = \frac{n_1 E_1'^2}{n_1 E_1^2} = \frac{n_1 E_{1x}'^2}{n_1 E_{1x}^2} = \left( \frac{n_{21} - 1}{n_{21} + 1} \right)^2, \quad (4.15)$$

где  $I_1'$  - интенсивность отраженной волны,  $I_1$  - интенсивность падающей волны,  $n_{21} = n_2/n_1$  - показатель преломления второй среды по отношению к первой.

Для коэффициента проникновения волны  $\tau$  во вторую среду получается выражение:

$$\tau = \frac{I_2}{I_1} = \frac{n_2 E_2^2}{n_1 E_1^2} = \frac{n_2 E_{2x}^2}{n_1 E_{1x}^2} = n_{21} \left( \frac{2}{n_{21} + 1} \right)^2. \quad (4.16)$$

Отметим, что замена в формуле (4.14)  $n_{21}$  на обратную ему величину  $n_{12} = 1/n_{21}$  не изменяет значения  $\rho$ . Следовательно, коэффициент отражения поверхности раздела для обоих направлений распространения света имеет одинаковое значение.

Показатель преломления большинства веществ находится в пределах  $1,31 \div 1,63$  (см. табл.1, гл. 2). Подставив в формулу (4.15) значения относительного показателя преломления для границы раздела воздух-вещество, получим  $\rho = 0,02 \div 0,05$ . Таким образом, при падении, близком к нормальному, отражается  $(2 \div 5)\%$  упавшего на поверхность раздела светового потока.

#### § 4. Интерференция света при отражении от тонких пленок

Большой практический интерес представляет интерференция в тонких пластинках и пленках. Разберем подробно картину интерференции от тонкой плоскопараллельной пластинки толщиной  $d$ , изготовленной из прозрачного вещества с показателем преломления  $n_2$  (рис.25).

Пусть на эту пластинку из среды с показателем преломления  $n_1 < n_2$  падает параллельный пучок лучей под углом  $\alpha$ . Луч 1, падающий в точку А, частично отражается, а частично преломляется под углом  $\gamma$  и, пройдя через пластинку, отражается от второй поверхности в точке С, а частично преломляется в окружающую среду. На выходе из пластинки луч 1 встречается с лучом 2, отраженным от первой поверхности. Таким образом, к глазу наблюдателя пройдут два луча: луч 1, прошедший путь АСВ в веществе пластинки, и луч 2, прошедший путь ЕВ в окружающей среде и отраженный от верхней поверхности.

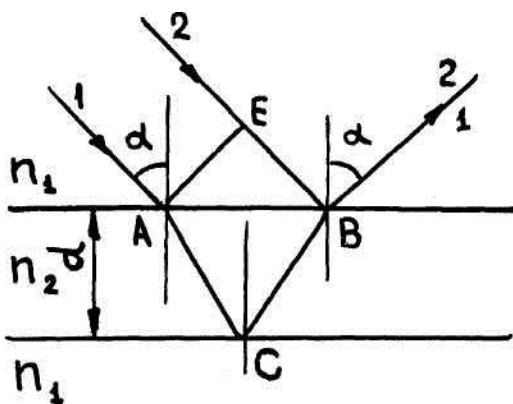


Рис. 25.

На плоском фронте волны АЕ оба луча имеют одинаковую фазу, затем проходят разные пути в разных средах, и кроме того следует еще учесть, что луч 2 при отражении от оптически более плотной среды ( $n_2 > n_1$ ) скачком меняет фазу на  $\pi$  (см. гл 4, §3). Сдвиг по фазе на  $\pi$  при отражении эквивалентен дополнительному пути света в первой среде, равному  $\lambda/2$ ; этот путь в оптике называется потерей полуволны при отражении от оптически более плотной среды.

Находим оптическую разность хода лучей 1 и 2:

$$\Delta = n_2(AC + CB) - (n_1 EB + \lambda/2).$$

Для плоскопараллельной пластинки  $AC=CB$  и, как видно из рис.25,  $AC = d/\cos\alpha$  и  $EB = AB\sin\alpha = 2dtg\gamma\sin\alpha$ . Поэтому оптическая разность хода равна, принимая во внимание, что  $\frac{\sin\alpha}{\sin\gamma} = n_2/n_1$ .

$$\left. \begin{aligned} \Delta &= \frac{2dn_2}{\cos\gamma} (1 - \sin^2\gamma) - \frac{\lambda}{2} = 2dn_2\cos\gamma - \frac{\lambda}{2} \\ &\text{или} \\ \Delta &= 2d\sqrt{n_2^2 - n_1^2\sin^2\alpha} - \frac{\lambda}{2} \end{aligned} \right\} \quad (4.17)$$

Если над и под пластинкой находится оптически более плотная среда, чем у пластинки, то потеря полуволны имеет место при отражении от второй поверхности и отсутствует при отражении от первой. Разность хода будет равна:

$$\Delta = 2d\sqrt{n_2^2 - n_1^2\sin^2\alpha} + \frac{\lambda}{2}. \quad (4.18)$$

Если над пластинкой находится менее плотная, чем у пластинки, а под пластинкой - оптически более плотная среда, то потеря полуволны имеет место при отражении от верхней и нижней поверхностей, и разность хода лучей равна:

$$\Delta = 2d\sqrt{n_2^2 - n_1^2\sin^2\alpha}. \quad (4.19)$$

Так как согласно (4.17, 4.18 или 4.19) величина  $\Delta$  зависит от  $d$ ,  $\alpha$ ,  $n_1$  и  $n_2$ , то возможны различные случаи.

а) **Полосы равной толщины.** Допустим, что толщина пластинки не постоянная, а показатели преломления и угол падения лучей везде одинаковы. Тогда во всех тех местах пластинки, где толщина  $d$ , а следовательно, и разность хода  $\Delta$  одинаковы, наблюдается один и тот же результат интерференции. Это означает, что вдоль какой - либо темной или светлой интерференционной полосы, образующейся на поверхности пластинки, толщина этой пластинки одна и та же.

Интерференционными полосами равной толщины являются, например, полосы, образующиеся на поверхности клина.

б) **Полосы равного наклона.** Допустим, на плоскопараллельную пластину ( $d=\text{const}$ ,  $n_1, n_2=\text{const}$ ) падают две световые волны под углами падения  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ . Тогда из каждой точки, взятой на поверхности пластинки, будут исходить две отраженные волны (рис 26): одна - от волны а, другая - от волны б. Разность хода интерферирующих лучей в точке  $C_1$  согласно формуле (4.17), для волны а равна  $\Delta_1$ , для волны б -  $\Delta_2$ ; допустим, что эти разности хода таковы, что в точке  $C_1$  две части волны а друг друга усиливают, а волны б друг друга ослабляют. Очевидно, ввиду постоянства толщины пластинки и углов падения  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  из каждой точки  $C_1, C_2, C_3 \dots$  поверхности пластинки исходят одни и те же излучения, поэтому никаких интерференционных полос на этой поверхности не образуется. Если же воспользоваться линзой, которая собирает все параллельные между собой лучи в одной точке, то можно на экране, расположенном в фокальной плоскости этой линзы, получить светлую точку от волны а - в одном месте и темную - от волны б - в другом месте экрана. Допустим, что на плоскопараллельную пластинку падают световые волны всевозможных направлений; тогда на экране получатся интерференционные полосы, каждая из которых соответствует определенному углу падения  $\alpha$ ; эти интерференционные полосы называются полосами равного наклона.



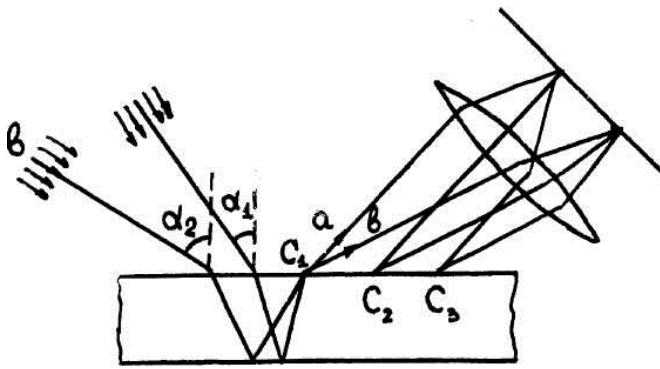


Рис. 26

каждая интерференционная полоса соответствует не только определенной толщине, но и определенной длине волны.

Из условия максимума или минимума следует, что при интерференции некогерентного излучения максимумы и минимумы для различных длин волн  $\lambda$  получаются в различных местах. Если, например, на клин падает сложный свет, состоящий из некоторого множества монохроматических волн, то на поверхности клина получится окрашенная интерференционная картина;

### § 5. Кольца Ньютона

Классическим примером наблюдения полос равной толщины являются кольца Ньютона. Схема наблюдения колец Ньютона показана на рис. 27.

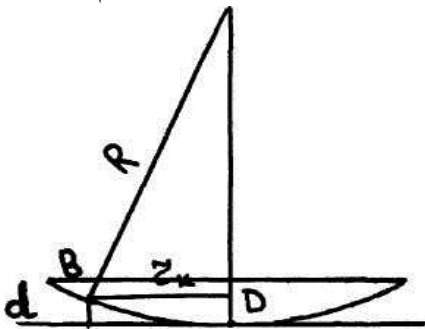


Рис.27

Между линзой с большим радиусом кривизны и стеклянной пластинкой образуется клин переменной толщины  $d$ , которая зависит от радиуса  $r_k$ . Из треугольника  $OBD$  получим:

$$r_k^2 = R^2 - (R - d)^2 = (2R - d)d \approx 2Rd$$

$$(R \gg d),$$

или

$$d = \frac{r_k^2}{2R}.$$

Пучок параллельных лучей падает вертикально на линзу. Луч доходит до точки  $B$ , частично отражается, а частично проходит в клин (практически вертикально из-за малой кривизны линзы). Отражаясь в точке  $C$  от пластинки, луч интерферирует с лучом, отраженным в точке  $B$ . Примем, что  $n_1 < n_2$ . Тогда оптическая разность хода обоих отраженных лучей будет равна:

$$\Delta = 2d\sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \alpha} + \frac{\lambda}{2}.$$

Так как лучи падают нормально, то

$$\Delta = 2dn_2 + \frac{\lambda}{2} = \frac{r_k^2}{R} n_2 + \frac{\lambda}{2}. \quad (4.20)$$

Подставляя в уравнение (4.20) условие минимума при интерференции, найдем радиусы темных колец

$$r_k = \sqrt{k\lambda R/n_2}.$$

Соответственно, для светлых колец:

$$r_k = \sqrt{\left(k - \frac{1}{2}\right)\lambda R/n_2}.$$

## § 6. Практическое применение интерференции

Явление интерференции света находит самые разнообразные применения.

а) **Измерение длин волн.** Интерференция обусловлена волновой природой света, и количественные закономерности зависят от длины волны  $\lambda$ . Поэтому по интерференционной картине можно определить длину волны падающих световых лучей. Это позволило дать легко воспроизводимое и достаточно точное определение единицы длины - метра, в зависимости от длины волны оранжевой линии криптона.

б) **Просветление оптики.** Прохождение света через преломляющую поверхность линзы сопровождается отражением 4-5% падающего света. В сложных объективах такие отражения совершаются многократно и суммарная потеря светового потока достигает заметной величины. Кроме того, отражения от поверхности линзы приводят к возникновению бликов. В просветленной оптике для устранения отражения света на каждую свободную поверхность линзы наносится тонкая пленка вещества, показатель преломления и толщина которой выбраны так, чтобы волны, отраженные от обеих поверхностей, гасили друг друга. Первый луч отражается от границы воздух-пленка, а второй - от границы пленка - линза.

Для получения одинаковых условий отражения необходимо, чтобы коэффициенты отражения от обеих границ раздела были равны. Коэффициенты отражения находим по формуле (4.15). Обозначим показатели преломления линзы через  $n_{\text{л}}$ , пленки через  $n_{\text{п}}$ , а показатель преломления воздуха примем равным единице. Тогда получим

$$\frac{(n_{\text{п}}-1)}{(n_{\text{п}}+1)} = \frac{(n_{\text{л}}/n_{\text{п}}-1)}{(n_{\text{л}}/n_{\text{п}}+1)}; n_{\text{п}}n_{\text{л}} - n_{\text{л}} + n_{\text{п}}^2 - n_{\text{п}} = n_{\text{п}}n_{\text{л}} - n_{\text{п}}^2 + n_{\text{л}} - n_{\text{п}},$$

откуда

$$n_{\text{п}} = \sqrt{n_{\text{л}}}. \quad (4.21)$$

Для взаимного гашения отраженных лучей должно выполняться условие минимума:  $(2k + 1)\lambda_0/2 = 2dn_{\text{п}}$ .

