

# Лекции по физике

## *Оптика*

# Геометрическая оптика

**Оптика**- это раздел физики, который изучает природу света, световые явления и взаимодействие света с веществом.

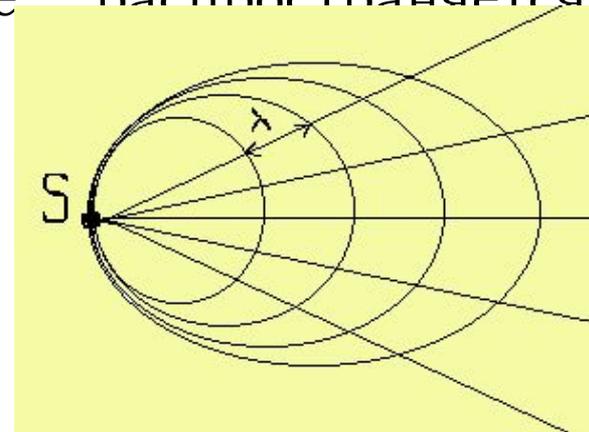
В зависимости от круга рассматриваемых явлений оптику делят на геометрическую(лучевую), волновую (физическую) и квантовую (корпускулярную).

## 1.Основные законы геометрической оптики

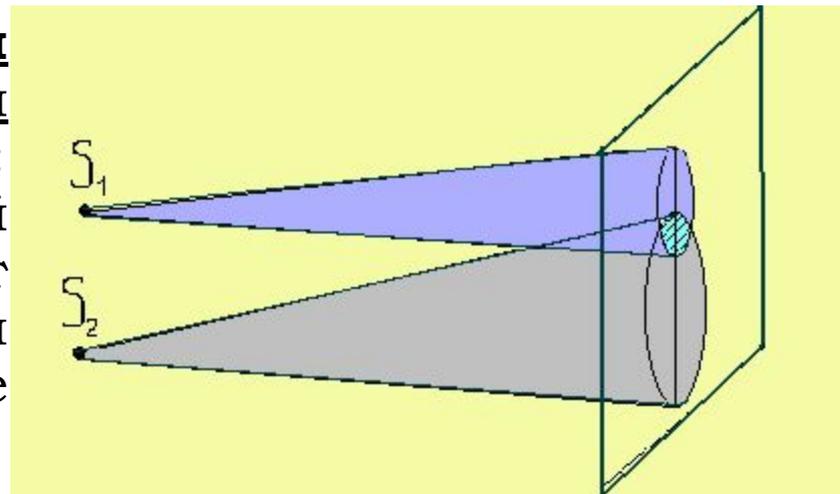
**Закон прямолинейного распространения света:** свет в оптически однородной среде распространяется прямолинейно.

Световой луч- линия, вдоль которой переносится световая энергия.

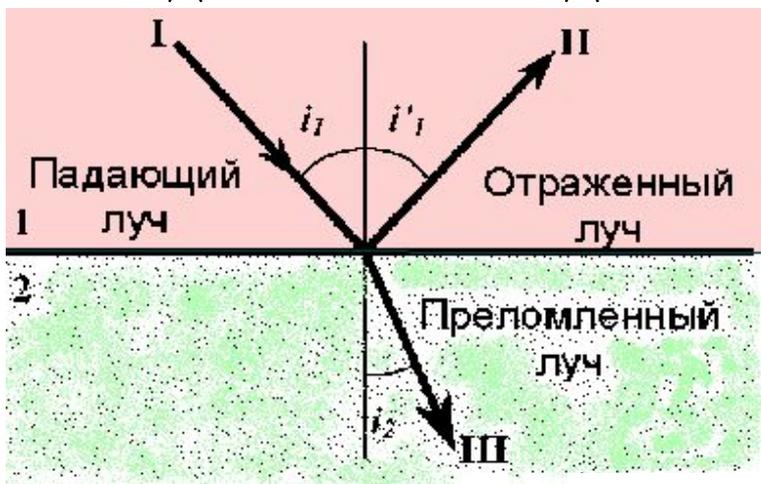
В оптически однородной среде лучи света представляют собой *прямые линии.*



**Закон независимости световых пучков** (принцип суперпозиции световых волн): эффект, производимый отдельным пучком не зависит от того, действуют ли одновременно остальные пучки или они устранены.



**Закон отражения**: отраженный луч лежит в одной плоскости с падающим лучом и перпендикуляром, проведенным к границе раздела двух сред в точке падения. Угол падения  $i_1$  равен углу отражения  $i'_1$ .



**Закон преломления**: падающий, преломленный и перпендикуляр, проведенный к границе раздела двух сред в точке падения, лежат в одной плоскости.  $\sin i_1 / \sin i_2 = n_{21}$

\*

Он равен отношению абсолютных показателей преломления двух сред:

$$n_{21} = n_2 / n_1$$

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$$

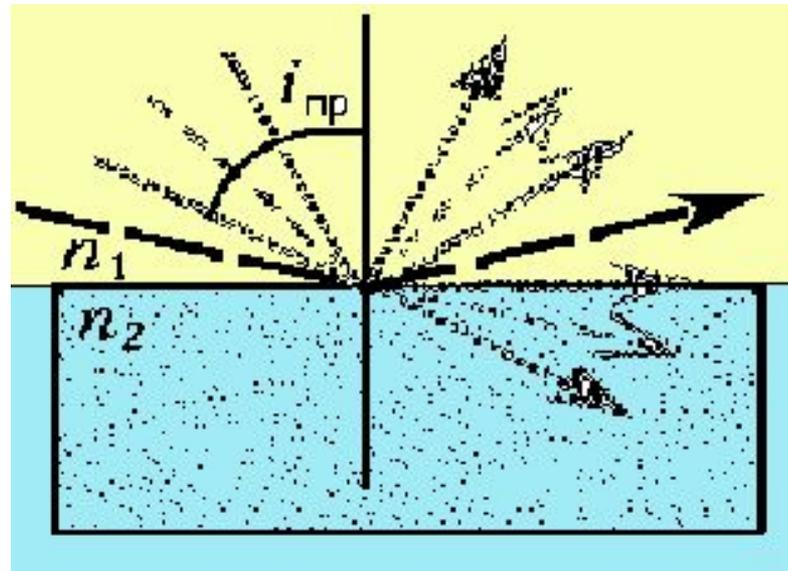
Абсолютным показателем преломления среды называется величина  $n$ , равная отношению скорости электромагнитных волн (света) в вакууме  $c$  к их фазовой скорости  $\mathcal{V}$  в среде:

$$n = c / \mathcal{V}$$

Поскольку  $\mathcal{V} = c / \sqrt{\epsilon\mu}$ , то  $n = \sqrt{\epsilon\mu}$ , где  $\epsilon$  и  $\mu$  соответственно электрическая и магнитная проницаемость среды.

## 2. Полное отражение.

Если свет распространяется из среды с большим показателем преломления  $n_1$  (оптически более плотной) в среду с меньшим показателем преломления  $n_2$



(оптически менее плотную), то есть  $n_1 > n_2$ , то есть:

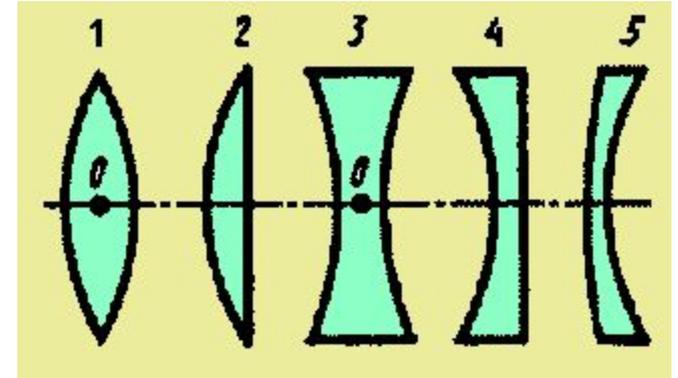
$$\sin i_2 / \sin i_1 = n_1 / n_2 > 1$$

Отсюда следует, что угол преломления  $i_2$  больше угла падения  $i_1$ . Увеличивая угол падения, при некотором *предельном угле*  $i_{\text{пр}}$  угол преломления будет равен  $\pi/2$ .

При углах падения  $i_1 > i_{\text{пр}}$  весь падающий свет полностью отражается. При углах падения  $\pi/2 < i_1 < i_{\text{пр}}$  луч не преломляется, а полностью отражается в первую среду, причем интенсивности отраженного и падающего лучей одинаковы. Это явление называется полным внутренним отражением света.

### 3. Линзы

Линзой называется тело, ограниченное с двух сторон криволинейной (плоской) поверхностью.



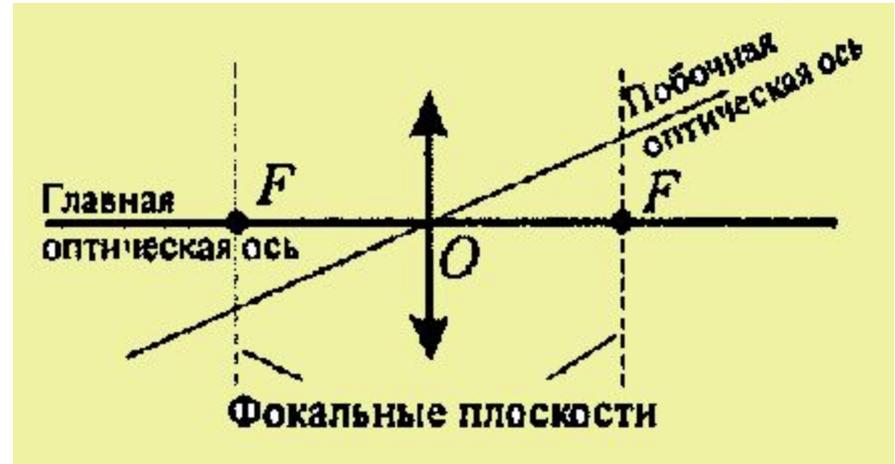
По внешней форме линзы делят на двояковыпуклые(1), плосковыпуклые(2), двояковогнутые(3), плосковогнутые (4), выпукло-вогнутые(5).

*Линза называется точкой*, если её толщина значительно меньше, чем радиусы кривизны  $R_1$  и  $R_2$  обеих поверхностей. На оптических схемах линзы обычно обозначают двенаправленной стрелкой.

Радиус кривизны  $R > 0$  для выпуклой поверхности;  $R < 0$  для вогнутой.

Прямая, проходящая через центры кривизны поверхностей линзы называется главной оптической осью.

Оптическим центром линзы (обычно обозначается  $O$ ) называется точка, лежащая на главной оптической оси и обладающая тем свойством, что



лучи проходят сквозь нее не преломляясь.

Побочными оптическими осями называются прямые, проходящие через оптический центр линзы и не совпадающие с главной осью.

Фокусом линзы  $F$  называется точка, лежащая на главной оптической оси, в которой лучи пересекаются *параксиально* (приосевого) светового пучка, распространяющиеся параллельно главной оптической оси.

Фокальной плоскостью называется плоскость, проходящая через фокус линзы перпендикулярно ее

главной оптической оси.

Фокусным расстоянием  $f$  называется расстояние между оптическим центром линзы  $O$  и ее фокусом  $F$

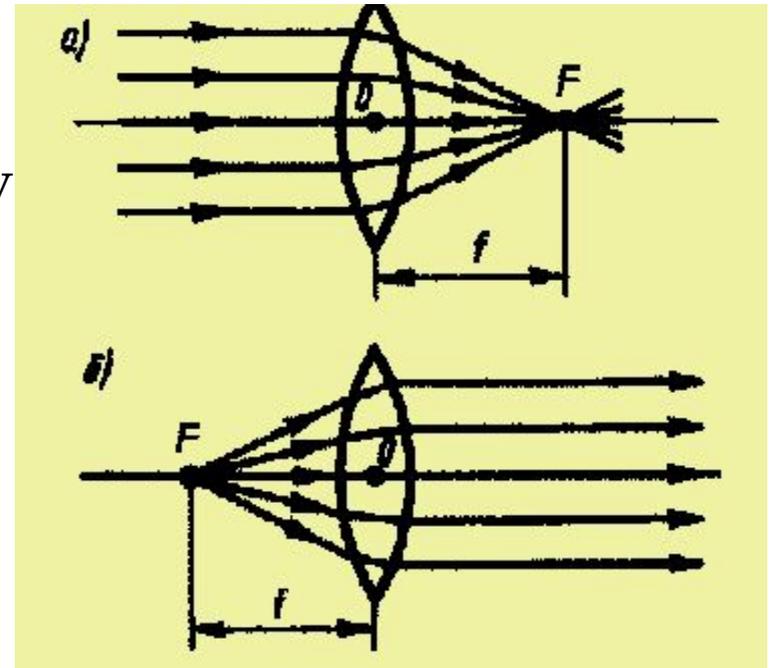
$$f = \frac{1}{(n_{21} - 1) \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)}$$

**Формула тонкой линзы:**

$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$  где  $a$  и  $b$  - расстояния от линзы до предмета и его изображения. Если  $a \rightarrow \infty$ ,

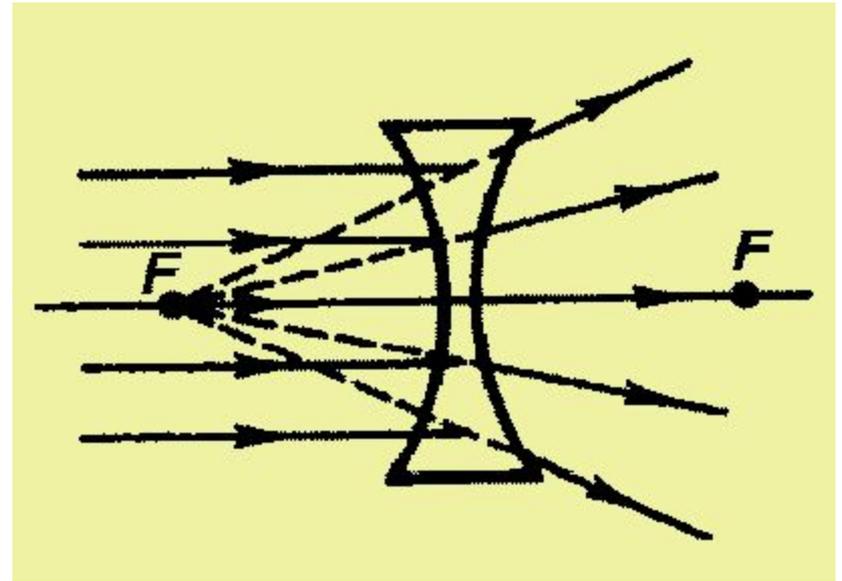
то есть лучи падают на линзу параллельным пучком ( $a$ ), то  $b=f$ . Если  $b=\infty$ , то есть изображение находится в бесконечности ( $b$ ) и, следовательно, лучи выходят из линзы параллельным пучком, то  $a=f$ .

Величина  $\Phi=1/f$  называется оптической силой линзы. Ее единица - диоптрия (дптр) - оптическая сила линзы с фокусным расстоянием 1 м.



Линзы с *положительной* оптической силой называются собирающими, с *отрицательной*-рассеивающими.

В отличие от собирающей линзы, рассеивающая имеет *мнимые* фокусы.

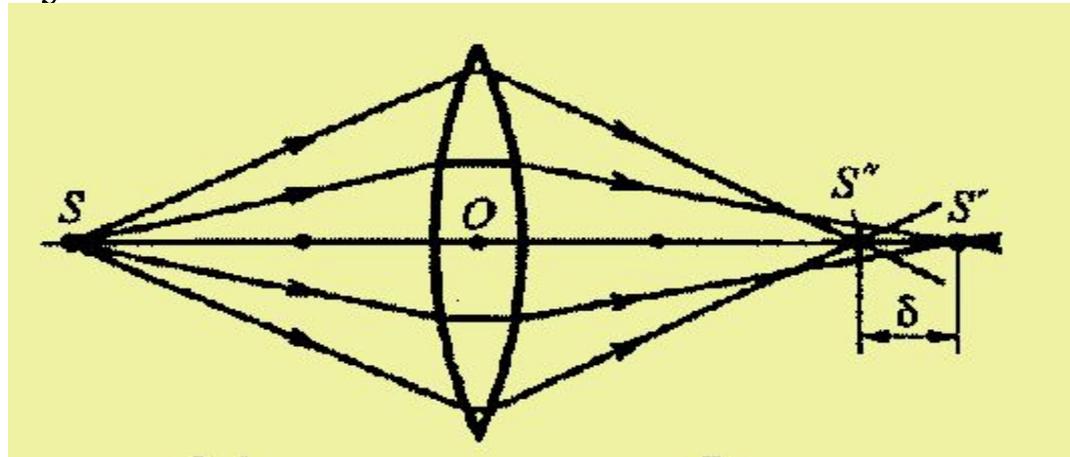


В мнимом фокусе сходятся( после преломления) воображаемые продолжения лучей, падающих на рассеивающую линзу параллельно главной оптической оси.