Следовательно, минимальная толщина пленки при  $k=0$  равна:

$$d = \lambda_0/4n_{\text{п}}. \quad (4.22)$$

Формула (4.22) показывает, что нельзя добиться одновременного гашения для всех длин волн видимого спектра. Поэтому расчет толщины пленки ведется для наиболее воспринимаемой человеческим глазом длины волны  $\lambda = 0,555$  мкм.

в) **Прецизионные измерения.** Для прецизионных измерений используются специальные приборы - интерферометры. Приведем схематическое описание некоторых основных типов интерферометров.

В интерферометре Майкельсона (рис. 28) луч 1 от источника света падает под углом  $45^\circ$  на плоскопараллельную стеклянную пластинку. Сторона пластинки, удаленная от источника света, посеребренная и полупрозрачная, разделяет луч на две части. Отраженный луч 2 идет к зеркалу 1, отражается от него, возвращаясь обратно, проходит вновь через пластинку и попадает в зрительную трубу Т. Луч 3 после отражения от зеркала II и от полупосеребренной поверхности также попадает в зрительную трубу и интерферирует с лучом 2.

В зависимости от разности хода обоих лучей зрительное поле трубы Т окажется светлым или темным. При перемещении зеркала II на расстояние, равное  $\lambda/4$ , разность хода обоих лучей увеличится или уменьшится на  $\lambda/2$  и произойдет смена освещенности зрительного поля. Более чувствительным является следующий метод. Неподвижное зеркало I чуть наклоняется. Лучи, падающие на различные точки зеркала I, проходят разные пути. Поэтому в окуляре будет наблюдаться уже не однородный фон, а система параллельных темных и светлых линий - "полосы равной толщины", отвечающие равноудаленным точкам зеркала. Смещение зеркала II вызовет перемещение этих полос, за которыми легко следить с большой точностью.

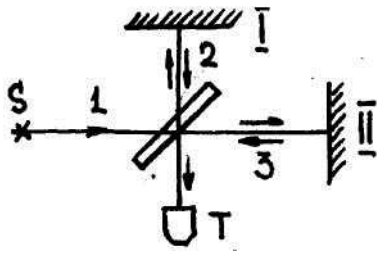


Рис. 28

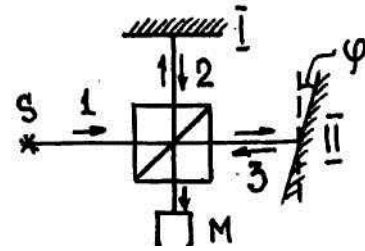


Рис.29

В интерферометре В.П. Линника (рис.29) происходит по существу такой же процесс расщепления световой волны источника на две когерентные волны. Роль одного из зеркал играет изучаемая поверхность, а полупосеребренной поверхностью является диагональная плоскость кубика, составленного из двух частей.

Зеркало II наклонено под небольшим углом  $\varphi$ , так что разность хода обоих лучей вдоль поля зрения микроскопа М линейно возрастает. Благодаря этому при идеально гладкой поверхности испытуемой детали в поле зрения микроскопа видны светлые и темные полосы равной толщины. Если на испытуемой поверхности есть неровности, то интерференционные полосы искривляются или между ними изменяется расстояние. Микроинтерференционные методы позволяют оценить чистоту обработки с точностью порядка 0,05 мкм.

## Глава 5. Дифракция световых волн

### § 1. Принцип Гюйгенса - Френеля

Известно, что если на пути световой волны поставить непрозрачную преграду или экран с отверстием, то за телами образуется область тени. Эту область можно построить, используя закон прямолинейного распространения света. Но более тщательные наблюдения показывают, что световая волна частично заходит в область геометрической тени. Это явление получило название дифракции света.

Принцип Гюйгенса позволяет решить задачу о распространении фронта волны в область тени, но не дает ответа на вопрос об интенсивности волн, пришедших в данную точку. Френель впервые обратил внимание на то, что, согласно принципу Гюйгенса, колебание в какой-либо точке среды является результатом наложения колебаний отдельных световых волн, пришедших в эту точку, от большого количества источников. Таким образом, в данной точке возникает некоторый интерференционный эффект.

Пусть от источника света  $S$  распространяется сферическая световая волна (рис.30) За время  $\Delta t$  волна распространяется на расстояние  $R=SO=c\Delta t$ . Фронт волны представляет собой сферу с радиусом  $R$ . Согласно принципу Гюйгенса, все точки сферической поверхности становятся источниками вторичных волн, которые через некоторое время достигнут точки  $A$ . Таким образом, в точке  $A$  будет наблюдаться интерференция когерентных вторичных световых волн. Для расчета интерференционной картины от этих волн Френель предложил оригинальный способ.

Поверхность фронта волны разбивается на зоны так, чтобы расстояние от границ соседних зон до рассматриваемой точки  $A$  отличались на  $\lambda/2$ . Для сферического фронта волны эти зоны будут представлять собой кольца, расстояния  $r$  от точки  $A$  до границ которых отличается на  $\lambda/2$  (рис. 30). Тогда колебания, приходящие в точку  $A$  от соответствующих частей соседних зон, будут иметь разность хода, т.е. придут в точку  $A$  в противоположных фазах. Это приведет к взаимному ослаблению действия соседних зон.

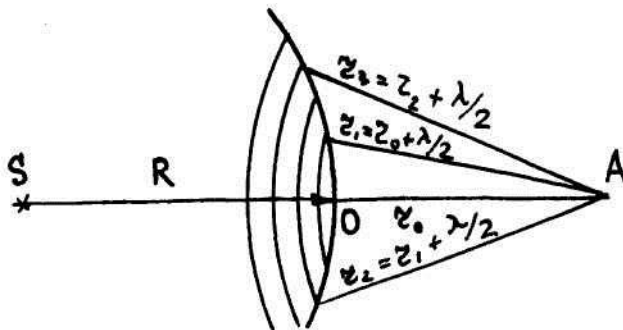


Рис. 30

Амплитуда колебаний, приходящих от отдельных зон, зависит от площади зоны, от расстояния  $r$  от зоны до точки  $A$  и от угла наклона между  $r$  и нормалью к поверхности зоны. Определим величину площади зон.

Обозначим через  $\rho_n$  радиус  $n$ -й зоны. Из рис. 31 имеем

$$\rho_n^2 = R^2 - (R - h)^2 = r_n^2 - (r_0 + h)^2,$$

откуда

$$h = \frac{r_n^2 - r_0^2}{2(R + r_0)}.$$

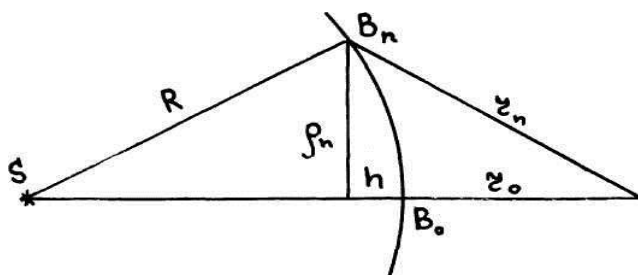


Рис. 31

Расстояние от  $n$ -й зоны  $r_n$  на  $n\lambda/2$  больше расстояния  $r_0$ :  $r_n = r_0 + n\lambda/2$  и  $r_n^2 - r_0^2 = n\lambda r_0 + n^2(\frac{\lambda}{2})^2$ .

Так как длина волны  $\lambda \ll r_0$ , получим

$$r_n^2 - r_0^2 = n\lambda r_0.$$

Тогда

$$h = n \frac{r_0}{R + r_0} \frac{\lambda}{2}.$$

Площадь поверхности сферического сегмента радиуса  $\rho_n$  равна

$$S_n = 2\pi R h.$$

Подставляя  $h$ , получим

$$S = n \frac{2\pi R r_0}{R + r_0} \frac{\lambda}{2}.$$

Теперь можно определить площадь зоны

$$\Delta S = S_n - S_{n-1} = n \frac{2\pi R r_0}{R + r_0} \frac{\lambda}{2} - (n - 1) \frac{2\pi R r_0}{R + r_0} \frac{\lambda}{2},$$

откуда

$$\Delta S = \frac{\pi R r_0}{R + r_0} \cdot \lambda.$$

Таким образом, площадь зоны не зависит от её номера, т.е. площади всех зон приближенно одинаковы. Следовательно, амплитуда колебаний зависит только от  $r_n$  и от угла наклона между нормалью к зоне и направлением на точку А. С увеличением номера зоны  $n$  расстояние  $r_n$  возрастает и возрастает угол наклона  $\alpha$ , поэтому амплитуда  $a_n$  колебаний, доходящих до точки А от отдельных зон, монотонно убывает с увеличением номера зоны:

$$a_1 > a_2 > a_3 > \dots > a_n > a_{n+1} > \dots$$

Итак, принцип Гюйгенса-Френеля может быть сформулирован следующим образом:

- Фронт волны разбивается на зоны Френеля.
- Соседние зоны взаимно ослабляют друг друга.
- Амплитуды колебаний с увеличением номера зоны монотонно убывают.

Амплитуда полного светового колебания, приходящего в точку А, равна:

$$A = a_1 - a_2 + a_3 - \dots \pm a_n \text{ или}$$

$$A = \frac{a_1}{2} + \left( \frac{a_1}{2} - a_2 + \frac{a_3}{2} \right) + \left( \frac{a_3}{2} - a_4 + \frac{a_5}{2} \right) + \dots$$

Так как амплитуды монотонно убывают, то приближенно можно считать, что

$$a_n = \frac{a_{n-1} + a_{n+1}}{2}$$

и выражения в круглых скобках будут равны нулю.

Тогда действие всей открытой волновой поверхности будет равно при нечетном  $n$ :

$$A = \frac{a_1}{2} + \frac{a_n}{2}, \quad (5.1)$$

а при четном  $n$ :

$$A = \frac{a_1}{2} + \frac{a_{n+1}}{2} - a_n. \quad (5.2)$$

Если  $n$  достаточно велико, то  $\frac{a_{n+1}}{2} - a_n \approx -\frac{a_n}{2}$  и

$$A = \frac{a_1}{2} \pm \frac{a_n}{2}. \quad (5.3)$$

При  $n \rightarrow \infty, a_n \rightarrow 0$  и  $A = \frac{a_1}{2}$ . То есть, если прикроем весь фронт волны, кроме половины центральной зоны, то интенсивность световых колебаний в точке  $A$  в этом случае будет такая же, как и при действии всего волнового фронта.

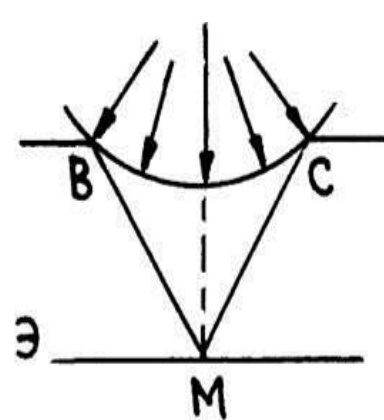
## § 2. Дифракция сферических волн

Применим способ Френеля для определения интенсивности световых колебаний при дифракции на круглом отверстии и на круглом непрозрачном диске.

Рассмотрим дифракцию на круглом отверстии  $BC$  (рис.32). Если в отверстие укладывается  $n$  зон Френеля, то, как было показано выше, амплитуда результирующих колебаний в точке  $M$  будет равна:

$$A = \begin{cases} \frac{a_1}{2} + \frac{a_n}{2} & (n - \text{нечетное}), \\ \frac{a_1}{2} + \frac{a_{n-1}}{2} - a_n & (n - \text{четное}). \end{cases}$$

Следует заметить, что при большом отверстии ( $a_n \ll a_1$ ) свет распространяется практически так же, как в отсутствие непрозрачного экрана с отверстием.



При малом отверстии, порядка нескольких длин волн, при нечетном числе зон Френеля в точке  $N$  будет наблюдаться интерференционный максимум, при четном - минимум. Это обусловлено тем, что соседние зоны гасят друг друга.

В том случае, когда в отверстие укладывается только одна зона Френеля, амплитуда в точке  $M$   $A=a_1$ , т.е. в два раза больше, чем в отсутствие непрозрачного экрана с отверстием. В этом случае интенсивность света увеличится в четыре раза, так как интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды (см.гл.3, §1).

Рис. 32

Амплитуда и, соответственно, интенсивность могут быть увеличены еще больше, если применить зонную пластинку. Зонная пластинка изготовлена из

прозрачного вещества. На её поверхность нанесено непрозрачное покрытие таким образом, что оно закрывает все четные зоны Френеля и оставляет открытыми все нечетные зоны или наоборот. Тогда

$$A = a_1 + a_3 + a_5 + \dots + a_n \text{ (n-нечетное)}$$

или

$$A = a_2 + a_4 + a_6 + \dots + a_n \text{ (n-четное)}.$$

Применим теперь метод зон Френеля для определения амплитуды колебаний в точке, находящейся за непрозрачным экраном (рис.33).

Предположим, что все зоны до n-й включительно закрыты, тогда

$$\begin{aligned} A &= a_{n+1} - a_{n+2} + a_{n+3} - a_{n+4} + \dots = \\ &= \frac{a_{n+1}}{2} + \left( \frac{a_{n+1}}{2} - a_{n+2} + \frac{a_{n+3}}{2} \right) + \dots = \frac{a_{n+1}}{2}. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Таким образом, в точке М всегда наблюдается интерференционный максимум, соответствующий половине действия первой, не закрытой круглым непрозрачным экраном, зоны Френеля. Если радиус диска во много раз больше радиуса закрытой им центральной зоны, то позади диска наблюдается обычная тень. Это обусловлено следующим.

Интенсивность колебаний пропорциональна квадрату амплитуды, т.е. будет

равна  $\alpha a_{n+1}^2$ , где  $\alpha$  - коэффициент пропорциональности.

Если бы экран отсутствовал, то интенсивность была равна  $\alpha a_1^2$ . Поскольку  $a_{n+1}^2 \ll a_0$ , то интенсивность света в точке

М при наличии экрана будет меньше в  $\left(\frac{a_{n+1}}{a_1}\right)^2$  раз. При больших n интенсивность делается столь малой, что практически равна нулю.

Рассмотренный выше материал показывает, что для определения амплитуды и интенсивности необходимо знать число зон, которое уложится на части волнового фронта, закрытой или не закрытой экраном.

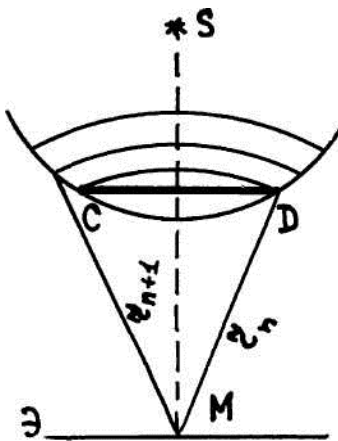


Рис.33

Из рис.31 имеем

$$\rho_n^2 = R^2 - (R - h)^2 = R^2 - R^2 + 2Rh - h^2 = 2Rh - h^2.$$

Полагая, что h много меньше R, получим

$$\rho_n^2 = 2Rh.$$

Зная, что  $h = n \frac{r_0}{R+r_0} \frac{\lambda}{2}$ , найдем

$$\rho_n^2 = n \frac{r_0 R}{R+r_0} \lambda,$$

откуда

$$\rho_n = \sqrt{n \frac{r_0 R}{R+r_0} \lambda}. \quad (5.5)$$

Очевидно,  $\rho_n$  одновременно есть радиус рассматриваемого отверстия в экране. Отсюда получаем, что отверстие радиуса  $\rho$  открывает часть волнового фронта, на котором умещается число зон

$$n = \frac{\rho^2}{\lambda} \cdot \frac{(R+r_0)}{r_0 R}. \quad (5.6)$$

Для плоского фронта волны, падающего на отверстие ( $R=\infty$ ), формула (5.6) принимает вид:

$$n = \frac{\rho^2}{\lambda r_0}. \quad (5.7)$$

### § 3. Дифракция от щели (дифракция Фраунгофера)

Рассмотрим пучок параллельных лучей света, проходящий через узкую щель. Распределение по различным направлениям интенсивности света за препятствием исследуется с помощью линзы и экрана, расположенного в фокальной плоскости линзы (рис.34).

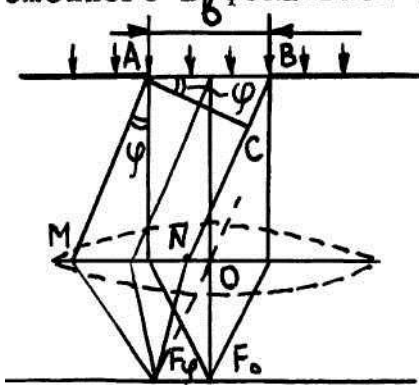


Рис. 34

Монохроматический пучок лучей света падает на узкую щель постоянной ширины  $AB = b$ . В соответствии с принципом Гюйгенса - Френеля точки щели являются вторичными источниками световых волн. Рассмотрим лучи, которые вследствие дифракции будут распространяться под углом  $\varphi$ .

Оптическая разность хода между крайними лучами  $AM$  и  $BN$ , идущими от щели в этом направлении, равна

$$\Delta = BC = b \cdot \sin\varphi.$$

Разобьем щель  $AB=b$  на полосы (зоны) Френеля так, чтобы разность хода от краев этих полос была равна  $\lambda/2$ . В направлении  $\varphi$  уместится  $\Delta: \lambda/2$  зон. Так как разность хода  $\Delta = b \cdot \sin\varphi$  зависит от угла  $\varphi$ , то и число зон будет зависеть от угла  $\varphi$ .

Для щели площади зон и углы между нормалью к зоне и данным направлением одинаковы и, следовательно, будут одинаковы и амплитуды. При интерференции света от каждой пары соседних зон амплитуда результирующих колебаний будет равна нулю. Тогда если в данном направлении в щели будет укладываться четное число зон Френеля:

$$b \cdot \sin\varphi = \pm 2n \frac{\lambda}{2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots), \quad (5.8)$$

то наблюдается дифракционный минимум.

Если число зон нечетное:

$$b \cdot \sin\varphi = \pm (2n + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (5.9)$$



то наблюдается дифракционный максимум, соответствующий действию одной зоны Френеля.

Величина  $n$  называется порядком дифракционного максимума. Знак "минус" соответствует лучам света, идущим от щели в направлении угла  $-\varphi$  симметричному  $+\varphi$ .

При  $n=0$  наблюдается максимум нулевого порядка.

#### § 4. Дифракционная решетка

Дифракционной решеткой называется совокупность нескольких щелей, разделенных непрозрачными промежутками. Общая ширина щели  $b$  и непрозрачного промежутка  $a$  называется постоянной или периодом решетки  $d=a+b$  (рис.35). На решетку нормально к поверхности падает монохроматический свет с длиной волны  $\lambda$ . Рассмотрим распространение света в направлении  $\varphi$ . Здесь прежде всего необходимо определить: проходит ли в данном направлении свет, т.е. наблюдается ли дифракционный максимум. Поскольку все щели одинаковы, то разность хода лучей, идущих от двух соседних щелей, будет одинакова и равна

$$\Delta = BC = d \sin \varphi.$$

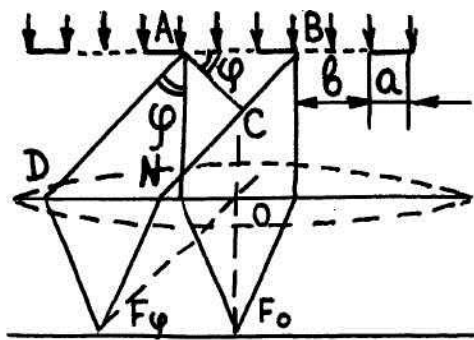


Рис. 35

Таким образом, если в данном направлении от щели наблюдается дифракционный максимум, то возможны два случая. Прошедшие лучи света усиливают или ослабляют друг друга при интерференции.

На практике рассматриваются только усиления колебаний. Если разность хода  $\Delta = d \sin \varphi$  равна четному числу полуволен, то за дифракционной решеткой в направлении угла  $\varphi$  будет наблюдаться максимум

$$d \sin \varphi = \pm 2k \lambda / 2, \tag{5.10}$$

где  $k$  - целое число, которое называется порядком максимума.

#### § 5. Дифракция рентгеновских лучей

В дифракционной решетке источники вторичных волн - щели - располагаются в одном направлении. Такую решетку называют одномерной. Если же источники вторичных волн располагаются в правильном порядке по всем трем направлениям, то такую решетку называют пространственной или объемной. Примером пространственной решетки может служить монокристалл.

Расстояния между атомами, которые образуют кристаллическую решетку, очень малы (порядка  $10^{-10}$  м). Поэтому при прохождении через монокристаллы

видимого света ( $\lambda \approx 10^{-6}$  м) дифракцию наблюдать нельзя. Но для более коротковолновых рентгеновских лучей монокристаллы являются идеальными естественными дифракционными решетками. Рассмотрим, каким образом можно наблюдать дифракцию рентгеновских лучей на кристаллических дифракционных решетках.

Предполагается, что дифракция рентгеновских лучей будет происходить при отражении от системы параллельных кристаллографических плоскостей (рис.36).

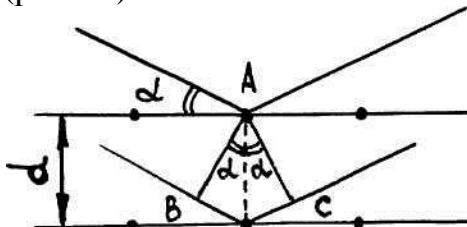


Рис. 36

Если пучок параллельных лучей падает под углом к атомной плоскости кристалла и лучи испытывают отражение от атомов, то между лучами, отраженными от соседних плоскостей, возникает разность хода  $\Delta = 2d \sin \alpha$ . В формулу разности хода входит расстояние между атомными слоями  $d$  и угол скольжения  $\alpha$ .

Максимум интенсивности дифрагирующих лучей соответствует таким углам  $\alpha$ , для которых разность хода равна целому числу длин волн:

$$2d \sin \alpha = k \lambda \quad (k = 1, 2, 3, \dots). \quad (5.11)$$

Эта формула была выведена в 1913 году русским физиком Г.В.Вульфом и англичанином У.Л.Брэггом и носит их имя.

Если падающий пучок является монохроматическим, то максимумы наблюдаются лишь при вполне определенных углах падения, определяемых формулой Вульфа - Брэгга. Определив на опыте угол  $\alpha$  и зная  $\lambda$ , можно вычислить расстояние между плоскими атомными слоями.

На основании формулы (5.11) можно осуществлять рентгеноструктурный анализ кристаллов, т.е. исследовать строение кристаллических решеток.

## Глава 6

### Получение и применение поляризованного света

Мы уже говорили, что луч света, у которого колебания электрического  $\vec{E}$  и магнитного  $\vec{H}$  векторов проходят только в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, называется плоскополяризованным или просто поляризованным. Плоскость, в которой колеблется световой вектор (т.е. вектор напряженности электрического поля  $\vec{E}$ ), будем называть плоскостью колебаний. По историческим причинам плоскостью поляризации была названа не плоскость, в которой колеблется вектор  $\vec{E}$ , а перпендикулярная к ней плоскость. Так как химические, физиологические и другие виды воздействия света на вещество обусловлено главным образом электрическими колебаниями, то в дальнейшем мы будем, для простоты, говорить только об электрических колебаниях. Поэтому термином «плоскость поляризации» пользоваться не будем.

В естественном свете вектора  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  изменяют направление колебания вокруг луча быстро и хаотично. Из естественного света получить плоскополяризованный можно с помощью приборов, называемых поляризаторами. Явление преобразования естественного света в поляризованный называется поляризацией.

#### §1. Поляризация при отражении и преломлении в диэлектрике

Если естественный свет (рис.37) падает на отражающую поверхность диэлектрика (стекло, слюда и т.п.) под углом  $\alpha_p$ , удовлетворяющем условию Брюстера:

$$\operatorname{tg} \alpha_p = n_{21}, \quad (6.1)$$

то отраженная волна оказывается плоскополяризованной. При соблюдении условия (6.1) отраженный луч оказывается перпендикулярным преломленному лучу. У отраженной волны вектор  $\vec{E}$  перпендикулярен к плоскости падения; поэтому в преломленной волне энергия колебаний в плоскости падения будет больше, чем в перпендикулярной плоскости, и волна будет частично поляризованной.

Недостатком поляризации при отражении является малая доля отражаемого от диэлектриков излучения, 3 -5% падающего света (см. гл.4, §3), поэтому пользуются многократным отражением от стопы Столетова, состоящей из ряда параллельных пластинок, ориентированных под углом Брюстера к падающему лучу.

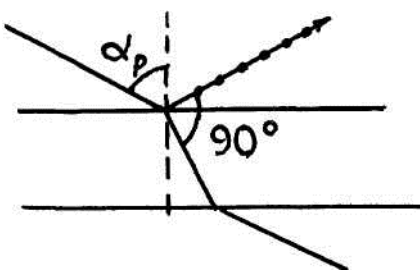


Рис.37

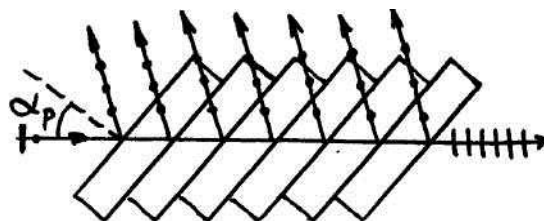


Рис.38

На каждой границе частично отражаются только лучи, поляризованные в плоскости перпендикулярной плоскости падения, и в результате многократного преломления выходящий из стопы луч практически полностью поляризован в плоскости падения.