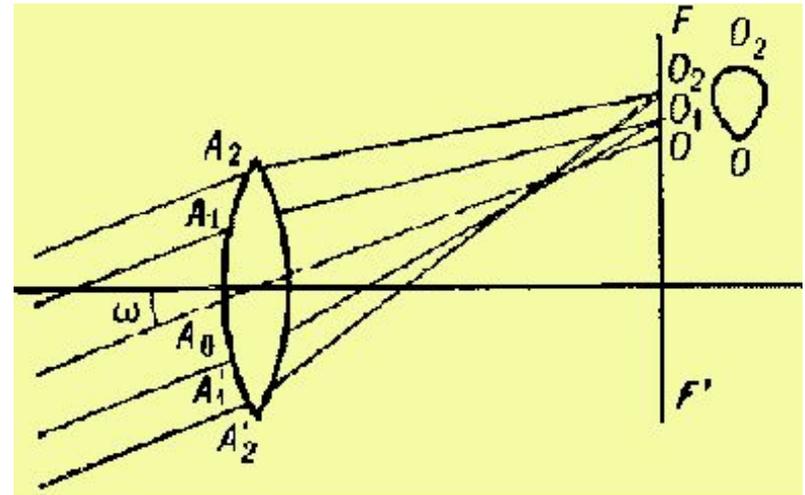
## 4.Аберрации оптических систем.

В реальных оптических системах используются пучки, отличающиеся от параксиальных, показатель преломления линз зависит от длины волны падающего света, а сам свет немонохроматичен. Искажения оптического изображения, которые возникают при этом называются абберациями.

Сферическая аберрация. Фокус  $S''$  для лучей, более удаленных от оптической оси чем параксиальные, находится ближе, чем фокус  $S'$  параксиальных лучей. В результате изображение светящейся точки имеет вид расплывчатого пятна. Сферическая аберрация является частным случаем астигматизма.

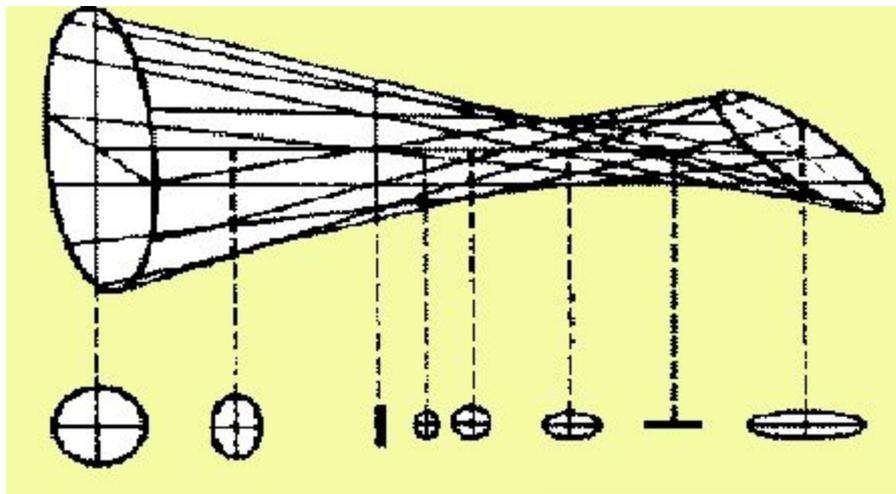


Кома. Если через оптическую систему проходит широкий пучок от точечного источника света, расположенного не на оптической оси, то получаемое изображение



этой точки будет в виде освященного пятна неправильной формы.

Точечным источником света называется источник, размерами которого можно пренебречь.

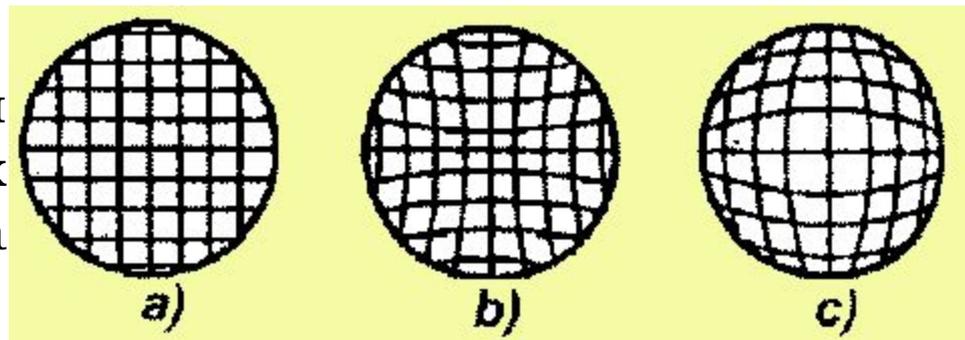


Астигматизм. Погрешность, обусловленная неодинаковостью кривизны оптической поверхности в разных плоскостях сечения падающего на нее светового пучка.

\*

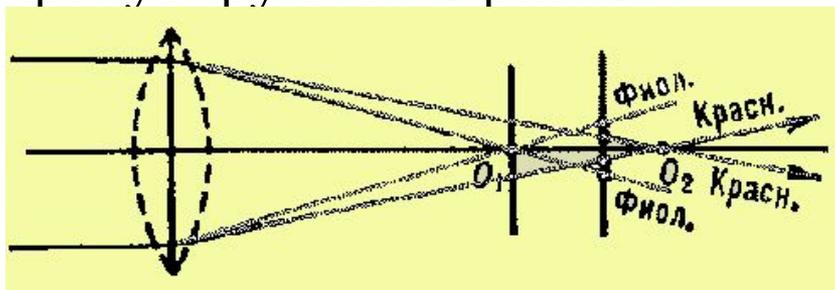
## Дисторсия.

Погрешность, при которой при больших углах падения лучей на линзу линейное



увеличение для точек предмета, которые находятся на разных расстояниях от главной оптической оси, несколько различается. В результате нарушается геометрическое подобие между предметом (например, прямоугольная сетка) и его изображением (рисунки b) - подушкообразная дисторсия, c) - бочкообразная).

Хроматическая абберация. При падении на оптическую систему белого света отдельные составляющие его монохроматические лучи фокусируются в разных



точках, поэтому изображение размыто и по краям окрашено.

## 5. Энергетические величины в фотометрии

**Фотометрия**- раздел оптики, в котором рассматриваются энергетические характеристики оптического излучения в процессах его испускания, распространения взаимодействия с веществом. При этом значительное внимание уделяется вопросам измерения интенсивности света.

Энергетические величины в фотометрии- характеризуют энергетические параметры оптического излучения без учета особенностей его воздействия на тот или иной приемник излучения.

Поток излучения  $\Phi_E$ - величина, равная отношению энергии  $W$  излучения ко времени  $t$ , за которое излучение произошло( мощность излучения). *Единица измерения- ватт( Вт).*

Энергетическая светимость (излучательность)  $R_E$ - величина, равная отношению потока излучения  $\Phi_E$ , испускаемого поверхностью, к площади  $S$  сечения, сквозь которое этот поток проходит( поверхностная плотность потока излучения). *Единица измерения- Вт/м<sup>2</sup>.*

Энергетическая сила света(сила излучения)  $I_E$  – величина, равная отношению потока излучения  $\Phi_E$  точечного источника к телесному углу  $\omega$ , в пределах которого это излучение распространяется. *Единица измерения- ватт на стерадиан(Вт/ср).*

Энергетическая яркость(лучистость)  $B_E$  -величина, равная отношению энергетической силы света  $\Delta I_E$  элемента излучающей поверхности к площади  $\Delta S$  проекции этого элемента на плоскость, перпендикулярную направлению наблюдения. *Единица измерения-ватт на стерадиан-метр в квадрате (Вт/ (ср·м<sup>2</sup>) ).*

Энергетическая освещенность(облученность)  $E_E$  – характеризует величину потока излучения, падающего на единицу освещаемой поверхности. *Единица измерения- Вт/м<sup>2</sup> .*

## 6. Световые величины в фотометрии.

Основной световой единицей в СИ является единица силы света- **кандела** (кд)- сила света в заданном направлении источника, испускающего монохроматическое излучение частотой  $540 \cdot 10^{12}$  герц , энергетическая сила света которого в этом направлении составляет  $1/683$  Вт/ср.

Единица светового потока  $\Phi$ ( мощности оптического излучения)- **люмен** (лм). 1 лм- световой поток, испускаемый точечным источником силой света в 1 кд внутри телесного угла 1 ср(  $1 \text{ лм} = 1 \text{ кд} \cdot \text{ср}$ ).

Светимость  $R$  – суммарный поток, посылаемый светящейся площадкой с площадью  $S$ . Единица светимости – **люмен на метр в квадрате**( лм/м<sup>2</sup>)

$$R = \Phi / S$$

Яркость светящейся поверхности в некотором направлении  $\phi$  есть величина, равная отношению силы света  $I$  в этом направлении к площади  $S$  проекции светящейся поверхности на плоскость, перпендикулярную данному направлению.

*Единица яркости*- кандела на метр в квадрате( кд/ м<sup>2</sup>) .

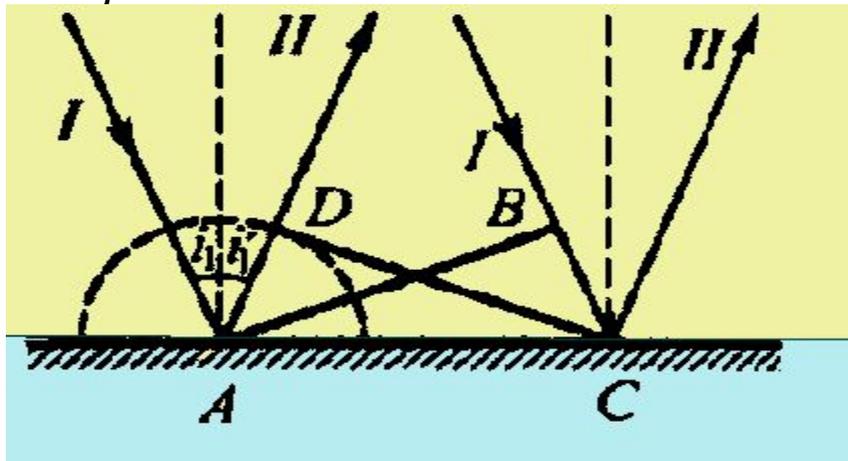
$$B_{\phi} = I / (S \cdot \cos \phi)$$

Освещенность E- величина, равная отношению светового потока Ф, падающего на поверхность к площади S этой поверхности. *Единица освещенности*- **ЛЮКС**(лк): 1 лк- освещенность поверхности, на один квадратный метр которой падает световой поток в 1 лм( 1 лк= 1 лм/м<sup>2</sup>) .

# Интерференция света

## 7. Принцип Гюйгенса

Волновая теория основывается на принципе Гюйгенса: каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн, а огибающая этих волн дает положение волнового фронта в следующий момент времени.

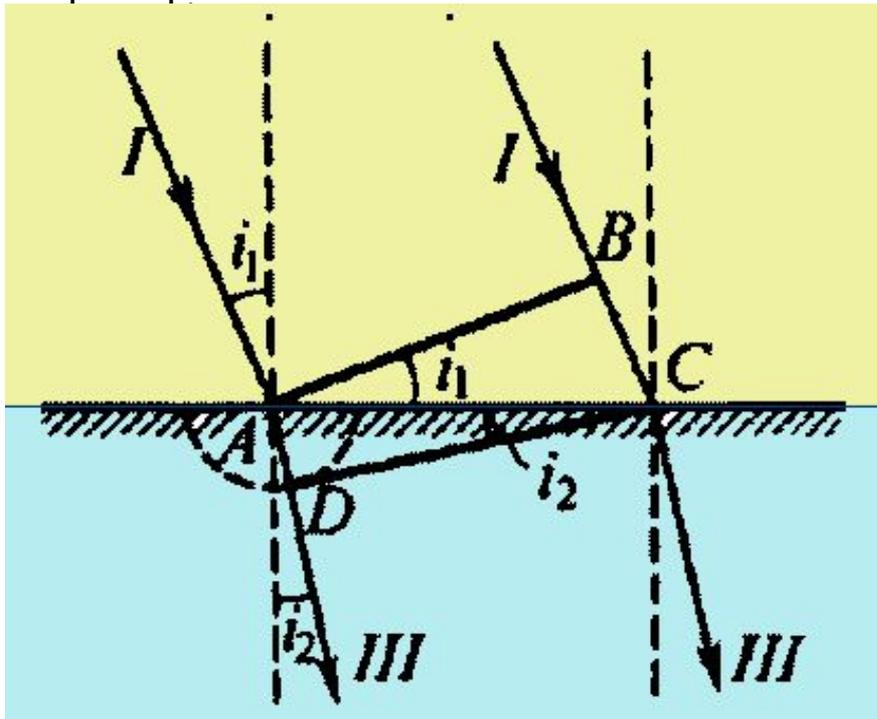


Законы отражения и преломления легко выводятся, используя принцип Гюйгенса.

Пусть на границу раздела двух сред падает плоская волна (плоскость волны АВ), распространяющихся

Вдоль направления  $i$ . Пока фронт проходит расстояние  $BC$  ( за время  $t$ ), фронт вторичных волн из точки  $A$  проходит расстояние  $AD$ .

При отражении  $\Delta ABC = \Delta ADC$ , следовательно  $i_1' = i_1$ .



При преломлении: за время  $t$  фронт падающей волны проходит расстояние  $BC = v_1 t$ , а фронт преломленной -  $AD = v_2 t$ . Из соотношения  $AC = BC / \sin i_1 = AD / \sin i_2$  следует:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{c/n_1}{c/n_2} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}$$

## 8. Когерентность

**Когерентностью** называется согласованное протекание во времени и пространстве нескольких колебательных или волновых процессов.

**Монохроматические волны** - неограниченные в пространстве волны определенной и постоянной частоты являются когерентными.

*Реальные источники* не дают строго монохроматического света, поэтому волны излучаемые любыми независимыми источниками света всегда *некогерентны*. В источнике свет излучается атомами, каждый из которых испускает свет лишь в течении времени  $10^{-8}$  с. Только в течение этого времени волны, испускаемые атомом имеют постоянные амплитуду и фазу колебаний.

Немонохроматический свет можно представить в виде совокупности сменяющих друг друга коротких гармонических импульсов, излучаемых атомами - ВОЛНОВЫХ ЦУГОВ.

Если волна распространяется в однородной среде, то фаза колебаний в определенной точке пространства сохраняется только в течение *времени когерентности* (средней продолжительности одного цуга  $t_{\text{КОГ}}$ ). За это время волна распространяется в вакууме на расстояние  $t_{\text{КОГ}} = c \cdot t_{\text{КОГ}}$ , называемое длиной когерентности (или длиной цуга). Длина когерентности - расстояние, на которое перемещается волна за время когерентности. Поэтому наблюдение интерференции света возможно лишь при оптических разностях хода, меньших длины когерентности для используемого источника света.

**Временная когерентность** - это определяемая степень монохроматичности волн, когерентность колебаний, которые совершаются в одной и той же точке пространства. Временная когерентность существует до тех пор, пока разброс фаз в волне в данной точке не достигнет  $\pi$ .

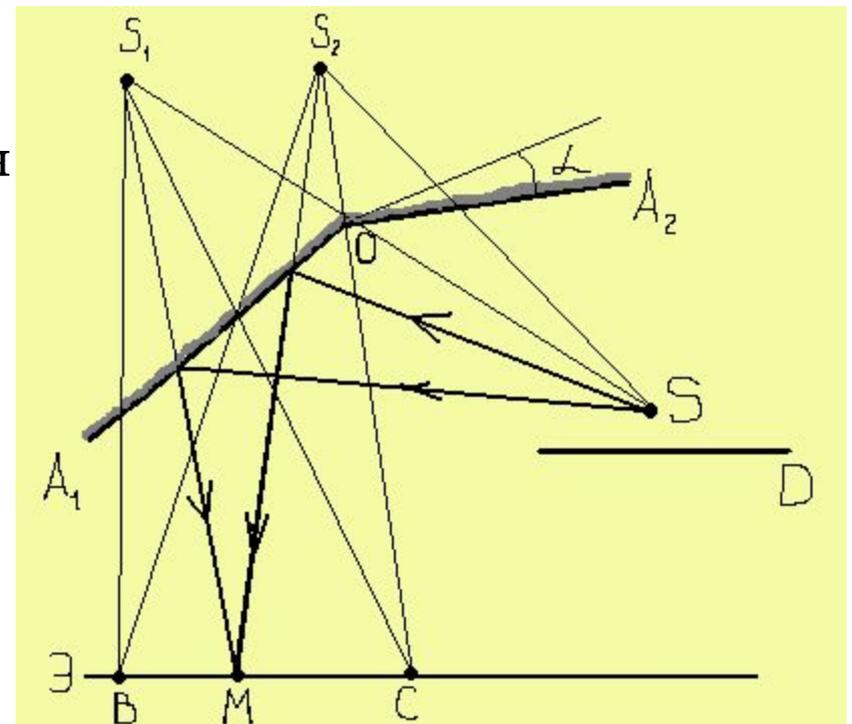
**Пространственная когерентность** - когерентность колебаний в один и тот же момент времени, но в разных точках такой плоскости - теряется при разбросе фаз в этих точках достигает  $\pi$ .

Длина пространственной когерентности( радиус когерентности):

$$r_{\text{КОГ}} \sim \frac{\lambda}{\Delta\varphi},$$

где  $\lambda$ - длина волны,  $\Delta\phi$ - разность фаз.