(На рисунках и чертежах лучи поляризованные в плоскости чертежа показываются черточками, а лучи, поляризованные в плоскости, перпендикулярной к плоскости чертежа, показываются точками на луче.)

## § 2. Поляризация света при прохождении через анизотропные среды

Среда называется оптически анизотропной, если ее оптические свойства неодинаково изменяются по различным направлениям. В такой среде переменное электрическое поле световой волны вызывает переменный поляризационный ток, т.е. перемещение заряженных частиц, составляющих кристаллическую решетку прозрачного диэлектрика. Поляризационный ток приводит к выделению тепла в соответствии с законом Джоуля-Ленца. Таким образом происходит преобразование световой энергии в тепло.

Сила поляризационного тока неодинакова для различных плоскостей кристаллической решетки, обладающей оптической анизотропией. В той плоскости, в которой световая волна вызывает сильный поляризационный ток, происходит практически полное поглощение света. В других направлениях световая волна ослабляется меньше или почти совсем не ослабляется. Существуют кристаллы, при прохождении через которые естественный свет полностью поляризуется (поляроиды); к таким кристаллам относится турмалин в виде пластинки, вырезанной параллельно оптической оси. Оптической осью кристалла называется направление, вдоль которого скорость света не зависит от ориентации светового вектора  $\vec{E}$  относительно луча. Все прямые, параллельные этому направлению, также являются оптическими осями. Если естественный луч идет вдоль оптической оси, то все его колебания перпендикулярны оптической оси. Плоскость, проходящая через данный луч и оптическую ось кристалла, называется главной плоскостью.

Кроме кристаллов, подобных турмалину, имеются кристаллы, при прохождении через которые имеет место двойное лучепреломление. Луч делится на два луча, один из которых называется обыкновенным, другой - необыкновенным.

У обыкновенных лучей вектор  $\vec{E}$  ориентирован в плоскости, перпендикулярной к главной плоскости, и, следовательно, перпендикулярен к оптической оси. Скорость распространения по всем направлениям у обыкновенных лучей одинакова  $C_0$ .

У необыкновенных лучей вектор  $\vec{E}$  лежит в главной плоскости и образует с оптической осью некоторый угол. Необыкновенные лучи имеют различную скорость распространения  $C_e$  в зависимости от угла между вектором  $\vec{E}$  и оптической осью. Вдоль оптической оси оба вида лучей имеют одинаковую скорость распространения  $C_0$ .

Скорость распространения необыкновенных лучей в различных кристаллах может быть больше или меньше скорости обыкновенных лучей. В зависимости от того, какая из скоростей,  $C_0$  или  $C_e$ , больше, различают положительные и отри-

цательные одноосные кристаллы. Рассмотрим распространение лучей в этих кристаллах. Допустим, что точечный источник света находится внутри среды и в некоторый момент начинает испускать световые колебания. Обыкновенная составляющая волны по всем направлениям будет иметь одинаковую величину, и фронт волны будет иметь форму сферы. Необыкновенная волна распространяется вдоль оптической оси с той скоростью, что и обыкновенная, а в других направлениях скорость будет зависеть от угла между вектором и оптической осью. Фронт этой волны будет иметь форму эллипсоида (рис. 39).

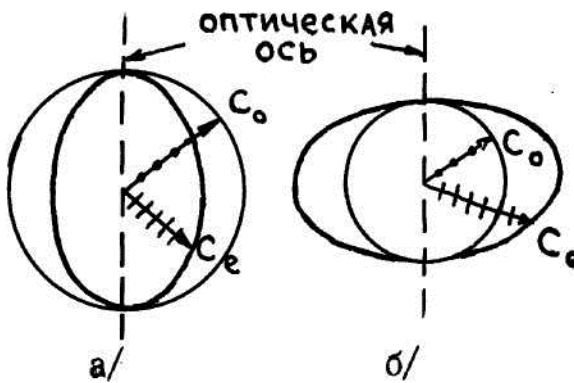


Рис. 39

У положительных кристаллов  $C_e < C_o$  (это означает, что  $n_e > n_o$ ). У отрицательных кристаллов  $C_e > C_o$  ( $n_e < n_o$ ).

Легко запомнить, какие кристаллы называются положительными, а какие отрицательными. У положительных кристаллов эллипсоид скоростей вытянут по вертикали (рис.39,а), что соответствует вертикальному штриху в знаке "+", у отрицательных кристаллов эллипсоид растянут по горизонтали,

ассоциируясь с горизонтальной чертой - знаком "-".

Зная вид волновых поверхностей, можно с помощью принципа Гюйгенса определить направления обыкновенного и необыкновенного лучей в кристалле. Границу среды выберем параллельно оптической оси (рис.40) и рассмотрим положительный кристалл. На рис.40 построены волновые поверхности обыкновенных и необыкновенных лучей с центром в точке А, лежащей на поверхности кристалла. Построение выполнено в момент времени, когда волновой фронт плоской волны достигает точки В. Огибающие всех вторичных волн (волны, центры которых лежат в промежутке между точками А и В, на рисунке не показаны) для обыкновенного и необыкновенного лучей, очевидно, представляют собой плоскости. Таким образом, при преломлении плоской волны на границе анизотропной среды появляются две плоские же волны, распространяющиеся в различных направлениях и с различными скоростями.

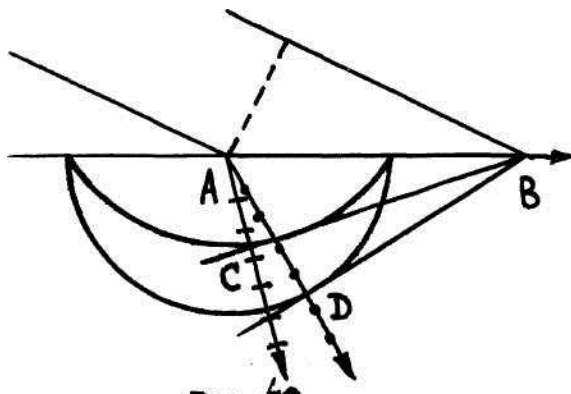


Рис.40

Если менять угол падения луча, то изменяется положение обоих преломленных лучей AC и AD. Однако поведение лучей разное. Для обыкновенного луча имеет место соотношение

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma_0} = \text{const} = n_0,$$

свойственное лучам, преломленным в обычных изотропных средах.

Для необыкновенного луча AC отношение

$$n_e = \frac{\sin \alpha}{\sin \gamma_e} \neq \text{const.}$$

Иными словами, коэффициент преломления луча АС не является постоянной величиной, а зависит от направления распространения световой волны.

Способность естественного луча расщепляться на два луча, поляризованные в двух взаимноперпендикулярных плоскостях, применяется для поляризации света. Для этой цели чаще всего применяется кристалл исландского шпата (прозрачная разновидность кальцита  $\text{CaCO}_3$ ). При падении естественного света на кристалл исландского шпата имеет место двойное лучепреломление. Луч делится на два луча, один из которых обыкновенный, другой – необыкновенный. Для обыкновенного луча коэффициент преломления  $n_o=1,659$  и остается постоянным при любом угле падения. Коэффициент преломления для необыкновенного луча  $n_e$  непостоянен и колеблется от 1,659 (в направлении оптической оси) до 1,486 (в направлении, перпендикулярном оптической оси).

Чтобы отделить друг от друга обыкновенный и необыкновенный лучи, используется призма, изобретенная в 1828 г. шотландским физиком У.Николем (1768-1851), которая носит название призма Николя или просто «николь». Призма Николя (рис.41) представляет собой двойную призму из исландского шпата, склеенную вдоль линии АВ канадским бальзамом с  $n_\delta=1,55$ . Оптическая ось  $OO'$  призмы составляет с входной гранью угол  $48^\circ$ ; этот угол подобран так, чтобы коэффициент преломления необыкновенных лучей был равен  $n_e=1,515$ .

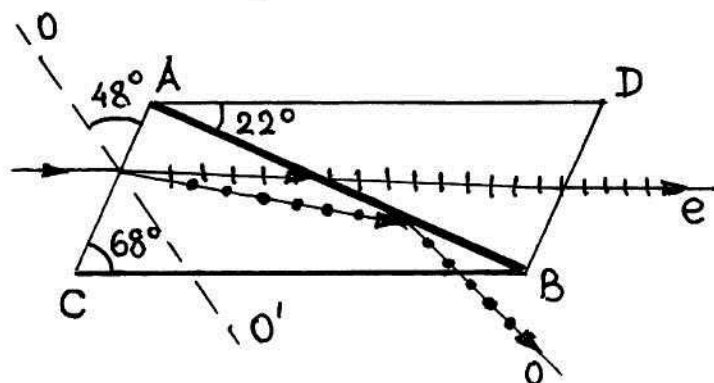


Рис. 41

Обыкновенный луч испытывает полное внутреннее отражение на слое канадского бальзама, так как его коэффициент преломления (1,659) больше коэффициента преломления канадского бальзама (1,55), а угол падения луча на границу подобран так, чтобы он оказался больше предельного угла, после которого начинается полное отражение (см. гл. 2, § 3).

Необыкновенный луч проходит слой канадского бальзама, не испытывая полного отражения, так как для него в данном направлении распространения коэффициент преломления (1,515) меньше коэффициента преломления канадского бальзама.

Поляризованный свет можно получить также с помощью поляризованных светофильтров – **поляроидов**. Поляроиды представляют собой тонкую (около 50 мкм) пленку, которая с целью защитить от влаги и механических повреждений

помещается между двумя пластинками из стекла или полиметилметакрилата или между двумя пленками из ацетилцеллюлозы и т.п.

Механизм поляризующего действия поляроидов и поляризационных призм различен. При прохождении естественного света через поляроид он так же, как и при прохождении через любое другое прозрачное тело, частично поглощается. Однако поглощение света происходит в зависимости от ориентации вектора напряженности электрического поля световой волны. Колебания вектора  $\vec{E}$ , проходящие в каком-то одном направлении, поглощаются больше, а в других направлениях меньше, т.е. степень поглощения света является функцией ориентации электрического вектора световой волны. Это явление называется анизотропией поглощения, или *дихроизмом*, который является причиной поляризации света в поляризационных светофильтрах.

### § 3. Анализ поляризованного света

Для анализа степени поляризации света применяются устройства, которые называются анализаторами. В качестве анализаторов используются те же приборы, что и для поляризации (стопа пластин, поляроиды, призма Николя).

Будем условно анализатор и поляризатор изображать в виде пластинки, на которой указано направление колебаний светового вектора  $\vec{E}$  после прохождения света через пластинку.

Если на поляризатор падает естественный луч света, то из него выходит поляризованный свет, интенсивность которого равна половине начальной, так как два луча, ориентированные во взаимноперпендикулярных плоскостях, абсолютно равноправны. Частично интенсивность света будет несколько меньше половины из-за поглощения:

$$J_{\text{п}} = J_0 \cdot \frac{1}{2} \cdot k, \quad (6.2)$$

где  $J_0$  - интенсивность падающего на поляризатор света,  $k$ - коэффициент прозрачности.

Чтобы убедиться в том, что полученный свет поляризован, поставим на его пути анализатор. При параллельном расположении плоскостей пропускания поляризатора и анализатора свет пройдет через анализатор, почти не снижая интенсивности (рис. 42,а).

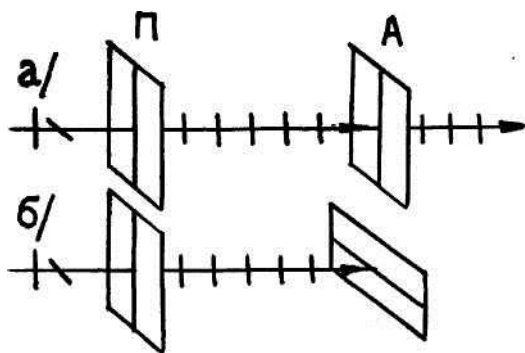


Рис. 42

Пройдя через поляризатор, электрический вектор имеет значение  $E_0$ . Плоскость пропускания анализатора повернута относительно плоскости пропускания поляризатора на угол  $\alpha$  (рис. 43).

При перпендикулярном расположении плоскостей пропускания поляризатора и анализатора в анализаторе полностью гасится падающий на него поляризованный свет. В этом случае говорят, что поляризатор и анализатор скрещены. Во всех остальных случаях интенсивность света за анализатором будет зависеть от взаимной ориентации плоскостей пропускания поляризатора и анализатора.