Источники должны быть пространственно когерентными, чтобы возможно было наблюдать интерференцию излучаемых или световых волн



## 9. Интерференция света.

**Интерференция света**- сложение в пространстве двух или нескольких когерентных световых волн, при котором в разных его точках получается усиление или ослабление амплитуды результирующей волны.

Пусть в данной точке М две монохроматические волны с циклической частотой  $\omega$  возбуждают два колебания, причем до точки М одна волна прошла в среде с показателем преломления  $n_1$  путь  $\delta_1$  с фазовой скоростью  $v_1$ , а вторая- в среде  $n_2$  путь  $\delta_2$  с фазовой скоростью  $v_2$ :

$$x_1 = A_1 \cos \omega \left( t - \frac{s_1}{v_1} \right) \quad x_2 = A_2 \cos \omega \left( t - \frac{s_2}{v_2} \right)$$

Амплитуда результирующего колебания:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \delta$$

Интенсивность результирующей волны ( $I \approx A^2$ ):

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2} \cos \delta$$

Разность фаз  $\delta$  колебаний, возбуждаемых в точке М, равна:

$$\delta = \omega \left( \frac{s_2}{v_2} - \frac{s_1}{v_1} \right) = \omega \left( \frac{s_2}{c/n_2} - \frac{s_1}{c/n_1} \right) = \frac{\omega}{c} (s_2 n_2 - s_1 n_1) = \frac{2\pi\nu}{c} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta$$

Произведение *геометрической длины пути*  $S$  световой волны в данной среде на показатель преломления этой среды  $n$  называется оптической длиной пути  $L = s \cdot n$ .

Разность  $\Delta = L_2 - L_1 = s_2 \cdot n_2 - s_1 \cdot n_1$  оптических длин проходимых волнами путей называется оптической разностью хода.

### **Условие интерференционного максимума:**

Если оптическая разность хода  $\Delta$  равна целому числу длин волн в вакууме (четному числу полуволн):

$$\Delta = \pm m \lambda_0 = \pm 2m \frac{\lambda_0}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots),$$

то  $\delta = \pm 2m\pi$  и колебания, возбуждаемые в точке М, будут происходить в *одинаковой фазе*.

## Условие интерференционного минимума.

Если оптическая разность хода  $\Delta$  равна нечетному числу полуволн, то:

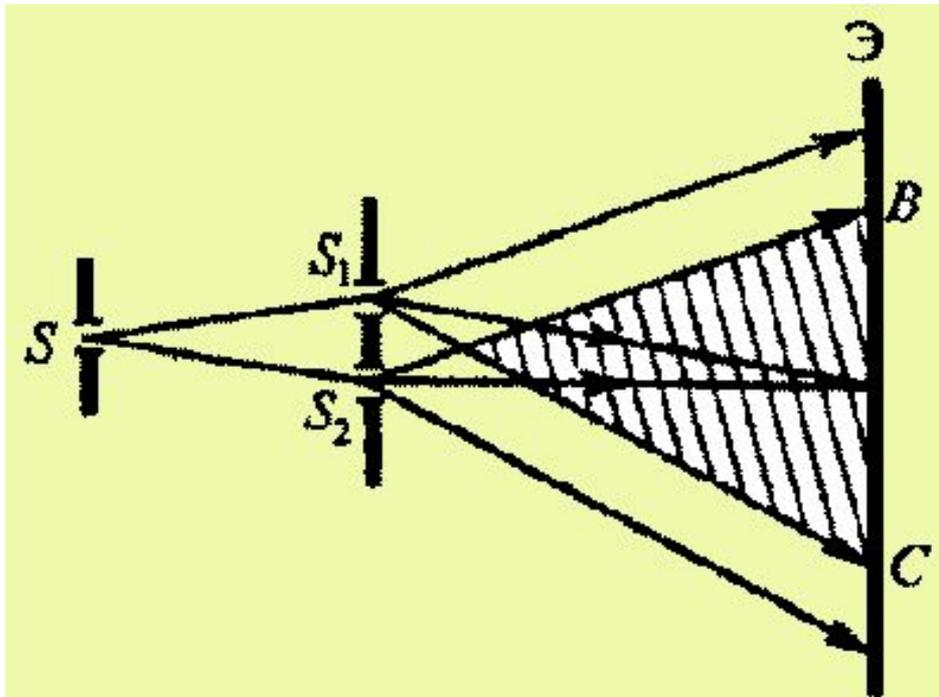
$$\Delta = \pm(2m + 1)\frac{\lambda_0}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots),$$

тогда  $\delta = \pm(2m + 1)\pi$  и колебания, возбуждаемые в точке М, будут происходить в *противофазе*.

## 10. Методы наблюдения интерференции.

До изобретения лазеров, во всех приборах когерентные световые пучки получали разделением волны, излучаемой одним источником, на две части, которые после прохождения разных оптических путей накладывали друг на друга и наблюдали интерференционную картину.

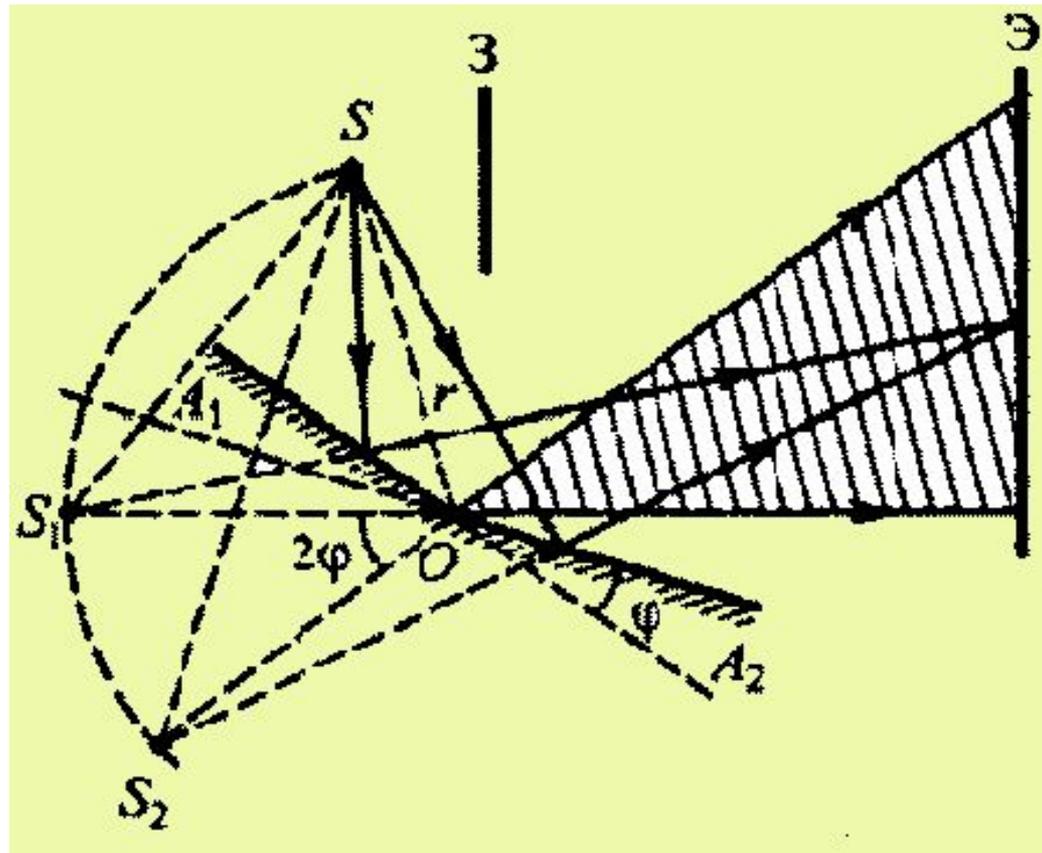
**1. Метод Юнга.** Свет от ярко освещенной щели  $S$  падает на две щели  $S_1$  и  $S_2$ , играющие роль когерентных источников. Интерференционная картина  $BC$  наблюдается на экране  $\mathcal{E}$ .



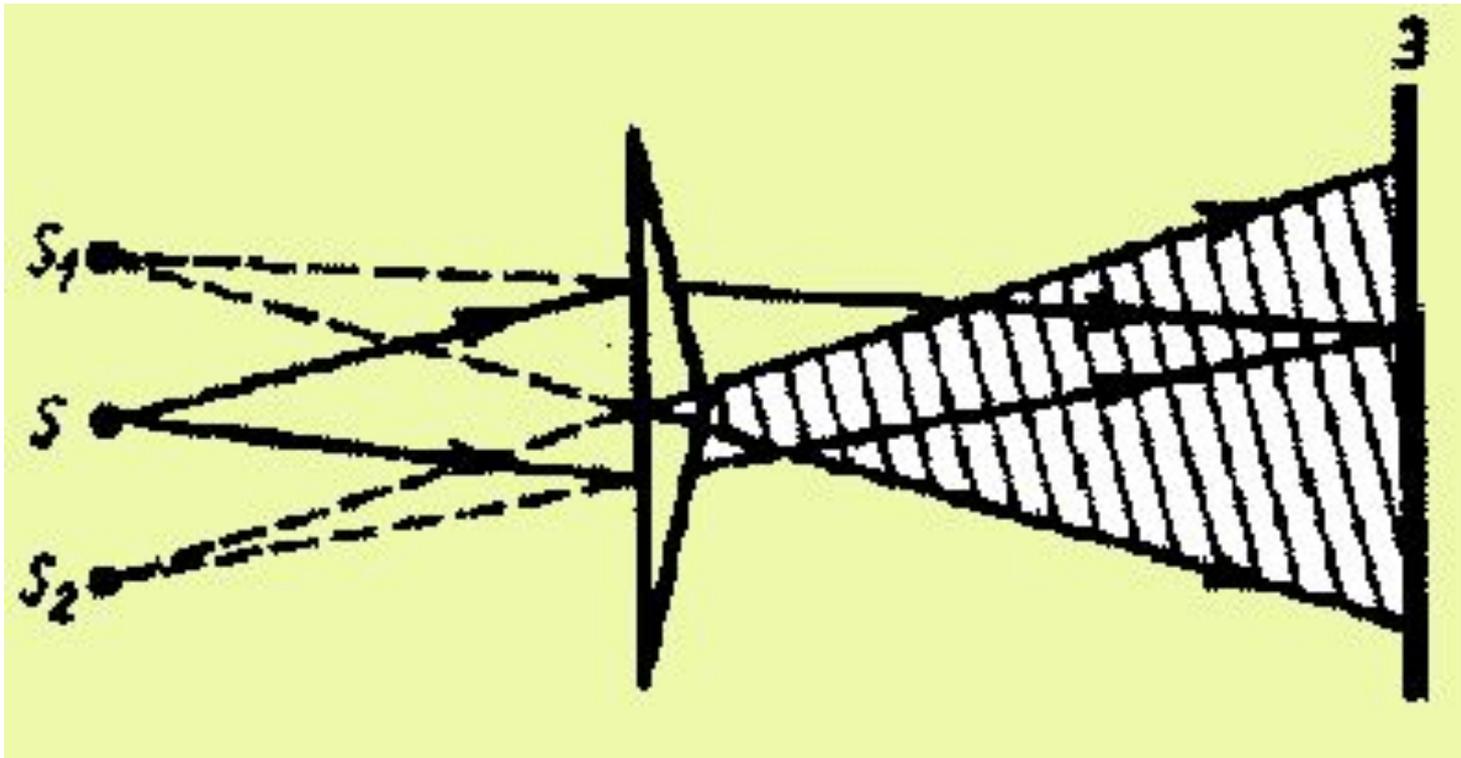
**2. Зеркала Френеля.** Свет от источника  $S$  падает расходящимся пучком на два плоских зеркала  $A_1O$  и  $A_2O$ , расположенных под малым углом  $\phi$ . Роль когерентных источников играют мнимые  $S_1$  и  $S_2$  изображения источника  $S$ .

Интерференционная картина наблюдается на экране  $\mathcal{E}$ ,

защищенном от  
ого попадания света  
заслонкой  
3.

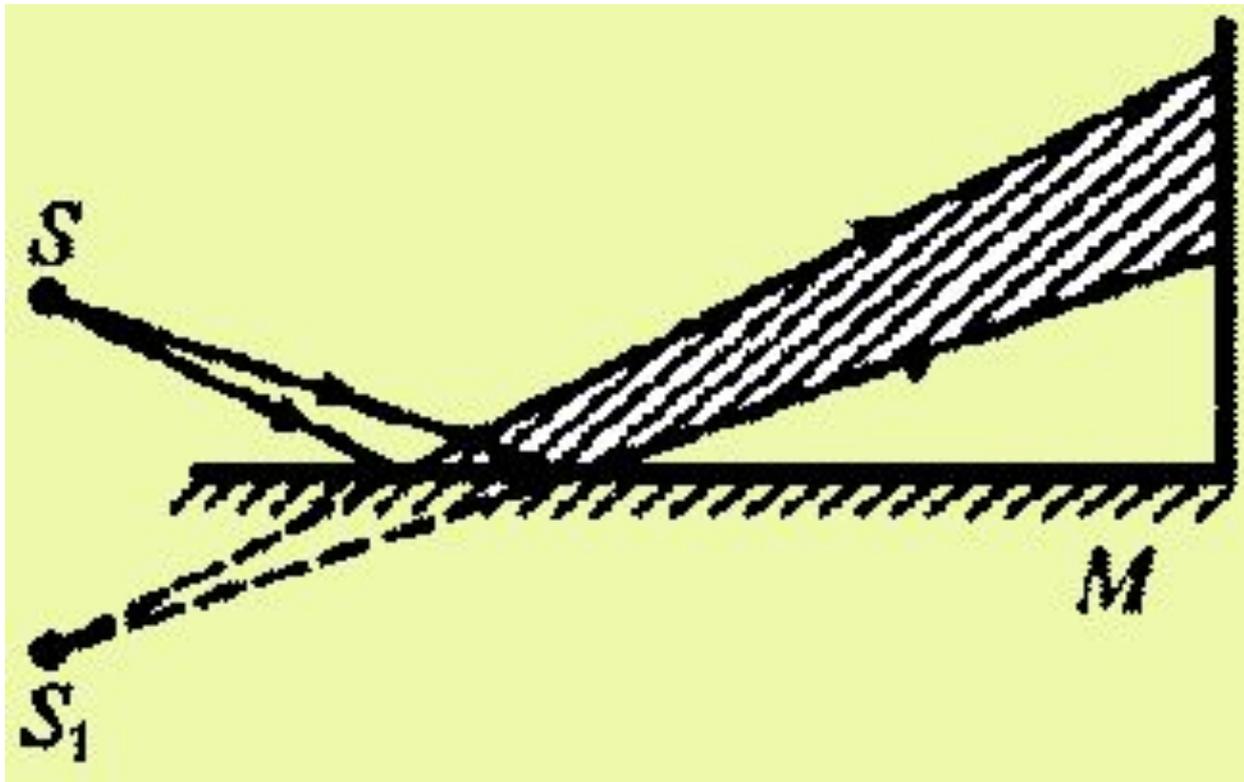


**3. Бипризма Френеля.**— Свет от источника  $S$  преломляется в призмах, в результате чего за бипризмой распространяются световые лучи, как бы исходящие из мнимых когерентных источников  $S_1$  и  $S_2$ .



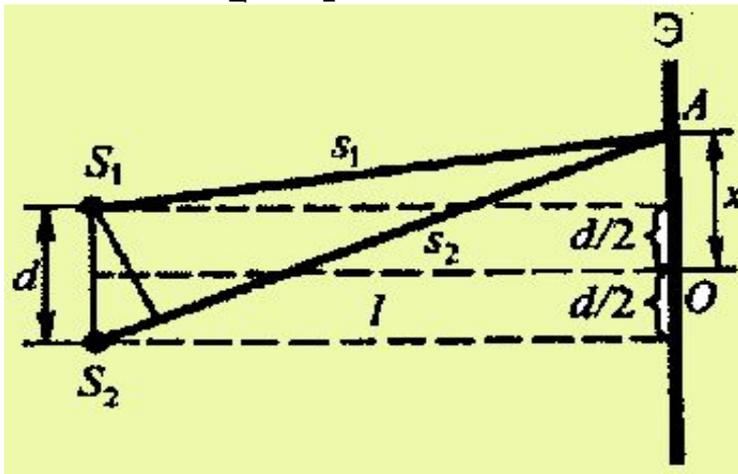
**4. Зеркало Ллойда.** Точечный источник  $S$  находится близко к поверхности плоского зеркала  $M$ .

Когерентными источниками служат сам источник  $S$  и его мнимое изображение  $S_1$ .