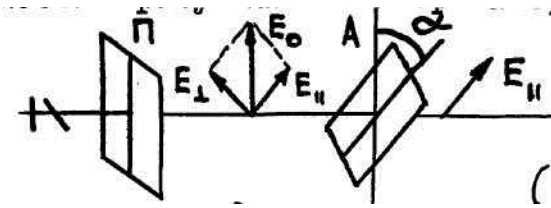


Рис. 43

Разложим вектор  $E_0$  на две составляющие: параллельную плоскости пропускания анализатора ( $E_{\parallel}$ ) и перпендикулярную к ней ( $E_{\perp}$ ). Одна из них  $E_{\parallel}$  проходит через анализатор, другая  $E_{\perp}$  гасится. Из рис.43 видно, что

$$E_{\parallel} = E_0 \cos \alpha. \quad (6.3)$$

Отношение интенсивностей пропорционально отношению квадратов амплитуд

$$J_A/J_{\Pi} = E_{\parallel}^2/E_0^2 = \cos^2 \alpha. \quad (6.4)$$

И тогда

$$J_A = J_{\Pi} \cos^2 \alpha. \quad (6.5)$$

С учетом коэффициента прозрачности анализатора  $k_A$ , уравнение (6.5) можно записать

$$J_A = k_A J_{\Pi} \cos^2 \alpha. \quad (6.6)$$

Формулы (6.5) и (6.6) выражают закон Малюса.

#### § 4. Искусственная оптическая анизотропия

Оптическая анизотропия может возникнуть в прозрачных изотропных телах, а также в кристаллах кубической системы под влиянием различных воздействий. В частности, это происходит при механических деформациях. Мерой возникающей оптической анизотропии служит разность показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей. Опыт показывает, что эта разность пропорциональна напряжению  $\sigma$  в данной точке тела (т.е. силе, приходящейся на единицу площади):

$$n_o - n_e = k\sigma, \quad (6.7)$$

где  $k$  - коэффициент пропорциональности, зависящий от свойств вещества.

Если изотропное тело свободно от деформаций, то при скрещенных поляризаторе и анализаторе на экране за анализатором будет наблюдаться полная темнота. Если тело деформировано, то лучи, идущие от поляризатора, проходя деформированные участки, изменяют свою поляризацию и в дальнейшем не будут полностью гаситься анализатором. На экране появятся в соответствующих местах светлые пятна, интенсивность и окраска которых характеризуют степень деформации отдельных участков.

Этот метод находит в последнее время широкое применение при исследовании напряжений в прозрачных моделях сложной конфигурации, которые невозможно изучать расчетными способами, применяемыми в сопротивлении материалов. Модель конструкции изготавливается из прозрачного изотропного вещества и нагружается силами, пропорциональными силам, которые будут действо-



вать на практике. Просвечивая модель поляризованным светом, можно определить деформации и напряжения в модели, а затем пересчитать их на проектируемую конструкцию.

Остаточные напряжения также приводят к искусственной оптической анизотропии. Поэтому оптический метод применяется для проверки стеклянных изделий на отсутствие в них вредных напряжений. Такой метод отбраковки является очень чувствительным.

В 1873 г. шотландский физик Д.Керр (1824-1907) обнаружил, что в жидкостях и в аморфных телах под воздействием электрического поля возникает оптическая анизотропия. Это явление получило название эффекта Керра. В 1930 г. эффект Керра был обнаружен также и в газах.

На рис. 44 изображена схема установки для наблюдения эффекта Керра в жидкостях. Установка состоит из ячейки Керра, помещенной между скрещенными поляризатором и анализатором. Ячейка Керра представляет собой герметичную кювету с жидкостью, в которую введены пластины конденсатора. При подаче на пластины напряжения между ними возникает практически однородное электрическое поле.

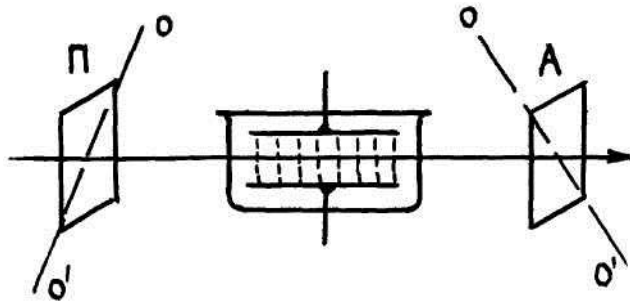


Рис. 44

Под его действием жидкость приобретает свойства одноосного кристалла с оптической осью, ориентированной вдоль поля. Разность показателей преломления  $n_o$  и  $n_e$  пропорциональна квадрату напряженности электрического поля  $\vec{E}$ :

$$n_o - n_e = kE^2. \quad (6.8)$$

Время, в течение которого устанавливается при включении поля или исчезает при выключении поля преимущественная ориентация молекул, составляет около  $10^{-9}$  сек. Таким образом, ячейка Керра, помещенная между скрещенными поляризаторами, может служить практически безынерционным световым затвором. Поэтому ячейки Керра применяются там, где необходимо быстрое модулирование интенсивности света или где такие быстрые изменения интенсивности света надо создать (скоростная съемка, изучение и исследование быстро протекающих процессов).

## § 5. Вращение плоскости поляризации

При прохождении плоскополяризованного света через некоторые вещества наблюдается вращение плоскости колебаний светового вектора или, как принято говорить, вращение плоскости поляризации. Вещества, обладающие такой способностью, называются оптически активными. К их числу принадлежат кристал-

лические тела (например, кварц, киноварь), чистые жидкости (скипидар, никотин) и растворы оптически активных веществ в неактивных растворителях (водные растворы сахара, винной кислоты и др.).

Кристаллические вещества, например кварц, сильнее всего вращают плоскость поляризации в случае, когда свет распространяется вдоль оптической оси кристалла. Угол поворота  $\varphi$  пропорционален пути  $l$ , пройденному лучом в кристалле:

$$\varphi = \alpha l. \quad (6.9)$$

Коэффициент  $\alpha$  называется постоянной вращения. Её принято выражать в угловых градусах на миллиметр. Постоянная вращения зависит от длины волны. Так, например, у кварца для желтых лучей  $\alpha = 21,7$  град/мм, а для фиолетовых лучей  $\alpha = 48,9$  град/мм.

В растворах угол поворота плоскости поляризации пропорционален пути луча в растворе  $l$  и концентрации активного вещества  $C$ :

$$\varphi = [\alpha] \cdot c \cdot l, \quad (6.10)$$

где  $[\alpha]$  - величина, называемая удельной постоянной вращения.

В зависимости от направления вращения плоскости поляризации оптически активные вещества подразделяются на право- и левовращающие. Если смотреть навстречу лучу, то в правовращающих веществах плоскость поляризации будет поворачиваться по часовой стрелке, в левовращающих - против часовой стрелки.

Формула (6.10) лежит в основе весьма точного метода быстрого определения концентрации  $C$  оптически активного вещества (например, сахара в водном растворе). Применяемые для этого приборы называются поляриметрами или сахариметрами. Оптическая схема сахариметра приведена на рис.45. Две поляризующие призмы (А, П) ставят в скрещенное положение так, что свет через них не проходит и поле зрения на экране Э темное. Затем между призмами помещают сосуд С с исследуемым раствором. Сосуд ограничен двумя плоскопараллельными пластинками так, что путь света в растворе является строго фиксированным. При этом поле зрения светлеет. Вторая призма (анализатор) поворачивается на такой угол  $\varphi$ , чтобы поле зрения снова сделалось темным. По найденному углу поворота плоскости поляризации  $\varphi$  и известному значению удельного вращения  $[\alpha]$  находим концентрацию растворенного вещества.

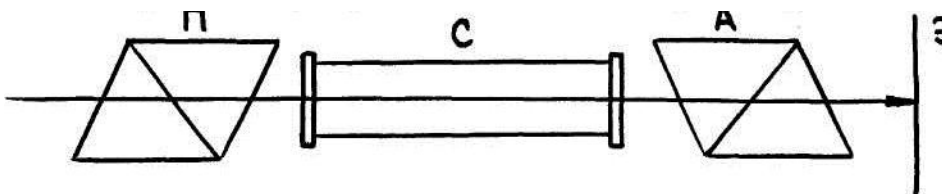


Рис. 45

В 1846 г. М.Фарадей обнаружил, что оптически неактивные вещества под действием внешнего магнитного поля приобретают способность вращать плоскость поляризации света, распространяющегося вдоль направления поля. Это явление получило название эффекта Фарадея или магнитного вращения плоскости поляризации. Опыт показал, что угол  $\varphi$  прямо пропорционален напряженности  $\vec{H}$  магнитного поля и длине пути  $l$ , проходимого светом в веществе

$$\varphi = V \cdot l \cdot H, \quad (6.11)$$

где  $V$  - постоянная Верде, зависящая от природы вещества и длины волны света.

Открытие эффекта Фарадея сыграло большую роль в развитии представления о свете. Сам Фарадей считал, что ему удалось обнаружить непосредственное влияние на свет магнитного поля. В действительности, однако, магнитное поле не действует непосредственно на свет, а действует на вещество, через которое свет проходит.

## Глава 7

### Тепловое излучение

#### § 1. Испускание и поглощение излучения

Энергия, расходуемая светящимся телом на излучение, может пополняться из различных источников. Если излучение происходит за счет энергии, выделяемой при химических реакциях, то свечение называется хемилюминесценцией. Свечение, возникающее при различных видах самостоятельного газового разряда, носит название электролюминесценции. Свечение тел, вызванное бомбардировкой их электронами, называют катодолюминесценцией. Испускание телом излучения некоторой характерной для него длины волны  $\lambda_1$  можно вызвать, облучая это тело (или облучив предварительно) излучением длины волны  $\lambda_2$ , меньшей, чем  $\lambda_1$ . Такие процессы объединяются под названием фотолюминесценция.

Самым распространенным является свечение тел, обусловленное их нагреванием. Этот вид свечения называется тепловым или температурным излучением. Тепловое излучение представляет собой электромагнитное излучение, возбуждаемое за счет энергии теплового движения атомов и молекул. Если излучающее тело не получает энергии извне, то оно охлаждается и его внутренняя энергия уменьшается. Тепловое излучение свойственно всем телам при температуре выше абсолютного нуля.

Если нагретое тело поместить в полость, ограниченную идеально отражающей (непропускающей для излучения) оболочкой, то с течением времени установится статическое равновесие: тело получает от поглощаемого излучения в единицу времени столько же энергии, сколько оно будет излучать само. При этом распределение энергии между телом и излучением с течением времени не изменится. Установившееся в этой полости излучение, находящееся в динамическом равновесии с нагретым телом, есть равновесное тепловое излучение. Всякое люминесцентное излучение не приводит к установлению равновесия. Покажем это на примере хемилюминесценции. Пока протекает обуславливающая излучение химическая реакция, излучающее тело все больше и больше удаляется от первоначального состояния. Поглощение телом излучения не изменит направления реакции, а, наоборот, приведет к более быстрому (вследствие нагревания) протеканию реакции в первоначальном направлении. Равновесие установится лишь тогда, когда будет израсходован весь запас реагирующих веществ и свечение, обусловленное химическими процессами, заменится тепловым излучением. Итак, из всех видов излучения равновесным может быть только тепловое излучение.

При падении на поверхность какого-либо тела лучистого потока  $P_0$  наблюдается распределение его между отражением, поглощением и прохождением через тело.

Величина  $\rho$ , равная отношению лучистого потока  $P_\rho$ , отраженного телом, к лучистому потоку  $P_0$ , называется коэффициентом отражения

$$\rho = P_\rho / P_0. \quad (7.1)$$

Величина  $\tau$ , равная отношению лучистого потока  $P_\tau$ , прошедшего через данное тело (среду), к лучистому потоку  $P_o$ , называется коэффициентом пропускания

$$\tau = P_\tau / P_o. \quad (7.2)$$

Величина  $a$ , равная отношению лучистого потока  $P_a$ , поглощенного телом, к лучистому потоку, падающему на тело, называется коэффициентом поглощения или лучепоглощательной способностью тела

$$a = P_a / P_o. \quad (7.3)$$

Из закона сохранения энергии следует, что

$$P_o = P_\rho + P_a + P_\tau$$

и поэтому

$$1 = \rho + \tau + a.$$

Измерения показывают, что коэффициенты поглощения, пропускания и отражения тела зависят от длины волны  $\lambda$  падающего излучения и от температуры тела, т.е.:

$$a = f(\lambda, T); \quad \rho = f(\lambda, T); \quad \tau = f(\lambda, T).$$

Чтобы показать зависимость от длины волны и температуры, внизу коэффициентов ставим значки  $\lambda$  и  $T$ , т.е.  $a_{\lambda, T}$ ;  $\rho_{\lambda, T}$ ;  $\tau_{\lambda, T}$ .