## 11. Расчет интерференционной картины от двух щелей.

Две щели  $S_1$  и  $S_2$  находятся на расстоянии  $d$  друг от друга и являются когерентными источниками. Экран  $\mathcal{E}$  параллелен щелям и находится от них на расстоянии  $l \gg d$ . Интенсивность в произвольной точке  $A$  определяется разностью хода  $\Delta = S_2 - S_1$ , где  $S_2^2 = l^2 + (x + d/2)^2$ ,  $S_1^2 = l^2 + (x - d/2)^2$ , откуда  $S_2^2 - S_1^2 = 2xd$  или  $\Delta = S_2 - S_1 = 2xd / (S_2 + S_1)$ . Из  $l \gg d$  следует  $S_2 + S_1 \approx 2l$ , Поэтому  $\Delta = xd/l$ . Положение максимумов:



$$\Delta = \pm m \frac{l}{d} \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots)$$

Положение минимумов:

$$\Delta = \pm \left( m + \frac{1}{2} \right) \frac{l}{d} \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots)$$

Расстояние  $\Delta x$  между двумя соседними максимумами (минимумами) называется шириной интерференционной:

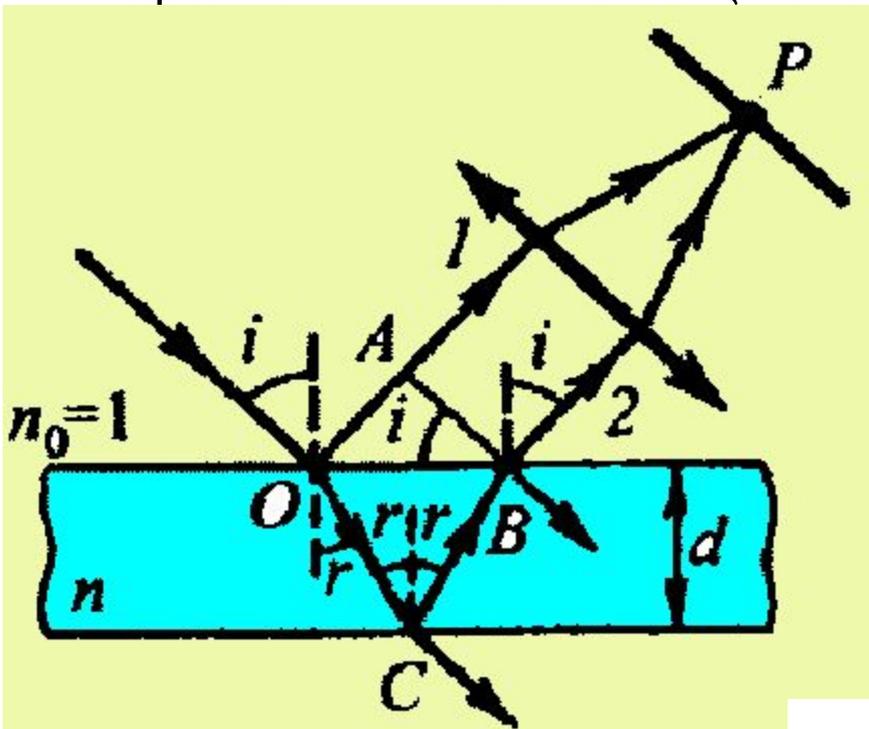
$$\Delta x = \frac{l}{d} \lambda_0$$

## 12. Полосы равного наклона.

Пусть из воздуха ( $n_0=1$ ) на плоскопараллельную прозрачную пластинку с показателем преломления  $n$  и толщиной  $d$  под углом  $i$  падает плоская монохроматическая волна. В точке  $O$  луч частично отразится (1), а частично преломится, и после отражения на нижней поверхности пластины в точке  $C$  выйдет из пластины в точке  $B$  (2). Лучи 1 и 2 когерентны и параллельны. С помощью собирающей линзы их можно

свести в точке  $P$ .

Важной особенностью отражения электромагнитных волн (и, в частности, оптических лучей) при падении на границу раздела двух сред из среды с меньшей диэлектрической проницаемостью (а значит меньшим показателем преломления):



При отражении света от более плотной среды ( $n_0 < n$ ) фаза изменяется на  $\pi$ . Изменение фазы на  $\pi$  равносильно потере полуволны при отражении. Такое поведение электромагнитной волны на границе двух сред следует из граничных условий, которым должны удовлетворять тангенциальные компоненты векторов напряженности электрического и магнитного поля на границе раздела:  $E_{\tau 1} = E_{\tau 2}$ ,  $H_{\tau 1} = H_{\tau 2}$ .

С учетом этого, оптическая разность хода:

$$\Delta = n(OC - CB) - (OA - \lambda_0/2)$$

Используя  $\sin i = n \sin r$  (закон преломления),  $OC = CB = d / \cos r$  и  $OA = OB \sin i = 2d \cdot \operatorname{tg} r \cdot \sin i$ , запишем:

$$\Delta - \frac{\lambda_0}{2} = \frac{2dn}{\cos r} - 2dn \operatorname{tg} r \sin i = 2dn \left( \frac{1}{\cos r} - \frac{\sin^2 r}{\cos r} \right) = 2dn \cos r = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i}$$

В точке Р будет интерференционный максимум, если

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \lambda_0/2 = 2m \lambda_0/2 \quad (m=0,1,2,..)$$

В точке Р будет интерференционный минимум, если

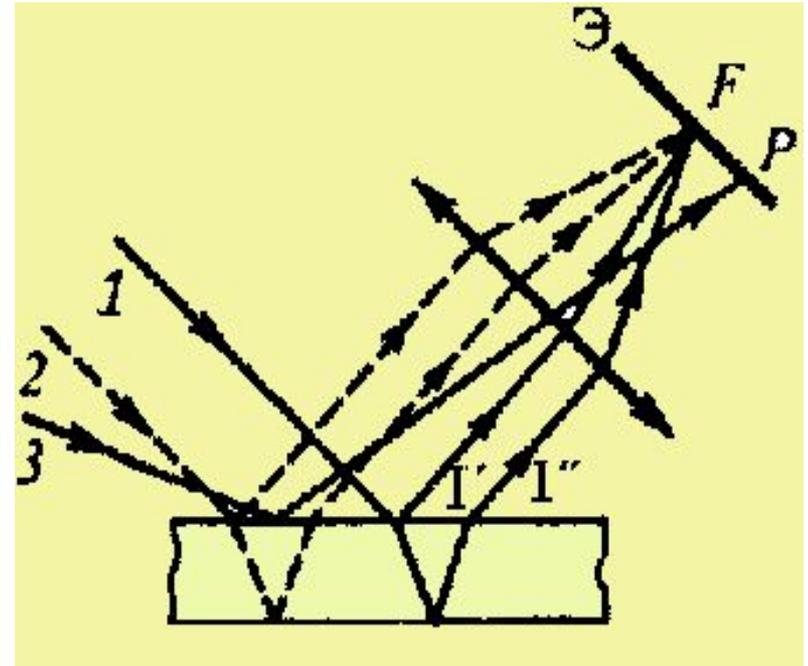
$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \lambda_0/2 = 2(m+1) \lambda_0/2 \quad (m=0,1,2,..)$$

Таким образом, для данных  $\lambda_0$ ,  $d$  и  $n$  каждому наклону  $i$  лучей соответствует своя интерференционная полоса.

Интерференционные полосы, возникающие в результате наложения лучей, падающих на плоскопараллельную пластинку под одинаковыми углами, называются **полосами равного наклона**.

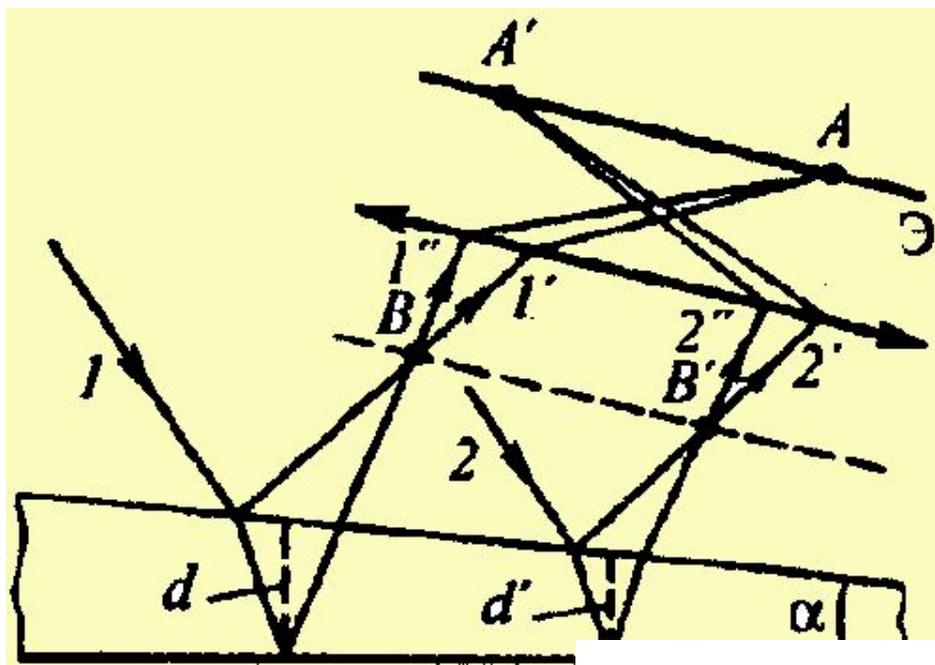
Интерферирующие лучи (например,  $1'$  и  $1''$  на рисунке) параллельны друг другу, поэтому говорят, что полосы равного наклона локализованы в бесконечности.

Радиальная симметрия линзы приводит к тому, что интерференционная картина на экране будет иметь вид концентрических колец с центром в фокусе линзы.



### 13. Полосы равной толщины

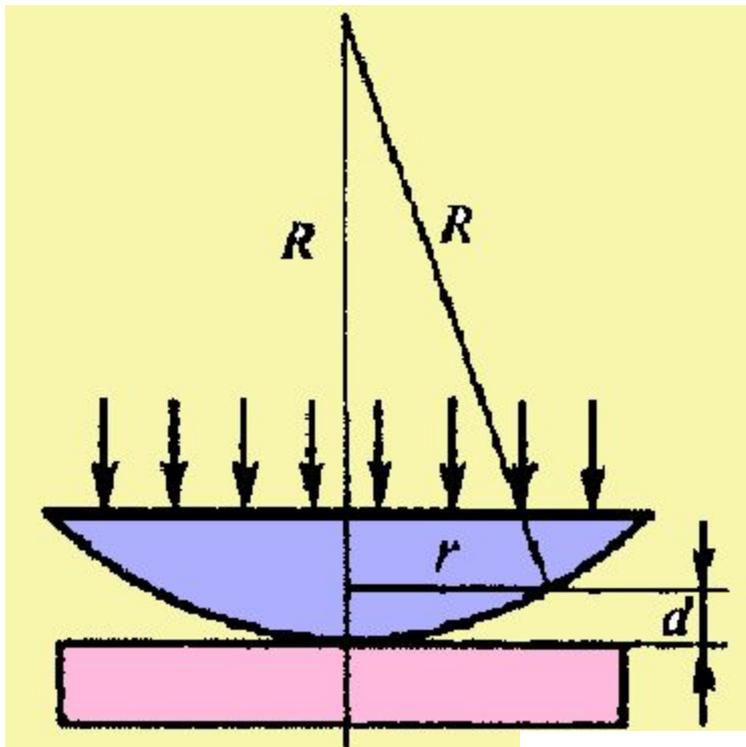
Пусть на прозрачную пластинку *переменной толщины- клин* с малым углом  $\alpha$  между боковыми гранями- падает плоская волна в направлении параллельных лучей 1 и 2. Интенсивность интерференционной картины, формируемой лучами, отраженными от верхней и нижней поверхностях клина зависит от толщины клина в данной точке ( $d$  и  $d'$  для лучей 1 и 2 соответственно). Когерентные пары лучей ( $1'$  и  $1''$ ,  $2'$  и  $2''$ ) пересекаются вблизи поверхности клина (точки В и В') и собираются линзой на экране (в точках А и А').



На экране возникает система интерференционных полос-полос равной толщины- каждая из которых возникает при отражении от мест пластинки, имеющих одинаковую толщину. Они локализованы вблизи поверхности клина (плоскость В-В').

## 14. Кольца Ньютона

Кольца Ньютона наблюдаются при *отражении света от воздушного зазора*, образованного плоскопараллельной пластинкой и соприкасающейся с ней плосковыпуклой линзой с большим радиусом кривизны. Параллельный пучок света падает нормально на плоскую поверхность линзы. Полосы *равной* толщины имеют вид *концентрических окружностей*.



В отраженном свете оптическая разность хода:

$$\Delta = 2d + \frac{\lambda_0}{2} = 2\frac{r^2}{2R} + \frac{\lambda_0}{2}$$

Радиусы светлых колец:

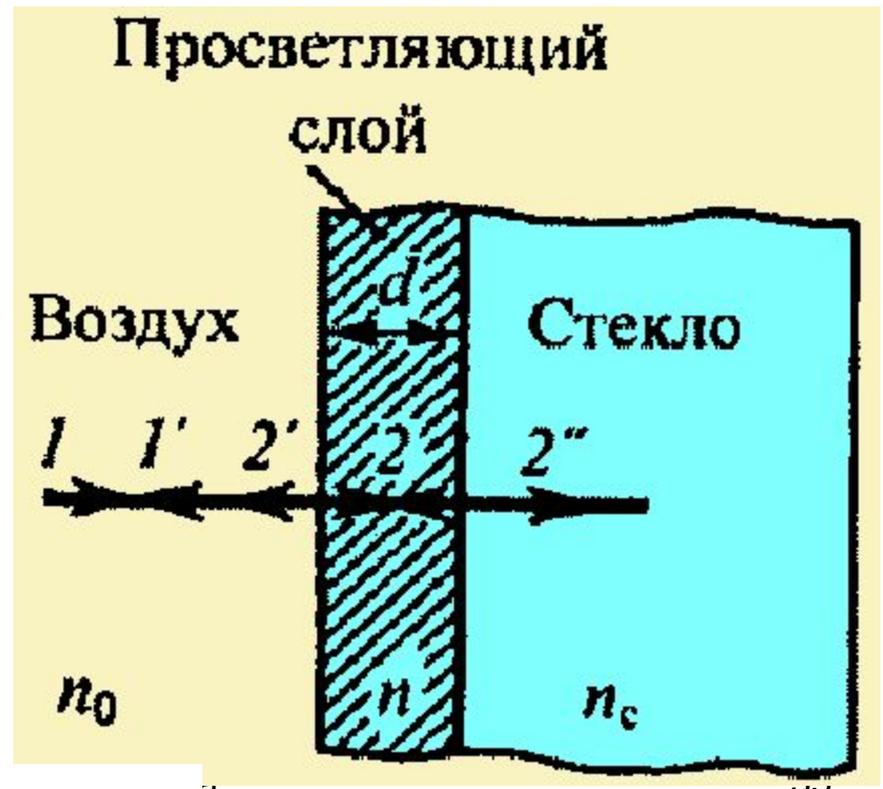
$$r_m = \sqrt{(m - 1/2)\lambda_0 R} \quad (m = 1, 2, 3, \dots)$$

Радиусы темных колец:

$$r_m = \sqrt{(m\lambda_0 R)} \quad (m = 0, 1, 2, \dots)$$

## 15. Просветление оптики

Объективы оптических приборов содержат большое количество линз. Даже незначительное отражение света каждой из поверхностей линз приводит к тому, что *интенсивность прошедшего пучка света значительно уменьшается*. Кроме того в объективах возникают блики и фон рассеянного света, что снижает эффективность оптических систем. Но, если на границах сред создать условия, при которых интерференция отраженных лучей  $1'$  и  $2'$  дает минимум интенсивности отраженного света, то при этом *интенсивность света, прошедшего через оптическую систему будет максимальна*. Этого можно добиться, например, нанесением на поверхность линз тонких пленок с



показателем преломления  $n_0 < n < n_c$ , причем  $n = \sqrt{(n_c \cdot n_0)}$ .

В этом случае амплитуды когерентных лучей 1' и 2' будут одинаковы, а условие минимума для отраженных лучей ( $i=0$ ) будет  $2nd = (2m+1)\lambda_0/2$ . При  $m=0$  оптическая толщина пленки  $nd$  удовлетворяет условию:

$$nd = \lambda_0/4$$

И происходит *гашение отраженных лучей*. Для каждой длины волны  $\lambda_0$  должна быть своя толщина пленки  $d$ . Поскольку этого добиться невозможно, обычно оптику просветляют для длины волны  $\lambda_0 = 550$  нм, к которой наиболее чувствителен глаз человека.

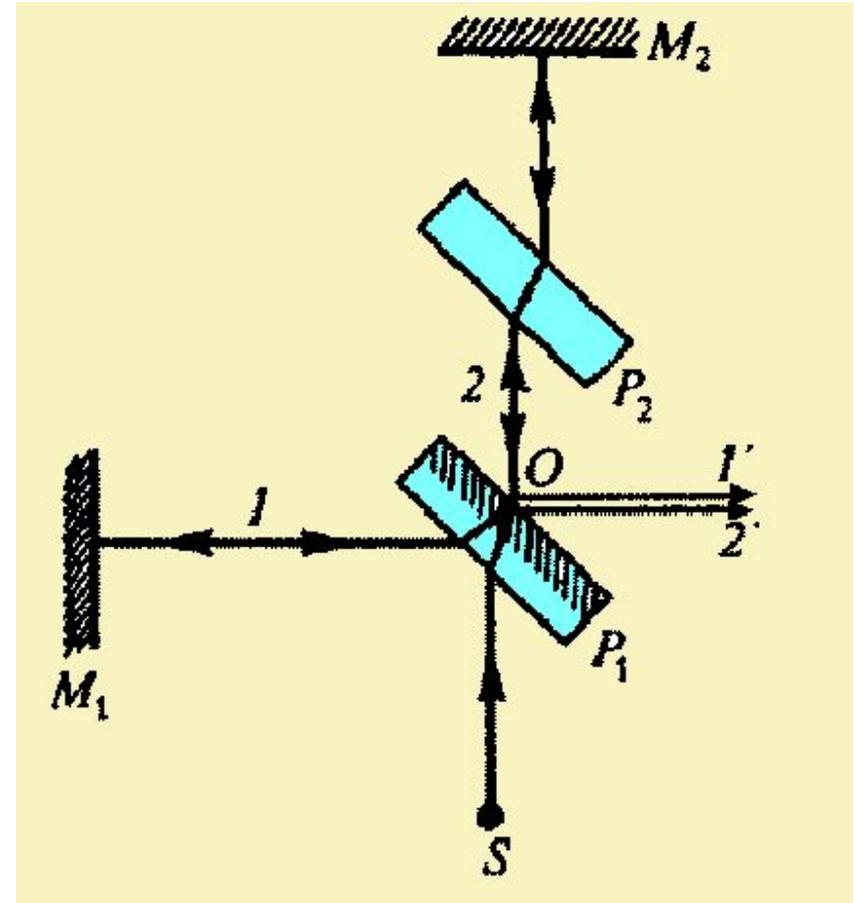
## 16. Интерферометры.

При плавном изменении разности хода интерферирующих пучков на  $\lambda_0/2$  интерференционная картина сместится настолько, что на месте максимумов окажутся минимумы.

Поэтому явление интерференции используют в интерферометрах для измерения длины тел, длины световой волны, изменения длины тела при

Изменении температуры сравнимых с  $\lambda_0$ .

В интерферометре Майкельсона возникает интерференционная картина чрезвычайно чувствительная к любому изменению разности хода лучей.



# Дифракция света

## 17. Принцип Гюйгенса-Френеля

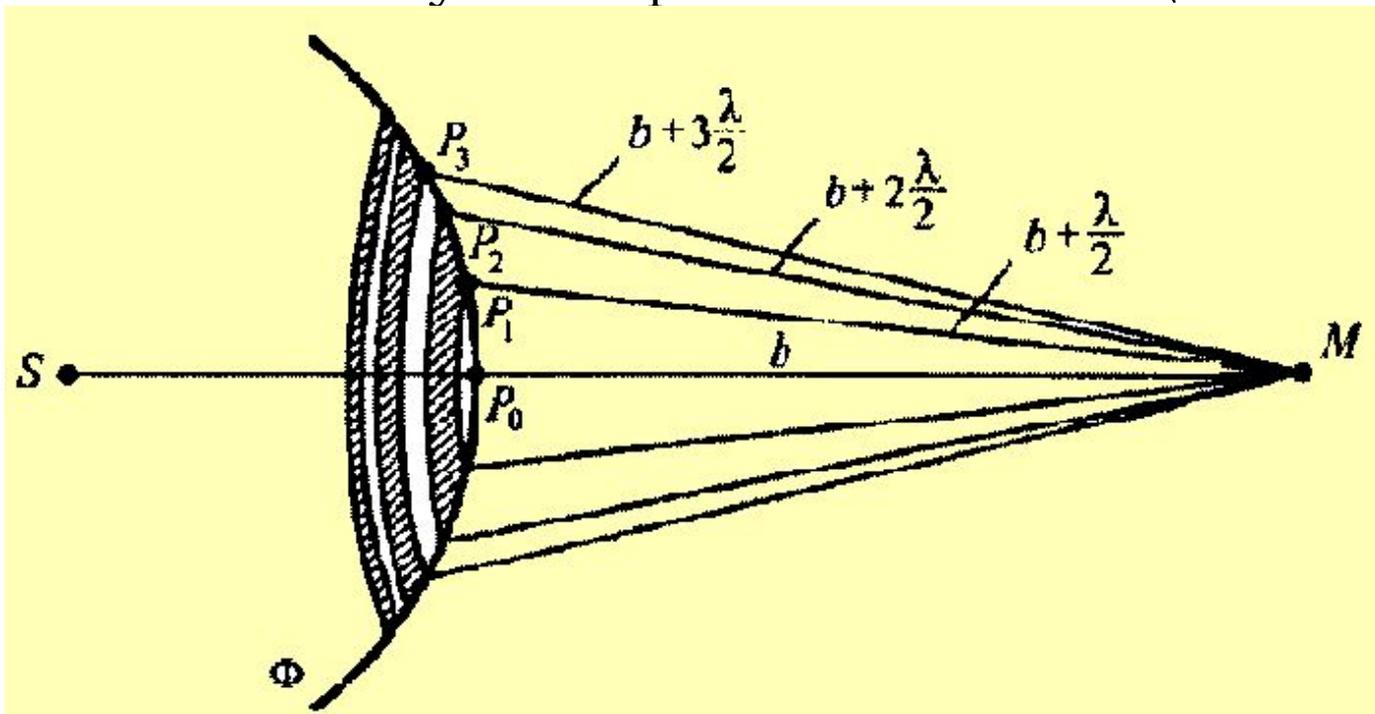
**Дифракция** – это огибание волнами препятствий, встречающихся на их пути, или в более широком смысле – любое отклонение распространения волн вблизи препятствий от законов геометрической оптики.

Дифракцию объясняет принцип Гюйгенса – именно вторичные волны огибают препятствия на пути распространения первичных волн.

**Принцип Гюйгенса-Френеля:** световая волна, возбуждаемая каким-либо источником  $S$ , может быть представлена как результат суперпозиции (сложения) когерентных вторичных волн, излучаемых вторичными (фиктивными) источниками – бесконечно малыми элементами любой замкнутой поверхности, охватывающей источник  $S$ .

## 18. Зоны Френеля.

Рассмотрим в произвольной точке  $M$  амплитуду световой волны, распространяющейся в однородной среде из точечного источника  $S$ . Согласно принципу Гюйгенса-Френеля, заменим действие источника  $S$  действием воображаемых источников, расположенных на вспомогательной поверхности  $\Phi$ , являющейся поверхностью фронта волны, идущей из  $S$  (поверхность сферы с центром  $S$ ). Разобьем волновую поверхность  $\Phi$  на кольцевые зоны



Такого размера, чтобы расстояние от краев зоны до М отличались на  $\lambda/2$ . Тогда, обозначив амплитуды колебаний от 1-й, 2-й, .. m-й зон через  $A_1, A_2, \dots, A_m$  (при этом  $A_1 > A_2 > A_3 > \dots$ ), получим амплитуду результирующего колебания:  $A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots$

При таком разбиении волновой поверхности на зоны оказывается, что амплитуда колебания  $A_m$  от некоторой m-й зоны Френеля равна среднему арифметическому от амплитуд, примыкающих к ней зон:

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}$$

Тогда результирующая амплитуда в точке М будет:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left( \frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left( \frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2} = \left( \xrightarrow{m \gg 1} \right) = \frac{A_1}{2}$$

т.к. при  $m \gg 1$   $A_1 \gg A_m$ . Площади всех зон Френеля равны  $\sigma = \pi ab \lambda / (a+b)$ , где a- длина отрезка  $SP_0$ - радиус сферы Ф, b- длина отрезка  $P_0M$ . Радиус внешней границы m-й зоны Френеля :

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m \lambda}$$

Распространение света от S к M происходит так, будто световой поток распространяется *внутри очень узкого канала* вдоль SM, то есть прямолинейно.

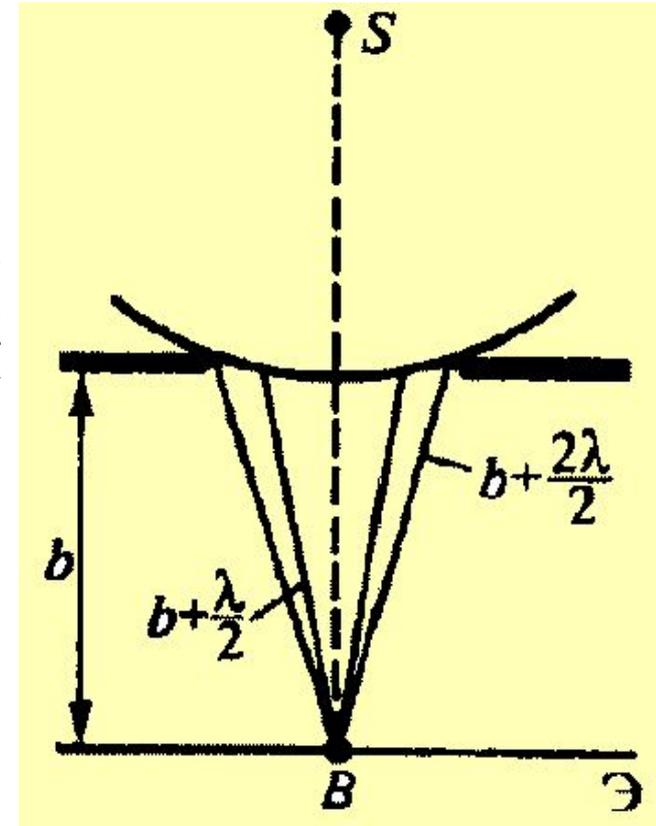
Таким образом, принцип Гюйгенса-Френеля позволяет объяснить прямолинейное распространение света в однородной среде.

## 19. Дифракция в сходящихся лучах.

Дифракция в сходящихся лучах( дифракция Френеля)- это дифракция сферических волн, осуществляемая в том случае, когда дифракционная картина наблюдается на конечном расстоянии от препятствия, вызвавшего дифракцию.

### Дифракция на круглом отверстии

Сферическая волна, распространяющаяся из точечного источника S, встречает на своем пути экран с круглым отверстием. Вид дифракционной картины зависит от числа зон Френеля, укладывающихся в отверстии. Амплитуда света в точке В экрана Э будет  $A=A_1/2 \pm A_m/2$ , где знак “плюс” для нечетного числа зон Френеля, “минус”- для четного m. Дифракционная картина : чередующиеся темные и светлые кольца с центром в точке В.



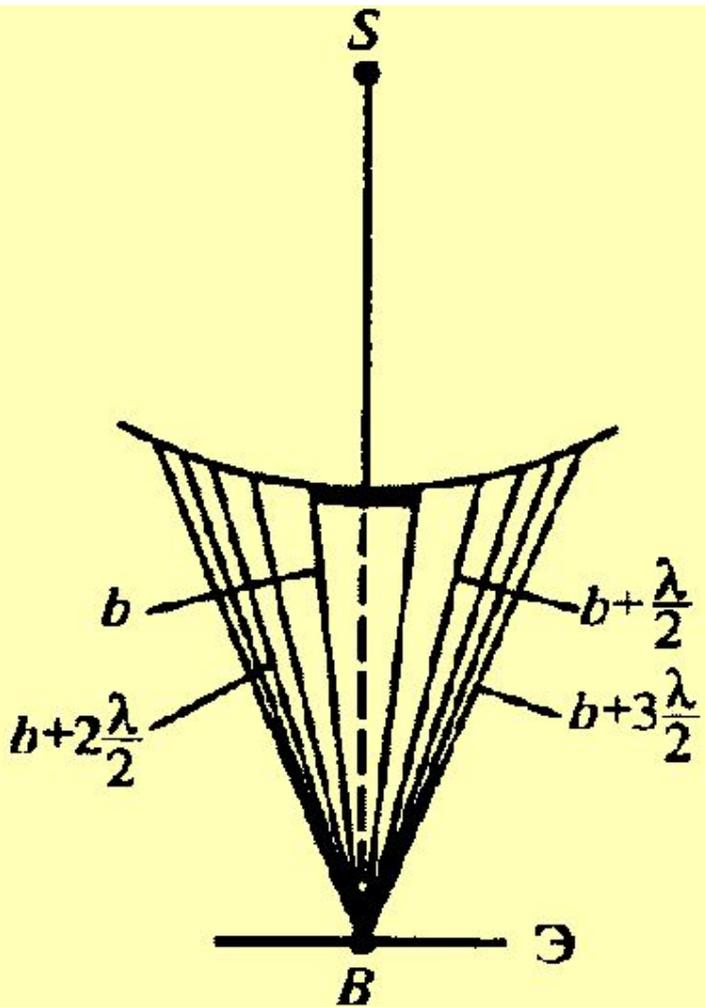
## Дифракция на диске

Сферическая волна, распространяющаяся от точечного источника  $S$ , встречает на своем пути диск. Если диск закрывает первые  $m$  зон Френеля, то амплитуда колебаний

в точке  $B$  экрана  $\mathcal{E}$ :

$$A = A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - \dots = A_{m+1}/2 + (A_{m+1}/2 - A_{m+2} + A_{m+3}/2) + \dots = A_{m+1}/2$$

Таким образом, в точке  $B$  всегда наблюдается интерференционный максимум (светлое пятно), соответствующий половине действия первой открытой зоны Френеля. Центральный максимум окружен концентрическими с ним темными и светлыми кольцами.



## 20. Дифракция в параллельных лучах( Дифракция Фраунгофера)

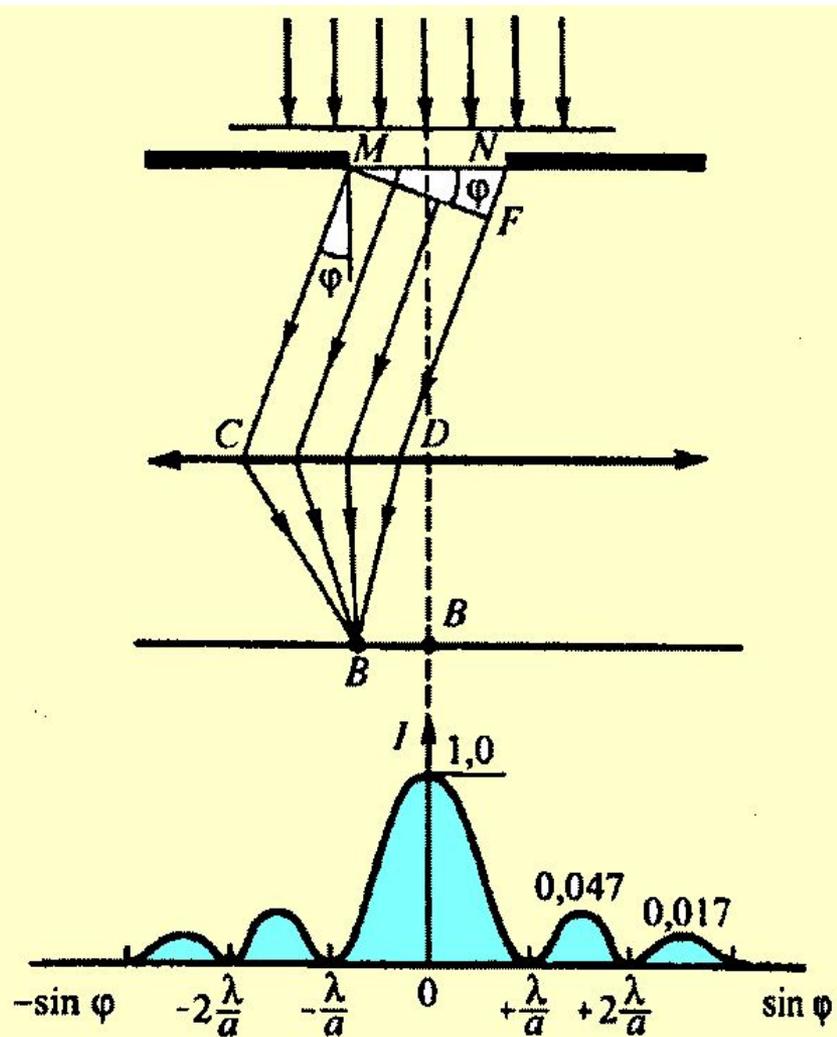
Дифракция Фраунгофера наблюдается в том случае, когда

источник света и точка наблюдения *бесконечно* удалены от препятствия, вызывающего дифракцию.

Рассмотрим дифракцию Фраунгофера плоской монохроматической волны на одной бесконечно длинной щели шириной  $a=MN$ . Оптическая разность хода между крайними лучами  $MC$  и  $ND$ :

$$\Delta=NF=a\sin \phi$$

Разобьем открытую часть волновой поверхности  $MN$  на зоны Френеля, параллельные ребру  $M$  щели.



Ширина каждой зоны выбирается так, чтобы разность хода от краев этих зон была равна  $\lambda/2$ , поэтому на ширине щели уместится  $\Delta: \lambda/2$  зон.

Все точки волнового фронта в плоскости щели имеют *одинаковую фазу и амплитуду колебаний*. Поэтому суммарная интенсивность колебаний от двух любых соседних зон Френеля равна нулю, следовательно:

1) Если число зон Френеля четное, то:

**$\sin \phi \approx \pm 2m\lambda/2 (m=1,2,3...)$**  – условие дифракционного минимума (полная темнота)

2) Если число зон Френеля нечетное, то:

**$\sin \phi \approx \pm (2m+1)\lambda/2 (m=1,2,3...)$**  – условие дифракционного максимума, соответствующего действию одной некомпенсированной зоны Френеля.