Величина  $\tau$ , характеризующая прозрачность тела, зависит от толщины последнего. При достаточной толщине любое тело практически непрозрачно. Большинство твердых тел непрозрачно уже при сравнительно небольшой толщине. В этом случае можно считать, что  $\tau=0$  и

$$1 = a_{\lambda, T} + \rho_{\lambda, T}. \quad (7.4)$$

Тело, которое абсолютно не поглощало бы излучение и полностью отражало все падающие на него лучи,

$$a_{\lambda, T} = 0 \text{ и } \rho_{\lambda, T} = 1, \quad (7.5)$$

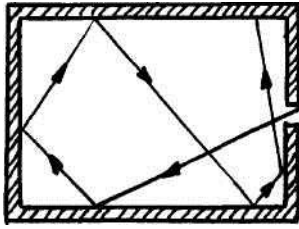
называется абсолютно белым телом. Наблюдаемый цвет такого тела полностью определяется спектральным составом освещаемого тела.

Тело, полностью поглощающее всё падающее на него излучение, называется абсолютно черным телом. Для абсолютно черного тела

$$a_{\lambda, T} = 1 \text{ и } \rho_{\lambda, T} = 0. \quad (7.6)$$

При освещении такого тела посторонним источником света оно не будет ничего отражать и представится черным. Например, для сажи в видимой области  $a_{\lambda, T} \approx 0,99$ , что и обуславливает черный цвет последней. Все же сажу нельзя считать абсолютно черным телом вообще, так как в инфракрасной области спектра её поглощение не равно единице.

Абсолютно черное тело можно создать искусственно. Если взять полый объем с отверстием много меньшим, чем размеры этого объема, то лучи излучения, проникающие внутрь объема, не могут выйти обратно, не испытав многократных отражений от стенок. При каждом отражении от стенки теряется часть энергии, и поэтому после нескольких отражений излучение, проникающее внутрь полого тела, практически полностью поглощается (рис.46).



Тело, поглощательная способность которого меньше единицы, но одинаково для всех длин волн:

$$a_{\lambda,T} = const < 1, \quad (7.7)$$

называется абсолютно серым телом.

Рис. 46

Наряду с отражением и поглощением падающего на них излучения все тела сами способны испускать электромагнитное излучение - светиться. В этом случае энергия внутренних хаотических движений частиц тела (при  $T > 0\text{К}$ ) непрерывно переходит в энергию испускаемого излучения. Обозначим через  $R$  светимость, т.е. количество энергии, излучаемой единицей поверхности тела в одну секунду. Очевидно, что энергия, излучаемая в секунду элементом поверхности  $dS$ , равна

$$dW = R \cdot dS. \quad (7.8)$$

Из этого потока энергии в пределах спектрального интервала между  $\lambda$  и  $\lambda + d\lambda$  заключена часть энергии  $dW_\lambda$ . Величина  $dW_\lambda$  пропорциональна величине спектрального интервала  $d\lambda$ .

В соответствии с этим можно записать

$$dW_\lambda = r_\lambda \cdot d\lambda \cdot dS. \quad (7.9)$$

Коэффициент пропорциональности  $r_\lambda$  носит название лучеиспускательная способность тела. Из (7.9) имеем

$$r_\lambda = \frac{dW_\lambda}{d\lambda \cdot dS}. \quad (7.10)$$

Лучеиспускательная способность, следовательно, представляет собой количество лучистой энергии, излучаемой в секунду, отнесенной к единице спектрального интервала и к единице поверхности излучающего тела. Как следует из соотношений (7.8) и (7.9), между светимостью и излучательной способностью существует соотношение

$$R = \int_0^\infty r_\lambda \cdot d\lambda. \quad (7.11)$$

## § 2. Закон Кирхгофа

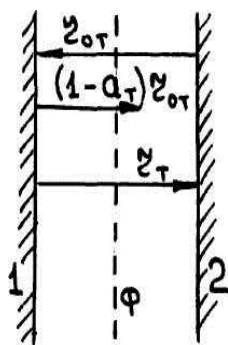
При тепловом излучении энергия теплового движения частиц в теле переходит в энергию испускания электромагнитных волн. При поглощении происходит обратный процесс. Так как процессы излучения и поглощения имеют общие признаки, между лучеиспускательной и лучепоглощательной способностями тела имеется тесная взаимосвязь, которая была установлена в 1895 году Г.Кирхгофом.

Рассмотрим две бесконечные параллельно расположенные пластины, одна - произвольное тело 1, другая - абсолютно черное тело 2 (рис. 47). При данной температуре  $T$  серое тело 1 имеет лучеиспускательную способность  $r_T$  и лучепоглощательную способность  $a_T$ . Для абсолютно черного тела эти величины имеют значения  $r_{0T}$  и  $a_{0T}$ .

Если между телами создать вакуум, то обмен энергией будет происходить только за счет излучения. Через некоторое время лучистый теплообмен приведет

к установлению динамического равновесия между поглощенной и излучаемой энергиями. Температуры обоих тел станут равными  $T_1=T_2=T$ .

Составим энергетический баланс для каждой пластины. Будем полагать,



что каждая единичная площадка одной пластины будет находиться в равновесии с единичной площадкой другой пластины. Единичные площадки находятся друг против друга.

Серая пластина с единичной площадки за единицу времени излучает поток энергии  $r_T$ . В это же время на данную площадку падает поток энергии  $r_{OT}$ , излучаемый абсолютно черным телом. Доля  $a_T r_{OT}$  поглощается серой пластиной 1, а остальная часть  $(1 - a_T) r_{OT}$  отражается и возвращается к пластине 2. Следовательно,

Рис.47

$$r_T = a_T \cdot r_{OT}. \quad (7.12)$$

Единичная площадка тела 2 излучает за единицу времени поток лучистой энергии  $r_{OT}$ . За это же время на эту площадку падают потоки энергии  $r_T$ , излученной телом 1 и отраженной телом 1  $(1 - a_T) r_{OT}$ . Так как у абсолютно черного тела  $a_T=1$ , то

$$r_{OT} = r_T + (1 - a_T) r_{OT}. \quad (7.13)$$

Из соотношений (7.12) и (7.13) получаем одно и то же выражение

$$\frac{r_T}{a_T} = \frac{r_{OT}}{1} = r_{OT}. \quad (7.14)$$

Если между телами 1 и 2 поместить светофильтр, пропускающий узкий интервал длин волн от  $\lambda$  до  $\lambda + d\lambda$ , то можно доказать аналогичным образом, что

$$\frac{r_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} = \frac{r_{0\lambda,T}}{1} = r_{0\lambda,T}. \quad (7.15)$$

Последнее соотношение носит название закон Кирхгофа. Таким образом, отношение лучеиспускательной способности к лучепоглощательной способности для любых тел при одинаковой их температуре  $T$  и для одной и той же длины волны  $\lambda$  одинаково, не зависит от природы этих тел и равно лучеиспускательной способности абсолютно черного тела  $r_{0\lambda,T}$ .

Зная зависимость лучеиспускательной способности абсолютно черного тела  $r_{0\lambda,T}$  от длины волны  $\lambda$  и температуры  $T$  и определив опытным путем коэффициент поглощения  $a_{\lambda,T}$  рассматриваемого тела, можно найти лучеиспускательную способность для любого тела:

$$r_{\lambda,T} = a_{\lambda,T} \cdot r_{0\lambda,T}. \quad (7.16)$$

Применяя модель абсолютно черного тела, изучили лучеиспускательную способность  $r_{0\lambda,T}$  до температур порядка 3000К. Результаты этих исследований приведены на рис.48.

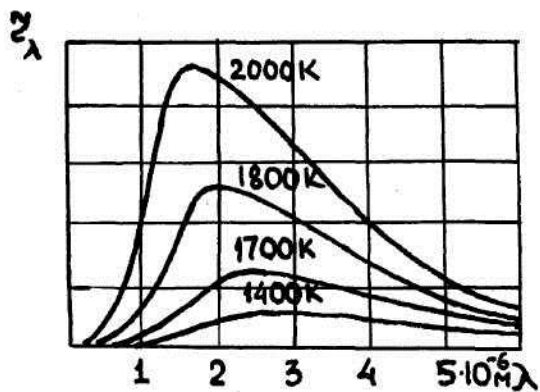


Рис. 48

Как видно, излучательная способность абсолютно черного тела  $r_\lambda$  быстро возрастает с температурой. Каждая кривая имеет максимум, который при возрастании температуры смещается в сторону коротких длин волн и становится более острым. Вид этих кривых – хорошо известный факт, что светимость, а следовательно, и яркость тел быстро возрастает с повышением температуры и что одновременно с этим меняется и цвет испускаемого света. При низкой температуре максимум излучательной способности лежит в области больших длин волн и тело испускает преимущественно инфракрасные лучи. Доля мощности, приходящейся на видимые лучи, при этом так мала, что глаз не воспринимает света. Таков состав излучения при температурах порядка нескольких сот градусов. При температуре около 900К мощность, приходящаяся на длинноволновой край видимого спектра, окажется достаточной, чтобы вызвать зрительное ощущение, и тело представляется светящимся тёмнокрасным цветом. При дальнейшем возрастании температуры максимум все больше смещается в сторону коротких длин волн, доля мощности, приходящейся на видимые лучи, возрастает, и свечение тела представляется все более и более белым.

### § 3. Законы излучения абсолютно черного тела

Лучеиспускательная способность абсолютно черного тела  $r_\lambda$  есть определенная функция от длины волны и температуры:  $r_\lambda=f(\lambda, T)$ . Чисто термодинамические рассуждения не позволяют найти вида этой функции. Однако из термодинамических рассмотрений можно установить ряд общих законов, которым должно подчиняться излучение абсолютно черного тела. Первый закон относится к светимости: энергетическая светимость абсолютно черного тела  $R$  возрастает пропорционально четвертой степени абсолютной температуры тела:

$$R = \sigma \cdot T^4. \quad (7.17)$$

Этот закон носит название закона Стефана-Больцмана. Так как светимость связана с излучательной способностью  $r_\lambda$  соотношением (7.11), то закон Стефана - Больцмана можно записать также в виде:

$$\int_0^\infty r_\lambda \cdot d\lambda = \sigma \cdot T^4. \quad (7.18)$$

Измерения дают для постоянной  $\sigma$  следующее значение:  $\sigma=5,67 \cdot 10^{-8} \text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ . На графиках рис.48 светимость  $R$  изображается площадью, заключенной между соответствующей кривой распределения лучеиспускательной способности и осью абсцисс.



Второй закон касается положения максимума кривых распределения (рис.48). По этому закону, носящему название закона смещения Вина, длина волны  $\lambda_{max}$ , на которую приходится максимум излучательной способности  $r_\lambda$ , меняется обратно пропорционально абсолютной температуре

$$\lambda_{max} = b/T, \quad (7.19)$$

где  $b = 2,898 \cdot 10^{-3}$  м·К - постоянная Вина.

Третий закон указывает, что максимальная излучательная способность абсолютно черного тела  $r_{max}$  возрастает пропорционально пятой степени абсолютной температуры:

$$r_{max} = C \cdot T^5. \quad (7.20)$$

Измерения дают для постоянной  $C$  следующее численное значение:  $C = 1,3 \cdot 10^5$  Вт/(м<sup>3</sup>·К<sup>5</sup>).

#### § 4. Распределение светимости абсолютно черного тела по длинам волн

Первую попытку найти аналитический вид функции  $r_\lambda = f(\lambda, T)$ , удовлетворяющей экспериментальным кривым, сделал русский физик В.А.Михельсон (1860-1927). Однако найденный им вид функции не удовлетворял термодинамическим законам (7.17), (7.19), (7.20).

В конце прошлого века Рэлей и Джинс, используя законы статистической и классической физик, получили теоретическую формулу для расчета лучеиспускательной способности абсолютно черного тела:

$$r_\lambda = \frac{2\pi}{\lambda^2} kT, \quad (7.21)$$

где  $k$ - постоянная Больцмана.

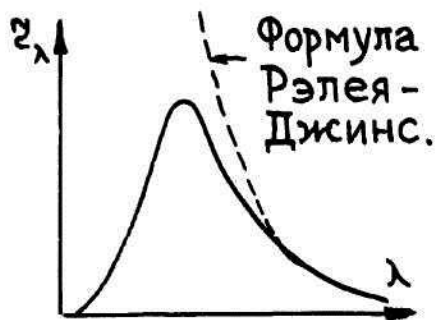


Рис. 49

Формула Рэля - Джинса удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными лишь при больших длинах волн (рис.49). По формуле (7.21) лучеиспускательная способность монотонно возрастает с уменьшением длины волны, не имея максимума, и при любой температуре стремится к бесконечности в области ультрафиолетового излучения.

Интегрирование выражения (7.21) по  $\lambda$  в пределах от 0 до  $\infty$  дает для энергетической светимости  $R$  бесконечно большие значения. Этот результат, получивший название ультрафиолетовой катастрофы, находится в противоречии с опытом.