В направлении  $\phi=0$  щель действует как одна зона Френеля и в этом направлении свет распространяется с наибольшей интенсивностью- *центральный дифракционный минимум*.

Распределение интенсивности на экране, получаемое вследствие дифракции называется дифракционным спектром.

## 21. Дифракция Фраунгофера на дифракционной решетке.

Одномерная дифракционная решетка- система параллельных щелей равной толщины, лежащих в одной плоскости и разделенных равными по ширине непрозрачными промежутками.

Распределение интенсивности в дифракционном спектре каждой щели определяется направлением дифрагированных лучей и дифракционные картины, создаваемые каждой щелью будут одинаковыми.

Суммарная дифракционная картина есть результат взаимной интерференции волн, идущих от всех щелей- в дифракционной решетке осуществляется многолучевая интерференция когерентных дифрагированных пучков света, идущих от всех щелей.

Если  $a$ - ширина каждой щели,  $b$ - ширина непрозрачных участков между щелями, то величина  $d = a + b$  называется постоянной (периодом) дифракционной решетки.

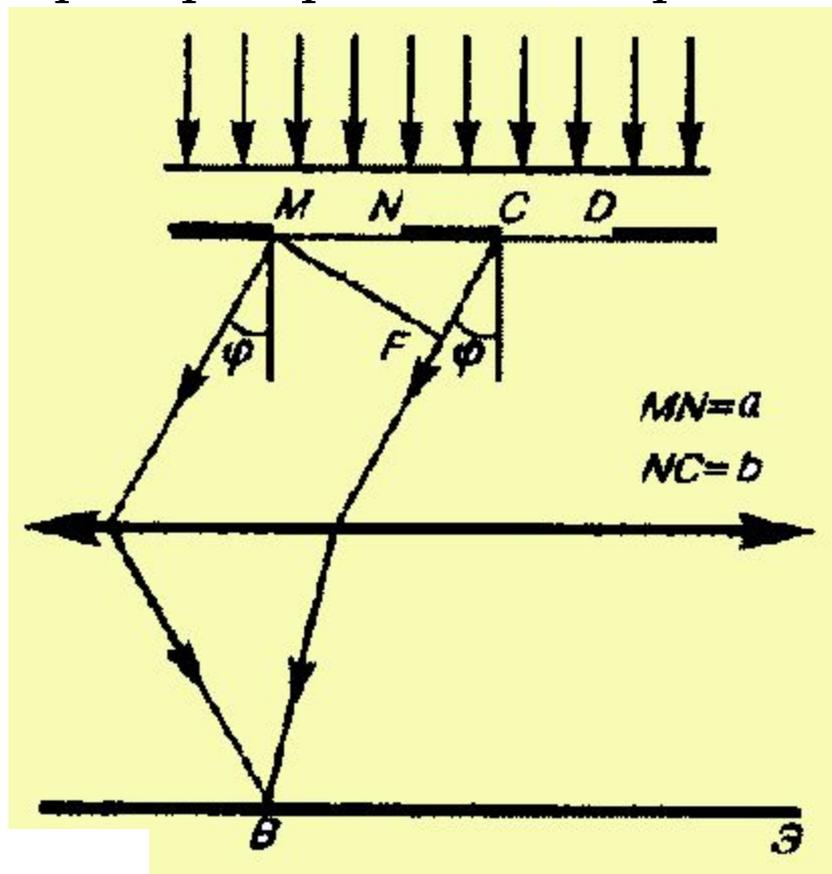
$$d = 1/N_0$$

, где  $N_0$ - число щелей, приходящееся на единицу длины.

Разности хода  $\Delta$  лучей, идущих от двух соседних щелей, будут для данного направления  $\phi$  одинаковы в пределах всей дифракционной решетки:

$$\Delta = CF = (a+b) \sin \phi = d \sin \phi$$

В тех направлениях, в которых ни одна из щелей не распространяет свет, он не будет распространяться и при двух щелях, то есть *прежние главные минимумы* интенсивности будут наблюдаться в направлениях  **$a \sin \phi = \pm m \lambda$**  ( **$m=1,2,3\dots$** ). Кроме того, вследствие *взаимной интерференции*, в направлениях, определяемых условием  **$a \sin \phi = \pm (2m+1) \lambda / 2$**  световые лучи, посылаемые двумя соседними щелями, будут гасить друг друга — *возникнут дополнительные минимумы*. Действие одной щели будет усиливать действие



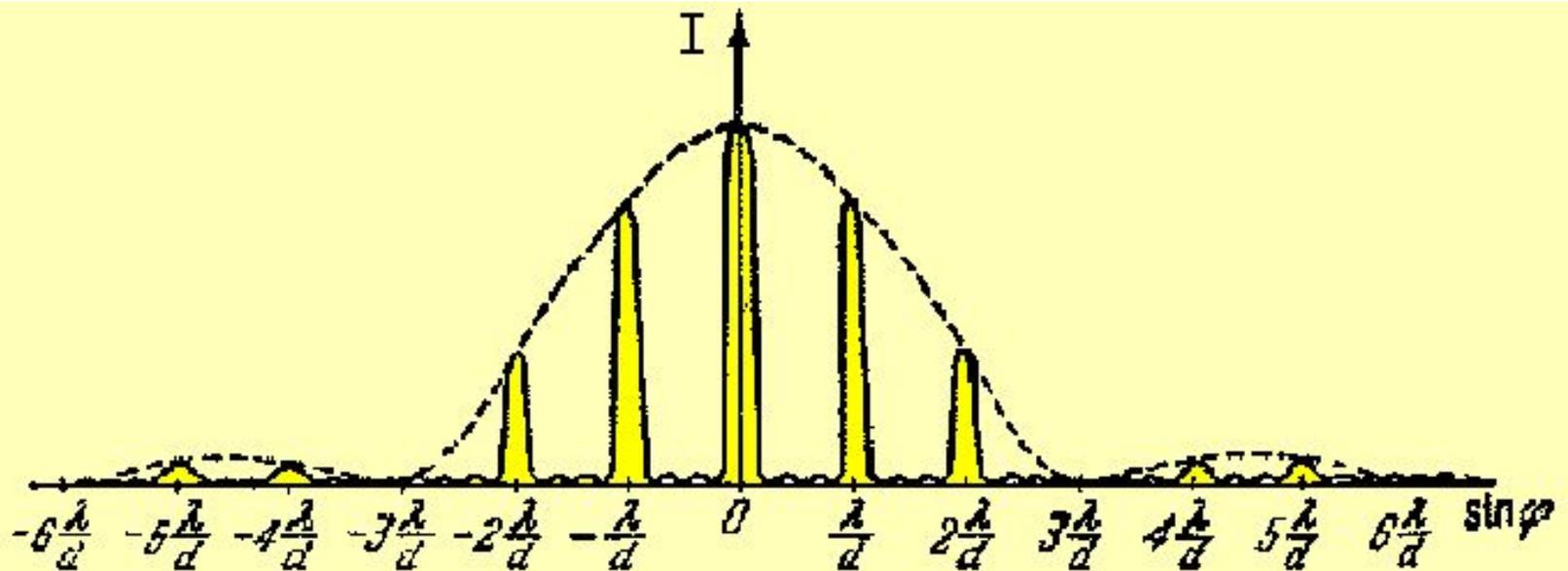
Другой, если  $a \sin \phi = \pm 2m\lambda/2$  ( $m=1,2,3\dots$ )- условие главных максимумов.

Между двумя главными максимумами располагается  $N-1$  дополнительных минимумов, разделенных вторичными минимумами, создающими слабый фон. Условие дополнительных минимумов:  $a \sin \phi = \pm m'\lambda/N$  (где  $m'$  может принимать все целочисленные значения, кроме 0,  $N$ ,  $2N, \dots$  при которых данное условие переходит в условие главных максимумов).

Амплитуда главного максимума есть сумма амплитуд колебаний от каждой щели  $A_{\max} = NA_1$ . Поэтому *интенсивность главного максимума* в  $N^2$  раз больше интенсивности  $I_1$ , создаваемой одной щелью в направлении главного максимума:  $I_{\max} = N^2 I_1$ .

Число максимумов, даваемое дифракционной решеткой:

$$m \leq d/\lambda \quad (\text{поскольку } \sin \phi \leq 1)$$



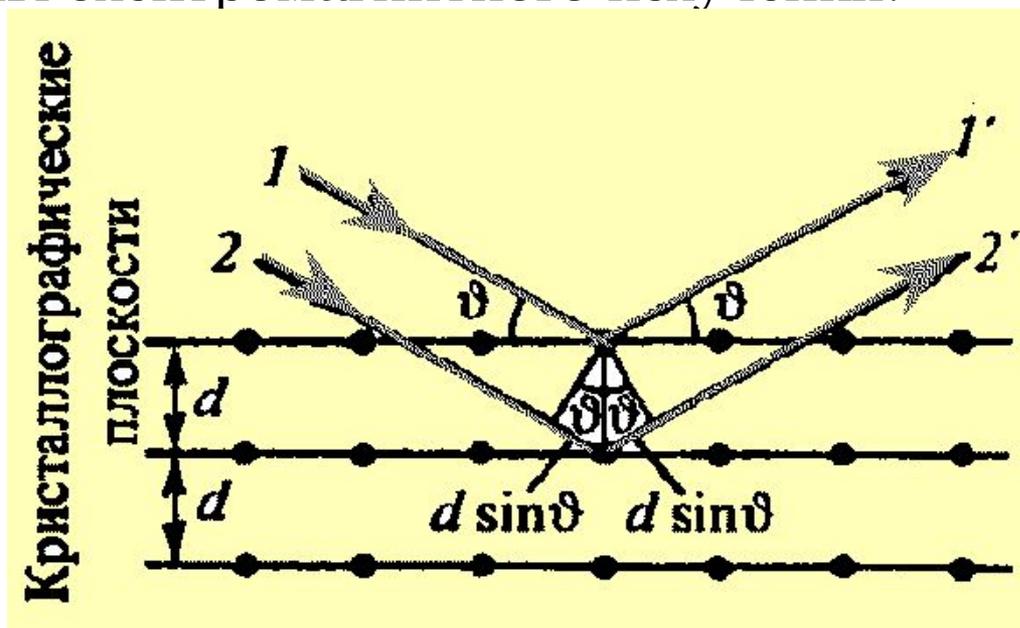
На рисунке представлена дифракционная картина для  $N=4$ . Пунктирная кривая изображает интенсивность от одной щели, умноженную на  $N^2$ .

Положение главных максимумов зависит от длины волны  $\lambda$ , поэтому при пропускании через решетку белого света все максимумы, кроме центрального ( $m=0$ ), разложатся в спектр. Поэтому дифракционная решетка может быть

$m=$	<b>-2</b>	<b>-1</b>	<b>0</b>	<b>+1</b>	<b>+2</b>	использована	как
						спектральный прибор.	
цвет	к	фк	б	ф	к		

## 22. Дифракция на пространственной решетке.

Дифракция света наблюдается на *одномерных решетках* (система параллельных штрихов), на *двумерных решетках* (штрихи нанесены во взаимно перпендикулярных направлениях в одной и той же плоскости) и на *пространственных (трехмерных) решетках* – пространственных образованиях, в которых элементы структуры подобны по форме, имеют геометрически правильное и периодически повторяющееся расположение, а также постоянные (периоды) решеток, соизмеримые с длиной волны электромагнитного излучения.



Для наблюдения дифракции рентгеновского излучения могут быть использованы кристаллы: представим кристалл в виде параллельных кристаллографических плоскостей, отстоящих друг от друга на расстоянии  $d$ . Пучок параллельных монохроматических лучей(1,2) падает под углом скольжения  $\theta$  (угол между направлением падающих лучей и кристаллографической плоскостью) и возбуждает атомы кристаллической решетки, которые становятся источниками когерентных волн(1' и 2'), интерферирующих между собой. Максимумы интенсивности будут наблюдаться в тех направлениях, в которых все отраженные атомными плоскостями волны будут находиться в одинаковой фазе

**$2d\sin \theta \approx m\lambda$  ( $m=1,2,3\dots$ )- Формула Вульфа- Брэггов.**

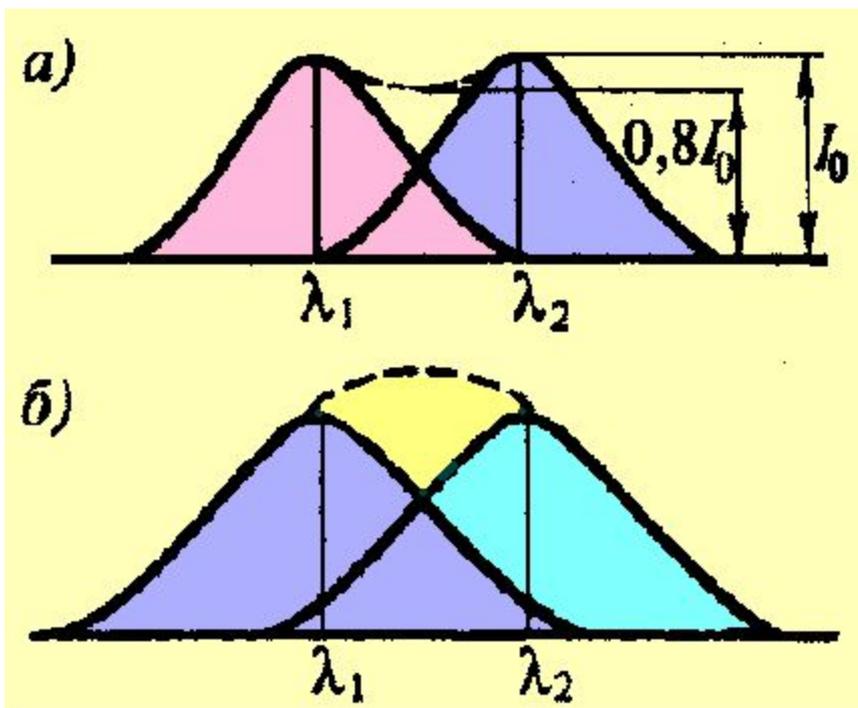
Эта формула используется в:

- 1)Рентгеноструктурном анализе- если известна  $\lambda$  излучения, то, наблюдая дифракцию на кристаллической структуре неизвестного строения и измеряя  $\theta$  и  $m$ , можно найти  $d$
- 2)Рентгеновской спектроскопии- при известном  $d$  измеряют  $\theta$  и  $m$ , находят длину волны падающего излучения  $\lambda$ .

## 23. Разрешающая способность спектрального прибора.

**Критерии Релея**- изображения двух близлежащих одинаковых точечных источников или двух близлежащих спектральных линий с равными интенсивностями и одинаковыми симметричными контурами разрешимы (разделены для восприятия), если центральный максимум дифракционной картины от одного источника (линии) совпадает с первым минимумом дифракционной картины

от другого (рис а). При этом интенсивность “провала” между максимумами составляет 80 % интенсивности в максимуме. Этого достаточно для разрешения линий  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . При нарушении критерия Релея наблюдается одна линия (рис б).



**Разрешающей способностью спектрального прибора** называют безразмерную величину  $R = \lambda/\delta\lambda$ , где  $\delta\lambda$  - абсолютное значение минимальной разности длин волн двух соседних спектральных линий, при которой эти линии регистрируются отдельно.

## 24. Разрешающая способность дифракционной решетки.

Пусть максимум  $m$ -го порядка для длины волны  $\lambda_2$  наблюдается под углом  $\phi_{\max}$  ( $d \sin \phi_{\max} = m\lambda_2$ ). В том же порядке ближайший дифракционный минимум для волны  $\lambda_1$  находится под углом  $\phi_{\min}$  ( $d \sin \phi_{\min} = m\lambda_1 + \lambda_1/N$ )

По критерию Релея  $\phi_{\max} = \phi_{\min}$ , откуда

$$m\lambda_2 = m\lambda_1 + \lambda_1/N \quad \text{или} \quad \delta\lambda \equiv \lambda_2 - \lambda_1 = \lambda_1/mN$$

$$R_{\text{диф. реш.}} = \lambda/\delta\lambda = mN$$

**Разрешающая способность дифракционной решетки пропорциональна порядку спектра  $m$  и числу  $N$  щелей.**

# Взаимодействие света с веществом

## 25. Дисперсия света

**Дисперсия света** – это зависимость показателя преломления  $n$  от частоты  $\nu$  (длины волны  $\lambda$ ) света или зависимость фазовой скорости  $u$  световых волн от его частоты  $\nu$ .

Следствием дисперсии является *разложение в спектр* пучка белого света при прохождении его через призму. Дисперсия проявляется только при распространении немонохроматических волн.