Вывод формулы Рэля - Джинса с классической точки зрения явился безупречным. Поэтому расхождение этой формулы с опытом указывало на суще-

ствование каких-то закономерностей, несовместимых с представлениями классической физики и электродинамики.

В 1900 году выдающийся немецкий физик Макс Планк (1858-1947) сделал предположение, несовместимое с классическими представлениями. В классической полагается, что энергия меняется непрерывно и может принимать любые значения. Планк высказал гипотезу о том, что электромагнитное излучение испускается в виде отдельных порций энергии, которые он назвал квантами энергии.

Энергия кванта  $\varepsilon$  пропорциональна частоте колебания:

$$\varepsilon = h\nu, \quad (7.22)$$

где  $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$  Дж·с - постоянная Планка.

Используя законы статистической механики и полагая, что излучение происходит порциями, Планк получил формулу для излучательной способности абсолютно черного тела:

$$r_\lambda = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda T}} - 1}. \quad (7.23)$$

Она прекрасно согласуется с результатами измерений распределения энергии в спектрах излучения абсолютно черного тела при различных температурах.

Покажем, что закон Стефана-Больцмана можно получить из формулы Планка. Для нахождения светимости абсолютно черного тела необходимо проинтегрировать  $r_\lambda$  по всем длинам волн:

$$R = \int_0^\infty r_\lambda \cdot d\lambda = 2\pi h c^2 \int_0^\infty \frac{\lambda^{-5}}{e^{\frac{hc}{\lambda T}} - 1} d\lambda. \quad (7.24)$$

Введем вместо  $\lambda$  новую переменную  $x = \frac{hc}{\lambda T}$  и тогда получим для  $R$  выражение:

$$R = \frac{2\pi h c^2}{\left(\frac{hc}{R}\right)^4} \cdot T^4 \cdot \int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx, \quad (7.25)$$

где  $\int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx = 6,498$ .

Обозначим  $6,498 \frac{2\pi h c^2}{\left(\frac{hc}{R}\right)^4}$  через  $\sigma$  и получаем закон Стефана-Больцмана. Закон

Вина также может быть получен из формулы Планка. Местоположение максимума найдем из условия

$$\frac{\partial r_\lambda}{\partial \lambda} = 0. \quad (7.26)$$

Производная от функции (7.23) по  $\lambda$  приравнивается нулю:

$$-5\lambda_m^{-6} \left( e^{\frac{hc}{\lambda_m T}} - 1 \right) + \lambda_m^{-5} e^{\frac{hc}{\lambda_m T}} \cdot \frac{hc}{RT\lambda_m^2} = 0.$$

Затем, вводя подстановку  $x_m = \frac{hc}{RT\lambda_m^2}$  и сокращая на  $-\lambda_m^{-6}$ , получим:

$$5(e^{x_m} - 1) - x_m \cdot e^{x_m} = 0. \quad (7.27)$$

Решением уравнения (7.27) является значение  $x_m = \frac{hc}{\lambda_m RT} = 4,965$ , и тогда

$$\lambda_m = \frac{hc}{4,965 RT} = \frac{b}{T}, \quad (7.28)$$

где  $b = \frac{hc}{4,965 R} = 2,898 \cdot 10^{-3}$  м·К.

## § 5. Оптическая пирометрия

При высоких температурах ( $T \approx 2000\text{K}$ ) измерения с помощью термозащитных элементов и термосопротивлений очень часто невозможно провести. Это можно сделать с помощью оптических пирометров, работа которых основана на применении законов излучения.

а) Метод, основанный на законе смещения Вина. Если нам известна длина волны, на которую приходится максимум спектральной плотности излучения, то температура тела может быть вычислена по формуле (7.19). Таким образом определяется температура на поверхности Солнца, звезд т.д.

Для нечерных тел этот способ дает практически истинную температуру тела; если в спектре излучения имеется один максимум и мы рассчитываем  $T$  по формуле (7.19), то расчет дает нам температуру абсолютно черного тела, имеющего почти такое же распределение энергии в спектре, как и испытываемое тело. При этом цветность излучения абсолютно черного тела будет одинакова с цветностью исследуемого излучения. Такая температура тела называется его цветовой температурой.

Цветовая температура нити лампы накаливания равна  $2700\text{-}3000\text{K}$ , что очень близко к истинной температуре.

б) Радиационный способ измерения температур основан на измерении интегральной плотности излучения тела  $R$  и вычисления его температуры по закону Стефана-Больцмана. Соответствующие приборы называются радиационными пирометрами.

Естественно, что если излучающее тело не является абсолютно черным, то радиационный пирометр не дает истинной температуры тела, а покажет ту температуру абсолютно черного тела, при которой светимость последнего равна светимости испытываемого тела. Такая температура называется радиационной, или энергетической температурой.

Из недостатков радиационного пирометра укажем на невозможность его применения для определения температур небольших объектов, а также на влияние среды, находящейся между объектом и пирометром, которая поглощает часть излучения.

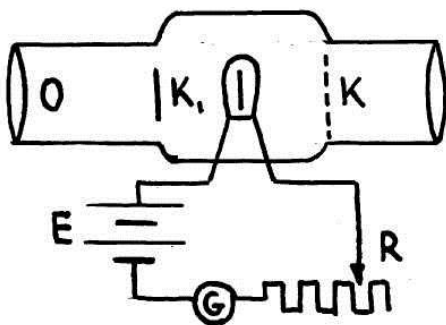


Рис. 50

Пирометр представляет собой зрительную трубу с помещенной внутри электрической лампой, питаемой от аккумулятора. На рис.50: O – объектив, L – лампа, K – светофильтры с узкой полосой пропускания ( $\lambda=0,6\text{ мкм}$ ), R – реостат, G – гальванометр и E – аккумулятор.

в) Яркостный метод определения температур. Принцип его действия основан на визуальном сравнении яркости раскаленной нити пирометра с яркостью изображения накаливаемого испытуемого тела. Такое сравнение можно осуществить с помощью пирометра с исчезающей нитью. Рассмотрим схему пирометра с исчезающей нитью (рис. 50), который применяется очень широко на производстве.

Зрительная труба направляется на раскаленный предмет. Регулируя реостатом накал нити, добиваются равенства яркостей исследуемого тела и нити, которое определяется по исчезновению нити на фоне раскаленного тела. Температура определяется по шкале гальванометра, проградуированного прямо на температуру.

Если температура тела очень велика, то на пути лучей помещается дымчатый фильтр  $K_1$ .

## Глава 8 Квантовая оптика

### § 1. Фотоэлектрические явления

Фотоэлектрическим эффектом или фотоэффектом называется испускание электронов веществом под действием света. Это явление было открыто Г.Герцем и затем детально изучено русским физиком А.Г. Столетовым (1839-1896), который установил ряд закономерностей: 1) испускаемые под действием света заряды имеют отрицательный знак; 2) наибольшее действие оказывают ультрафиолетовые лучи; 3) величина испускаемого телом заряда пропорциональна поглощенной им световой энергии. В 1898г. Ленард и Томсон установили, что частицы, испускаемые под действием света, являются электронами.

Схема современной установки для исследования фотоэффекта показана на рис.51. Свет проникает через кварцевое окошко I в вакуумный баллон и освещает катод К, изготовленный из исследуемого материала. Электроны, испускаемые при фотоэффекте с катода, перемещаются под действием электрического поля к аноду А. В цепи прибора появится фототок, который измеряется гальванометром Г. Напряжение между анодом и катодом можно изменять с помощью потенциометра. На рис.52 изображены вольтамперные характеристики, которые показывают зависимость фототока  $i$  от разности потенциалов между электродами  $u$  при неизменном световом потоке  $\Phi$ .

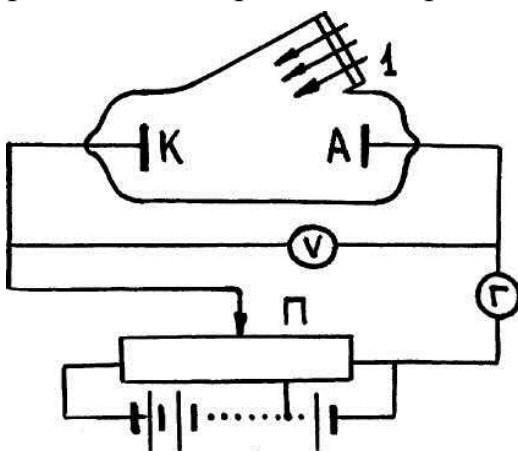


Рис. 51

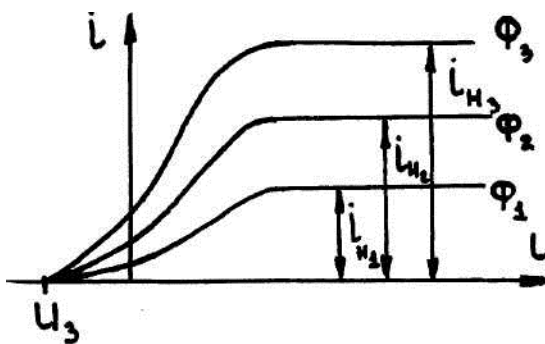


Рис. 52

Из этих кривых видно, что при некотором, не очень большом напряжении фототок достигает насыщения - все электроны, испущенные катодом, попадают на анод. Следовательно, сила тока насыщения является мерой фотоэлектрического действия светового потока.

Из этих кривых видно, что при некотором, не очень большом напряжении фототок достигает насыщения - все электроны, испущенные катодом, попадают на анод. Следовательно, сила тока насыщения является мерой фотоэлектрического действия светового потока.

Столетовым А.Г. было установлено, что сила фототока насыщения прямо пропорциональна световому потоку:

$$i_H = \gamma \Phi, \quad (8.1)$$

где  $\gamma$  - коэффициент пропорциональности или интегральная чувствительность фотокатода, которая измеряется в А/лм или А/Вт.

Из вольтамперных характеристик видно, что при  $u=0$  фототок имеет место. Это говорит о том, что электроны покидают катод с определенной скоростью, отличной от нуля, и достигают частично анода. В цепи будет ток, и, для того чтобы

он стал равным нулю, необходимо приложить к электродам тормозящее поле, т.е. поменять полярность электродов. При некоторой разности потенциалов  $U_3$  ток обращается в нуль. Это указывает, что даже самые быстрые электроны, имеющие наибольшее значение скорости  $v_m$ , задерживаются тормозящим полем. Поэтому можно записать, что

$$E_k = \frac{mv_m^2}{2} = eU_3, \quad (8.2)$$

где  $m$  - масса электрона,  $e$  - заряд электрона. Таким образом, измерив задерживающее напряжение  $U_3$ , можно определить максимальные значения кинетической энергии и скорости.

Задерживающее напряжение  $U_3$ , соответственно, кинетическая энергия от интенсивности света не зависит (см. рис.52), а зависит только от частоты монохроматического света, падающего на катод. Измерения показали, что кинетическая энергия изменяется с частотой света  $\nu$  по линейному закону (рис.53). Кроме того, из рис.53 видно, что существует граничная частота падающего света  $\nu_{кр}$ , при которой кинетическая энергия фотоэлектрона равна нулю (красная граница). При частотах больше красной границы энергия фотоэлектронов возрастает с увеличением частоты падающего излучения. Исследования, проведенные в различных металлах, показали, что у каждого металла своя величина красной границы.

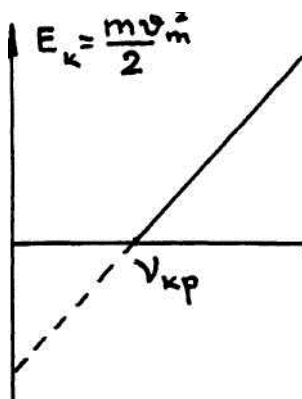


Рис. 53

Все исследования фотоэффекта были объединены в три закона фотоэффекта:

1. Сила фототока насыщения  $i_{нас}$  прямо пропорциональна падающему световому потоку;
2. Скорость и кинетическая энергия электронов, вырываемых с поверхности металла, тем больше, чем больше частота падающего света;
3. Фотоэффект наблюдается только при облучении светом с частотой больше или равной критической, которая называется красной границей фотоэффекта.

Законы фотоэффекта противоречили представлениям о волновой теории света. В 1905 году А.Эйнштейн показал, что все закономерности фотоэффекта легко объяснить, если предположить, что свет поглощается - такими же порциями  $h\nu$  (квантами), какими они, по предположению Планка, испускаются. Энергия кванта света передается электронам металла и частично расходуется на то, чтобы выйти за пределы металла, т.е. затрачивается на работу выхода  $A_{в}$ . Остаток энергии идет на кинетическую энергию электрона, покинувшего вещество. В этом случае должно выполняться соотношение:

$$h\nu = A_{в} + \frac{mv^2}{2}, \quad (8.3)$$

которое называется формулой Эйнштейна.

Рассмотрим вопрос о физической сущности понятия "работа выхода". Кристаллическая решетка металла построена из атомов, которые лишены одного или нескольких электронов, т.е. состоит из положительных ионов. Электроны могут свободно двигаться внутри металла и даже выходить за его пределы. Возле поверхности они задерживаются, так как испытывают притяжение со стороны положительных ионов, расположенных на поверхности. Образуется электрический слой толщиной порядка  $10^{-8}$  см, состоящий из электронного "облака" над поверхностью, а поверхность имеет положительный заряд, который определяется ионами. Возникает скачок потенциала  $\Delta U$  порядка 3-5 В.

Для прохождения через облако электрон должен затратить энергию, которая определяется соотношением

$$A_{\text{в}} = e \cdot \Delta U. \quad (8.4)$$

Уравнение (8.3) позволяет легко объяснить все основные законы фотоэффекта для металла. В самом деле, из (8.3) следует, что при энергии фотона меньше работы выхода фотоэффекта не будет. Фотоэффект начинается лишь, когда энергия фотона равна работе выхода  $h\nu_{\text{кр}} = A_{\text{в}}$ . Таким образом, красную границу фотоэффекта найдем из уравнения

$$\nu_{\text{кр}} = \frac{A}{h}. \quad (8.5)$$

Из формулы Эйнштейна также легко заметить, что при  $\nu > \nu_{\text{кр}}$  увеличением частоты увеличивается скорость фотоэлектронов и кинетическая энергия, так как работа выхода есть величина постоянная.

Принимая во внимание, что каждый фотон может выбить только один электрон, то, очевидно, чем больше число фотонов, тем больше электронов будет вырвано из металла в единицу времени, следовательно, сильнее будет фототок. Так как величина светового потока определяется числом фотонов, падающих в единицу времени на поверхность металла, то из сказанного следует, что первый закон фотоэффекта также легко объяснить на основе квантовой теории.

Кроме рассмотренного нами внешнего фотоэффекта (называемого обычно просто фотоэффектом), существует также внутренний фотоэффект, наблюдаемый в диэлектриках и полупроводниках. Он заключается в обусловленном действием света перераспределением электронов по энергетическим уровням. Если энергия кванта  $\varepsilon$  превышает ширину запрещенной зоны, поглощенный квант приводит к переходу электрона из валентной зоны в зону проводимости. В результате появляется дополнительная пара носителей тока - электрон и дырка, что проявляется в увеличении электропроводности вещества. Если в веществе имеются примеси, под действием света электроны могут переходить из валентной зоны на уровни примеси или с примесных уровней в зону проводимости. В первом случае возникает дырочная, а во втором - электронная фотопроводимость.

Фотоэффект используется в приборах, получивших название фотоэлементов, которые широко применяются в различных областях науки и техники. Фотоэлемент состоит из вакуумной или газонаполненной колбы, в которой размещены анод А и катод К. Анод выполняется в виде решетки, сетки или просто петли, а катодом служит чувствительный слой, нанесенный на поверхность стеклянной колбы (рис.54,а). Чувствительность вакуумных фотоэлементов в области видимого излучения составляет 10-15 мкА/лм.

Для усиления фототока применяются фотоэлектронные умножители (ФЭУ) приборы, в которых, кроме фотоэффекта, используется вторичная электронная эмиссия. ФЭУ - это вакуумный фотоэлемент с несколькими промежуточными электродами 1,2,3,4 (рис.54,б), которые называются эмиттерами.

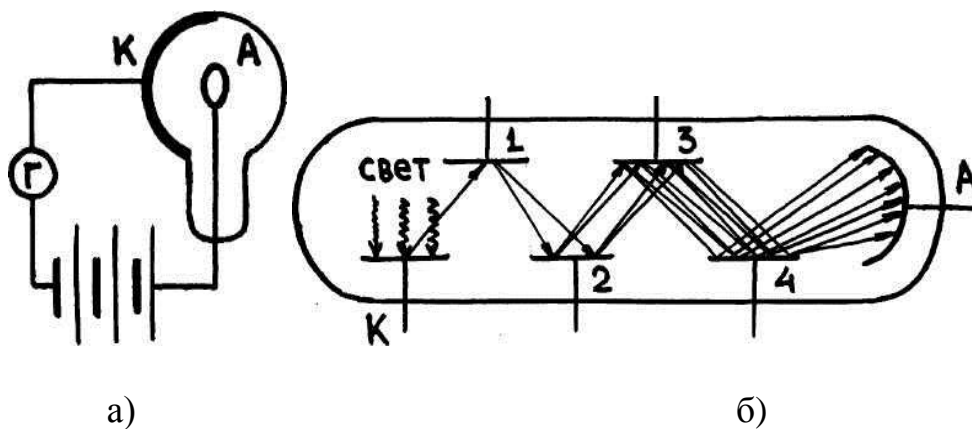


Рис.54

Эти электроды покрыты веществом, которое при ударе легко испускает электроны. Свет, падая на катод К, выбивает из него фотоэлектроны. Поток электронов направляется на первый эмиттер, выбивает из него вторичные электроны, которые идут на второй эмиттер и т.д. Число вторичных электронов определяется коэффициентом эмиссии  $\sigma = n_2/n_1$ , где  $n_2$  - число вторичных электронов,  $n_1$  - число первичных электронов. Обычно  $\sigma = 5-10$ . Чувствительность ФЭУ может составлять величину до 10 А/лм.

## § 2. Эффект Комптона

Особенно отчетливо проявляются корпускулярные свойства света в явлении, которое в 1923 г. было исследовано американским физиком А. Комптоном (1892-1962) и получило название эффекта Комптона. Исследуя рассеяние рентгеновских лучей различными веществами, А.Комптон обнаружил, что в рассеянных лучах, наряду с излучением первоначальной длины волны  $\lambda$  содержатся также лучи большей длины волны  $\lambda'$ . Разность  $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$  оказалась не зависящей от  $\lambda$  и от природы рассеивающего вещества. Экспериментально была установлена следующая закономерность:

$$\Delta\lambda = \lambda_0(1 - \cos\vartheta) = 2\lambda_0 \sin^2 \frac{\vartheta}{2}, \quad (8.6)$$

где  $\vartheta$  - угол, образованный направлением рассеянного излучения с направлением первичного пучка,  $\lambda_0$  - постоянная, равная 2,42 пм. Все особенности эффекта Комптона можно объяснить, рассматривая рассеяние как процесс упругого столкновения рентгеновских фотонов с практически свободными электронами. Свободными можно считать наиболее слабо связанные с атомами электроны, энергия связи которых значительно меньше той энергии, которую фотон может передать электрону при соударении.



Пусть на первоначально покоящийся свободный электрон падает фотон с энергией  $h\nu$  и импульсом  $\frac{h\nu}{c}$ . Энергия электрона до столкновения равна  $m_0c^2$  ( $m_0$  – масса покоя электрона), а импульс равен нулю.

После столкновения электрон будет обладать энергией  $mc^2$  и импульсом  $m\vec{v}$ . Энергия и импульс фотона также изменятся и станут равными  $h\nu'$  и  $\frac{h\nu'}{c}$ . Из законов сохранения энергии и импульса вытекают два соотношения:

$$h\nu + m_0c^2 = h\nu' + mc^2, \quad (8.7)$$

$$\frac{h\nu}{c} + 0 = m\vec{v} + \frac{h\nu'}{c}. \quad (8.8)$$

Разделив уравнение (8.7) на  $c$ , можно привести его к виду:

$$mc = m_0c + h\left(\frac{\nu}{c} - \frac{\nu'}{c}\right). \quad (8.9)$$

Возведение этого уравнения в квадрат дает:

$$(mc)^2 = (m_0c)^2 + 2m_0ch\left(\frac{\nu}{c} - \frac{\nu'}{c}\right) + h^2\frac{\nu^2}{c^2} - 2h^2\frac{\nu\nu'}{c^2} + h^2\frac{\nu'^2}{c^2}. \quad (8.10)$$

Из рис.55 следует, что

$$(m\nu)^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 - 2h^2\frac{\nu\nu'}{c^2}\cos\vartheta, \quad (8.11)$$

где  $\vartheta$  – угол между векторами  $\frac{h\nu}{c}$  и  $\frac{h\nu'}{c}$ , т.е. между направлением распространения рассеянного света и направлением первичного пучка.

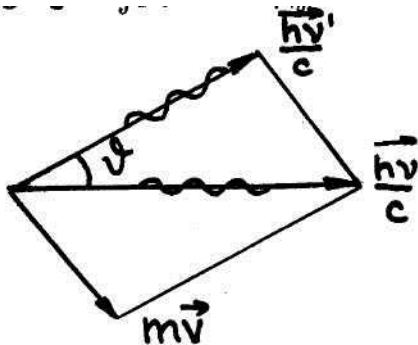


Рис. 55

Вычтя уравнение (8.11) из (8.10), получим:

$$m^2(c^2 - \vartheta^2) = m_0^2c^2 - 2h^2\frac{\nu\nu'}{c^2}(1 - \cos\vartheta) + 2m_0ch\left(\frac{\nu}{c} - \frac{\nu'}{c}\right). \quad (8.12)$$

Приняв во внимание  $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \vartheta^2}}$ , легко убедиться в том, что  $m^2(c^2 - \vartheta^2) = m_0^2c^2$ . Таким образом, мы приходим к равенству:

$$\frac{c}{\nu'} - \frac{c}{\nu} = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\vartheta). \quad (8.13)$$

Наконец, учтя, что  $\frac{c}{\nu} = \lambda$ , получим формулу:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\vartheta), \quad (8.14)$$

совпадающую с эмпирической формулой (8.6), если положить  $\lambda_0 = \frac{h}{m_0c}$ . Величина  $\lambda_0$  называется комptonовской длиной волны той частицы, масса  $m_0$  которой имеется в виду. Подстановка численных данных  $h$ ,  $m_0$  и  $C$  дает для комptonов-

ской длины волны электрона значение 2,42 пм, совпадающее с эмпирическим значением коэффициента в формуле (8.6).

Формула (8.14) показывает, что комптоновское изменение длины волны  $\Delta\lambda$  очень мало и не зависит от  $\lambda$ , поэтому его можно наблюдать лишь для коротких длин волн, у которых  $\Delta\lambda/\lambda = 0,055-0,1$ . Для видимого света  $\Delta\lambda/\lambda = 10^{-5}$  и наблюдать Комптон-эффект для него практически невозможно.

### § 3. Давление света

Давление света проявляется в том, что свет оказывает механическое действие на какую-либо поверхность. Давление определяется количеством фотонов, падающих на поверхность, и коэффициентом отражения.

По квантовой теории каждый фотон имеет импульс  $p_{\text{ф}} = \frac{h\nu}{c}$ . Если на поверхность непрозрачного тела падает поток фотонов плотностью  $N$  в единицу времени и поверхность имеет коэффициент отражения  $\rho$ , то  $\rho N$  фотонов от неё отразится, а  $(1-\rho)N$  фотонов поглотится телом. Каждый отраженный фотон сообщает телу импульс  $p_1$ :

$$p_1 = \left(\frac{h\nu}{c}\right) - \left(-\frac{h\nu}{c}\right) = 2\frac{h\nu}{c}, \quad (8.15)$$

а поглощенный импульс  $p_2$ :

$$p_2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right) - 0 = \frac{h\nu}{c}. \quad (8.16)$$

Полный импульс  $p$ , полученный телом за единицу времени, равен:

$$p = p_1\rho N + p_2(1-\rho)N = 2\frac{h\nu}{c}\rho N + \frac{h\nu}{c}(1-\rho)N. \quad (8.17)$$

Так как импульс связан с силой и временем её действия  $p=F\cdot\Delta t$ , то давление будет равно:

$$P = \frac{F}{S} = \frac{p}{S\cdot\Delta t}. \quad (8.18)$$

Так как  $N$  есть число фотонов, падающих на единицу площади в единицу времени, то световое давление может быть выражено формулой (8.17). Величина  $J=Nh\nu$  есть плотность потока световой энергии, и тогда

$$P = \frac{h\nu}{c}N(1+\rho) = \frac{J}{c}(1+\rho). \quad (8.19)$$

Экспериментально световое давление было впервые обнаружено и измерено в 1900 г. русским физиком П.Н. Лебедевым (1866-1912). Он доказал справедливость уравнения (8.19). Однако давление света ничтожно мало даже от таких мощных источников, как электрическая дуга и Солнце.

Борисовский Василий Васильевич

## КРАТКИЙ КУРС ФИЗИКИ

Часть 3

### ОПТИКА

Учебное пособие для студентов всех форм обучения  
технических направлений

Редактор Е.Ф. Изотова

Подписано к печати 10.11.13. Формат 60x84/16.

Усл. печ. л. 4,13. Тираж 80 экз. Зак.131217. Рег. № 69.

Отпечатано в РИО Рубцовского индустриального института  
658207, Рубцовск, ул. Тракторная, 2/6.