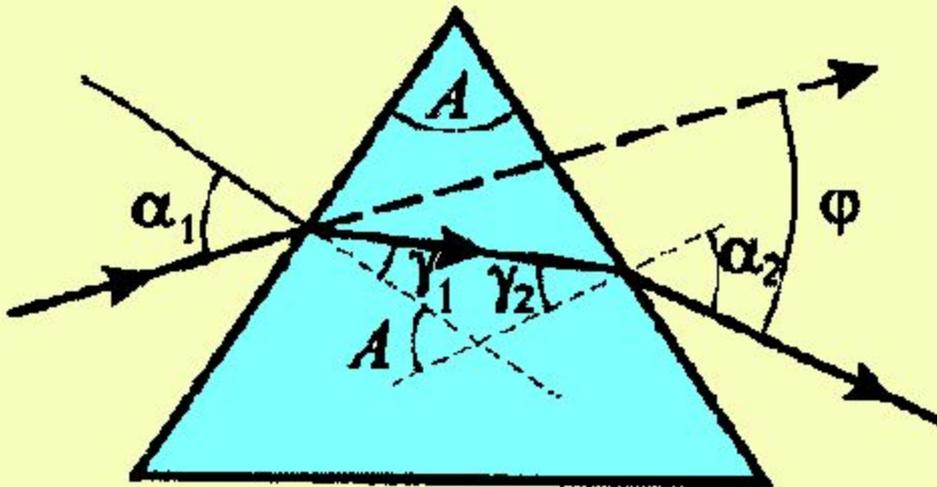
Рассмотрим дисперсию света в призме.

Пусть монохроматический луч под углом  $\alpha_1$  падает на призму с показателем преломления  $n$  и преломляющим лучом  $A$ . После двукратного преломления на левой и правой гранях призмы луч отклоняется на угол  $\phi$ .

$$\phi = (\alpha_1 - \gamma_1) + (\alpha_2 - \gamma_2) = \alpha_1 + \alpha_2 - A$$

Если углы  $A$  и  $\alpha_1$  ( а значит и  $\alpha_1$ ,  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  ) малы, то  $\alpha_1/\gamma_1 = n/1$  и  $\alpha_2/\gamma_2 = 1/n$ . Поскольку  $\gamma_1 + \gamma_2 = A$ , то

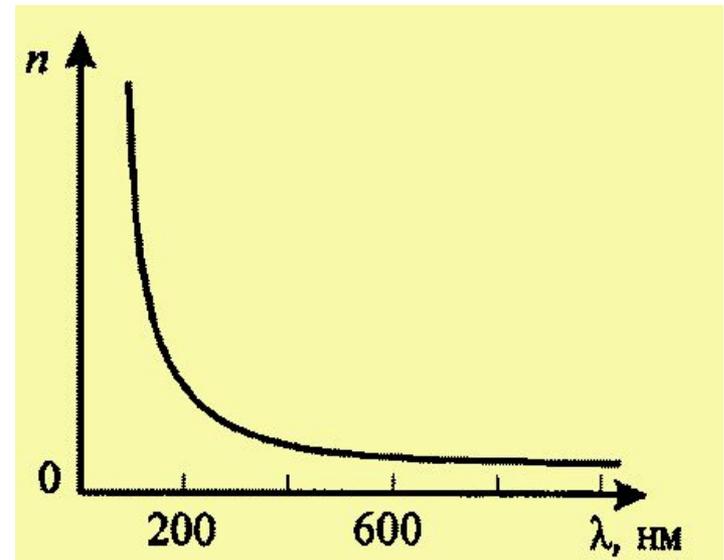
$\alpha_2 = \gamma_2 n = n(A - \gamma_1) = n(A - \alpha_1/n) = nA - \alpha_1$ , откуда  $\alpha_1 + \alpha_2 = nA$ . Поэтому  $\phi = A(n-1)$  – угол отклонения лучей



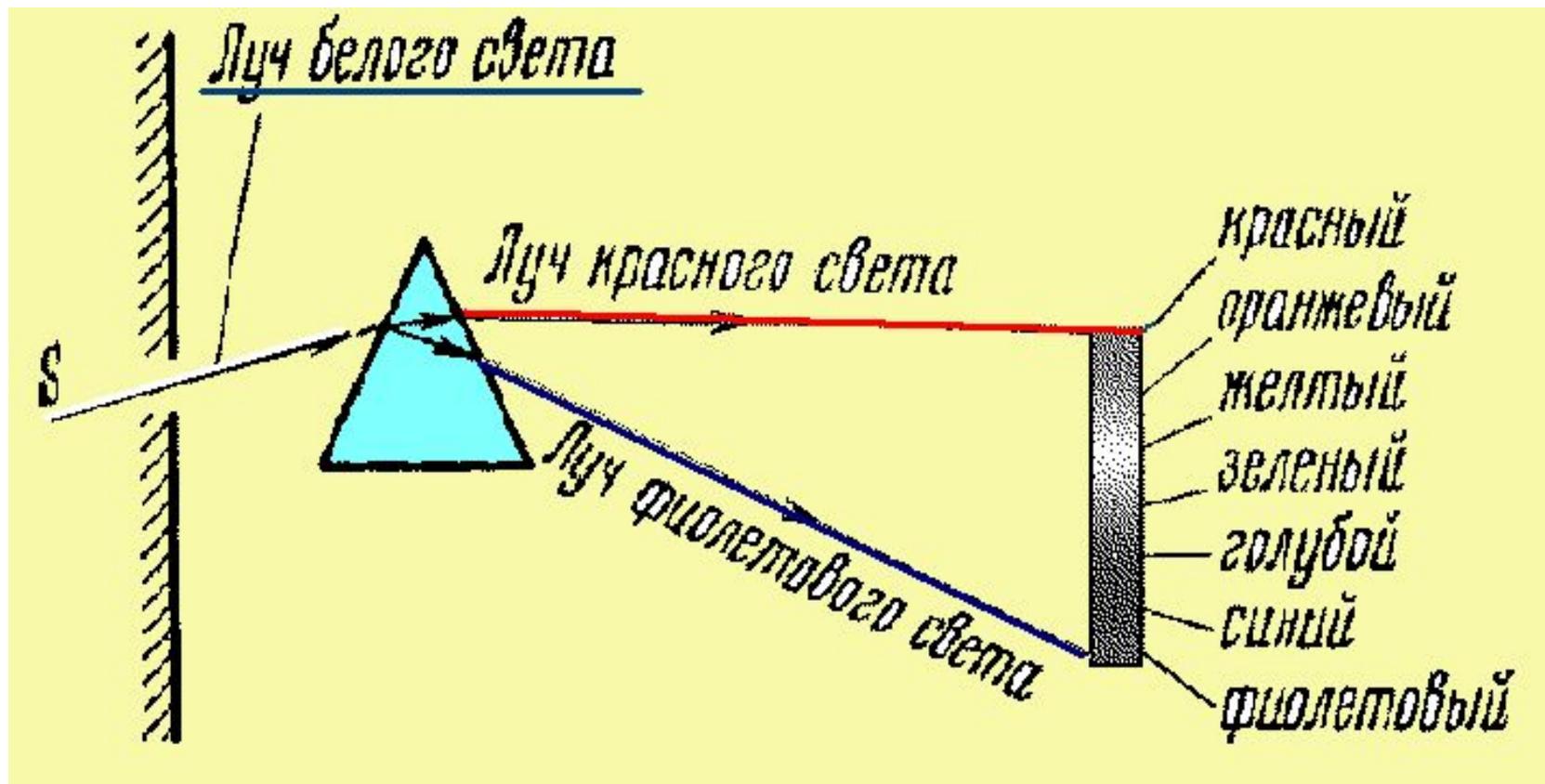
Призмой тем больше, чем больше преломляющий угол призмы.

**Величина  $D = dn/d\lambda$**  называется дисперсией вещества. Для всех прозрачных веществ показатель преломления уменьшается с

Увеличением длины волны  $dn/d\lambda < 0$ . Такая дисперсия называется нормальной (или отрицательной). Вблизи линий и полос сильного поглощения ход кривой  $n(\lambda)$  – **кривой дисперсии**- обратный  $dn/d\lambda > 0$ . Такая дисперсия называется аномальной. На явлении



нормальной дисперсии основано действие призмённых спектрографов. Угол отклонения лучей призмой зависит от показателя преломления, который в свою очередь, зависит от длины волны. Поэтому призма разлагает белый свет в спектр, отклоняя красные лучи (длина волны больше) слабее, чем фиолетовые (длина волны меньше).



## 26. Электронная теория дисперсии.

Электронная теория дисперсии Лоренца рассматривает дисперсию света как результат взаимодействия электромагнитных волн с заряженными частицами, входящими в состав вещества и совершающими вынужденные колебания в переменном электромагнитном поле волны.

**Абсолютный показатель преломления среды**  $n = \sqrt{\epsilon\mu}$  ( $\epsilon\mu$ ), где  $\epsilon$ - диэлектрическая проницаемость среды,  $\mu$ - магнитная проницаемость. В оптической области спектра для всех веществ  $\mu \approx 1$ , поэтому  $n = \sqrt{\epsilon}$ .

Согласно теории Лоренца дисперсия света- следствие зависимости  $\epsilon$  от частоты( длины волны) световых волн. По определению

$$\epsilon = 1 + \chi = 1 + P / (\epsilon_0 E)$$

,где  $\chi$ - диэлектрическая восприимчивость среды,  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная,  $P$  и  $E$ - мгновенные значения поляризованности и напряженности внешнего электрического поля.

В оптической области спектра частота колебаний электрического поля световой волны высока ( $\nu \approx 10^{13}$  Гц), поэтому ориентационная поляризация диэлектриков не существенна и главную роль играет **электронная (деформационная) поляризация** – вынужденные колебания электронов под действием электрической составляющей поля световой волны.

Пусть вынужденные колебания совершают только один внешний, слабо связанный с ядром атома, электрон-оптический электрон. Его наведенный дипольный момент  $p = ex$ , где  $e$  – заряд электрона,  $x$  – смещение электрона под действием электрического поля световой волны.

Мгновенное значение поляризованности:

$$P = n_0 p = n_0 ex$$

, где  $n_0$  – концентрация атомов в диэлектрике. Отсюда:

$$n^2 = 1 + \frac{n_0 ex}{\epsilon_0 E}$$

Пусть внешнее поле  $E$  изменяется по гармоническому закону  $E = E_0 \cos \omega t$ . Тогда уравнение вынужденных колебаний электрона (без учета силы сопротивления, обуславливающей поглощение энергии падающей волны):

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = \frac{1}{m} F_0 \cos \omega t = \frac{e}{m} E_0 \cos \omega t,$$

, где  $F_0 = eE_0$  – амплитудное значение силы, действующей на электрон со стороны поля волны,  $\omega_0 = \sqrt{k/m}$  – собственная частота колебаний электрона,  $m$  – масса электрона.

Решение этого уравнения:  $x \approx A \cos \omega t$ , где

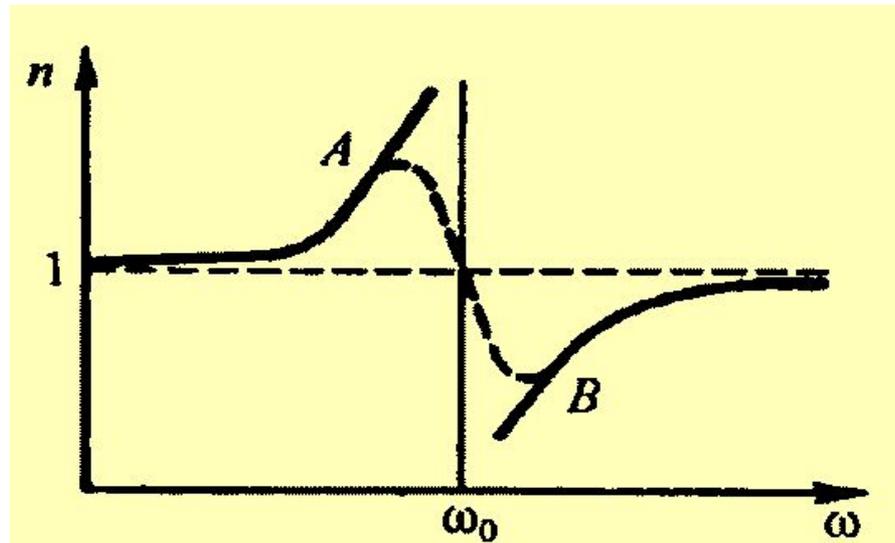
$$A = \frac{eE_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}$$

Поэтому:

$$n^2 = 1 + \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m (\omega_0^2 - \omega^2)}$$

Полученная зависимость выражает явление дисперсии:  $n=n(\omega)$ . График этой зависимости представлен на рисунке. Разрыв  $n$  вблизи  $\omega_0$  обусловлен тем, что не учтены силы сопротивления среды (поглощение электромагнитных волн средой).

Если учесть это поглощение, то зависимость задается пунктирной линией АВ- это область аномальной дисперсии. Остальные участки описывают нормальную дисперсию.



В общем случае для вещества, имеющего различные заряды  $e_i$ :

$$n^2 = 1 + \frac{n_0}{\epsilon_0} \sum_i \frac{e_i}{m_i} \frac{1}{(\omega_{0i}^2 - \omega^2)}$$

## 27. Поглощение( адсорбция) света.

Поглощением( адсорбцией) света называется явление уменьшения энергии световой волны при её распространении в веществе вследствие преобразования энергии волны в другие виды энергии.

В результате поглощения интенсивность света при прохождении через вещество уменьшается:

$$I=I_0 \exp(- \alpha x) \text{ – закон Бугера}$$

Здесь  $I_0$  и  $I$  – интенсивности плоской монохроматической волны на входе и выходе слоя поглощающего вещества толщиной  $x$ ,  $\alpha$  - коэффициент поглощения, зависящий от длины волны света, химической природы и состояния вещества и не зависящий от интенсивности света. Численное значение этого коэффициента  $\alpha$  показывает толщину слоя  $x$ , равную  $1/\alpha$ , после прохождения которого интенсивность плоской волны падает в  $e= 2,72$  раза.

## 28. Виды спектров поглощения.

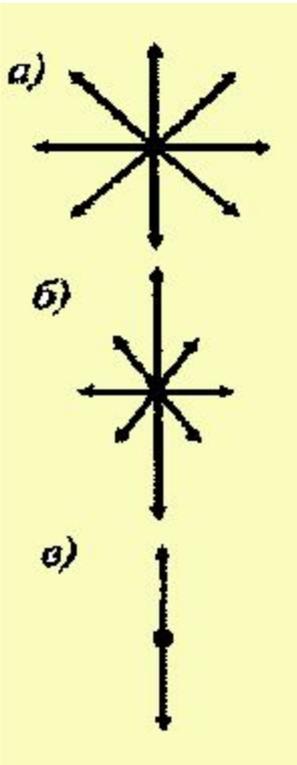
Линейчатый спектр поглощения- характерен для одноатомных газов( или паров). Очень резкие и узкие линии в таких спектрах соответствуют частотам собственных колебаний электронов в атомах.

Спектр поглощения в виде полос поглощения- характерен для поглощения молекул. Колебания атомов( и вращение групп атомов) в молекулах приводит к тому, что образуются широкие полосы поглощения.

Сплошной спектр поглощения- характерен для жидкостей и твердых тел, в которых образуются коллективные возбуждения, которые обуславливают поглощение света в широкой области частот( длин волн).

# Поляризация света

## 29. Естественный и поляризованный свет



Для описания закономерностей поляризации будем рассматривать только **световой вектор**-вектор напряженности  $E$  электрического поля.

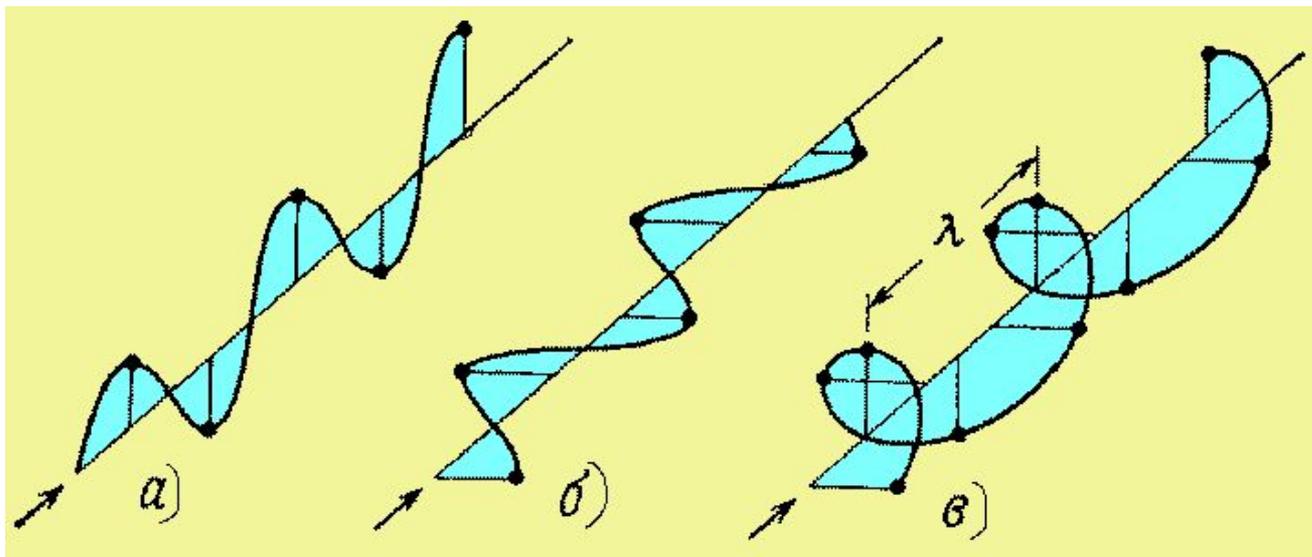
Свет представляет собой суммарное электромагнитное излучение множества независимо излучающих атомов, поэтому все ориентации вектора  $E$  будут равновероятны. Такой свет называется естественным (рис. а).

**Поляризованным светом** называется свет, в котором направления колебания вектора  $E$  каким-либо образом упорядочены.

**Частично поляризованный свет**- свет с преимущественным направлением колебаний вектора  $E$  (рис б).

**Плоскополяризованный свет**- свет, в котором вектор  $E$  колеблется только в одной, проходящей через луч плоскости (рис. в). Эта плоскость называется плоскостью поляризации.

Если концы вектора  $E$  с течением времени описывают в плоскости перпендикулярной лучу, окружность или эллипс, то свет называется **циркулярно** или **эллиптически** поляризованным.



**Степенью поляризации** называется величина:

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

, где  $I_{\max}$  и  $I_{\min}$  - соответственно максимальная и минимальная интенсивности частично поляризованного света. Для естественного света  $I_{\max} = I_{\min}$  и  $P=0$ ; для плоскополяризованного  $I_{\min}=0$  и  $P=1$ .

Естественный свет можно преобразовать в плоскополяризованный, используя так называемые поляризаторы, пропускающие колебания только определенного направления. В качестве анализаторов используются среды, анизотропные в отношении колебаний вектора  $E$ .

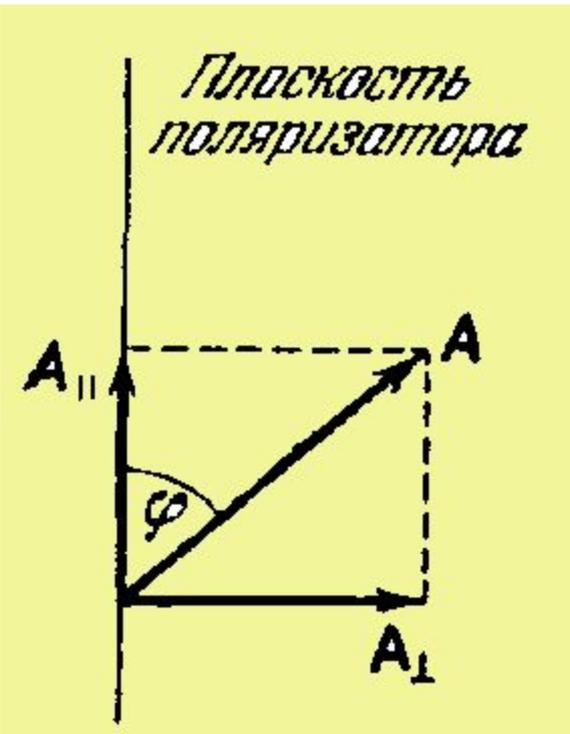
### 30. Закон Малюса

Пропустим естественный свет с интенсивностью  $I_{\text{ест}}$  через поляризатор  $T_1$ . Колебания амплитуды  $A$ , совершающиеся в плоскости, образующей с плоскостью поляризатора угол  $\phi$ , можно разложить на два колебания с амплитудами  $A_{\parallel} = A \cos \phi$  и  $A_{\perp} = A \sin \phi$ .

Интенсивность прошедшей волны пропорциональна

$$A_{\parallel}^2 = A^2 \cos^2 \phi$$

В естественном свете все значения  $\phi$  равновероятны, поэтому доля света, прошедшего через поляризатор, будет равна среднему значению  $[\cos^2 \phi] = 1/2$ , а интенсивность плоскополяризованного света, прошедшего через первый поляризатор :



$$I_0 = \frac{I_{\text{ест}}}{2}$$

\*

Поставим на пути плоскополяризованного света второй поляризатор  $T_2$  (анализатор) под углом  $\psi$  к первому.

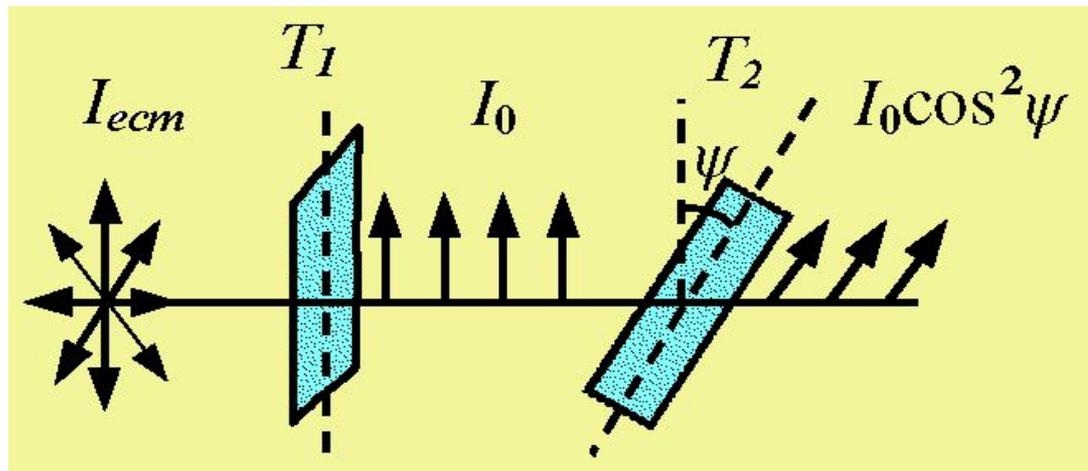
Интенсивность  $I$  света, прошедшего через анализатор, меняется в зависимости от угла  $\psi$  по закону Малюса:

$$I = I_0 \cos^2 \psi$$

Следовательно, интенсивность света, прошедшего через два поляризатора:

$$I = \frac{1}{2} I_{\text{ест}} \cos^2 \psi$$

Откуда  $I_{\text{max}} = \frac{1}{2} I_{\text{ест}}$ , когда поляризаторы параллельны и  $I_{\text{min}} = 0$ , когда поляризаторы скрещены.

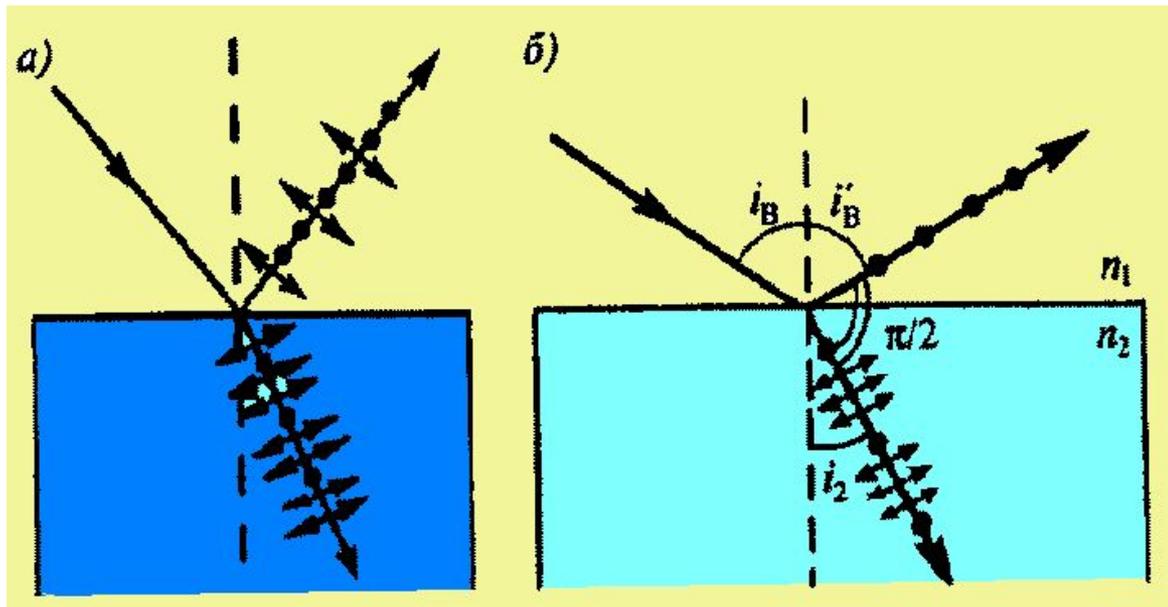


## 31. Поляризация света при отражении и преломлении

Если естественный свет падает на границу раздела двух диэлектриков, то *отраженный* и *преломленный* лучи являются частично поляризованными.

В отраженном луче преобладают колебания, перпендикулярные плоскости падения, а в преломленном — колебания, лежащие в плоскости падения.

Если угол падения равен **углу Брюстера**, который определяется соотношением  $\text{tg } i_B = n_{21}$ , то отраженный луч является плоскополяризованным.



Преломленный луч в этом случае поляризуется максимально, но не полностью.

При этом отраженный и преломленный лучи **взаимно перпендикулярны**:  $\operatorname{tg} i_B = \operatorname{Sin} i_B / \operatorname{Cos} i_B = n_{21}$ ,

$\operatorname{Sin} i_B / \operatorname{Sin} i_2 = n_{21}$ , значит  $\operatorname{Sin} i_B = \operatorname{Cos} i_B$  или  $i_B + i_2 = \pi/2$ , но  $i'_B = i_B$ , поэтому  **$i'_B + i_B = \pi/2$** .

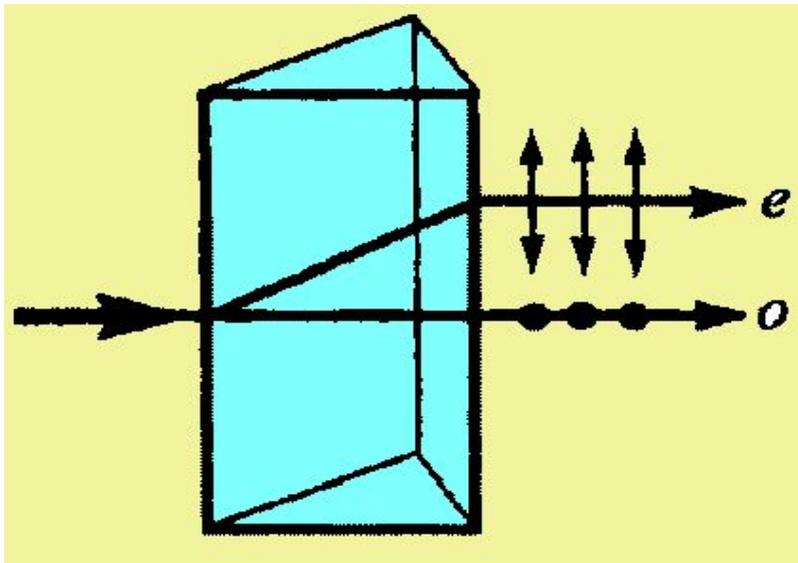
Степень поляризации отраженного и преломленного света при различных углах падения можно рассчитать из уравнений Максвелла, если учесть граничные условия для электромагнитного поля на границе раздела двух диэлектриков.

## 32. Двойное лучепреломление.

Двойное лучепреломление- это способность прозрачных кристаллов( кроме оптически изотропных кристаллов кубической системы) раздваивать каждый падающий на них световой пучок.

Это явление объясняется особенностями распространения света в анизотропных средах и непосредственно вытекает из уравнений Максвелла.

Если на кристалл направить узкий пучок света, то из кристалла выйдут *два пространственно разделенных*



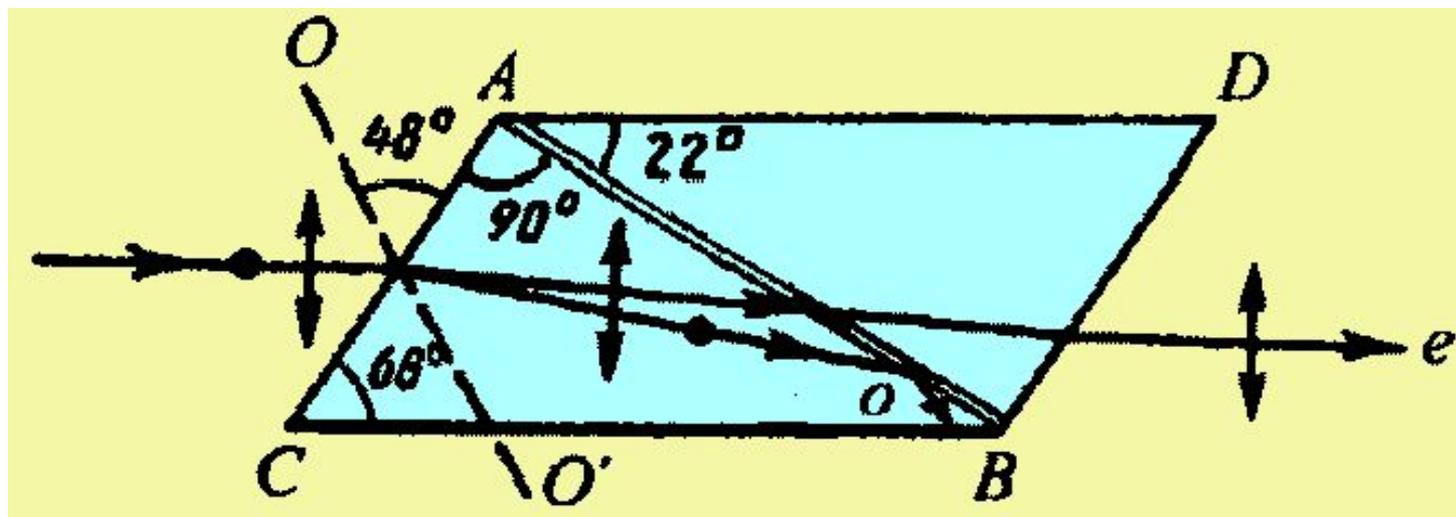
луча, параллельных друг другу и падающему лучу. Преломленный пучок разделяется на два: **обыкновенный**(o- является продолжением первичного) и **необыкновенный**( e-отклоняется).

Направление в оптически анизотропном кристалле, по которому луч света распространяется, не испытывая двойного лучепреломления, называется **оптической осью кристалла**.

Обыкновенные и необыкновенные лучи плоскополяризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях: колебания светового вектора в обыкновенном луче происходят перпендикулярно главной плоскости, в необыкновенном - в главной плоскости. О- луч распространяется по всем направлениям кристалла с одинаковой скоростью  $v_0 = c/n_0$ ; показатель преломления  $n_0$  для него есть величина постоянная. е- лучи распространяются по различным направлениям с разными скоростями  $v_E = c/n_E$ ; показатель преломления  $n_E$  необыкновенного луча является переменной величиной, зависящей от направления луча.

### 33. Поляризационные призмы и поляроиды.

Явление двойного лучепреломления используется при изготовлении **поляризационных приспособлений**: поляризационных призм и поляроидов. Например, в призме Николя – двойной призме из исландского шпата, склеенной вдоль АВ канадским бальзамом ( $n=1,55$ )-обыкновенный луч ( $n_o=1,66$ ) испытывает *полное отражение*, так как канадский бальзам среда для него оптически менее плотная, а плоскополяризованный необыкновенный луч ( $n_e=1,51$ ) выходит из призмы. Оптическая ось призмы  $OO'$  составляет с входной гранью угол  $48^\circ$ .

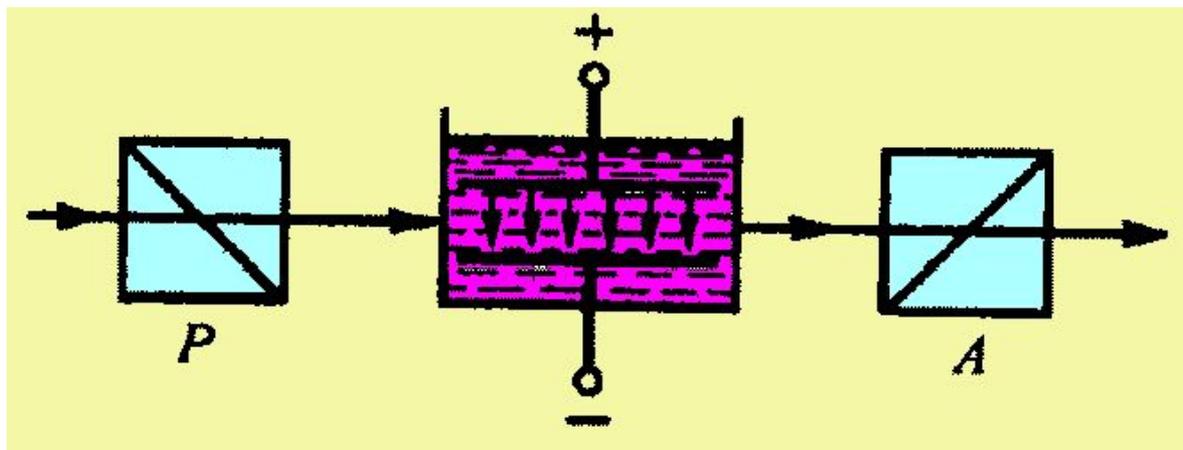


Двоякопреломляющие кристаллы обладают свойством **дихроизма**- различного поглощения света в зависимости от ориентации электрического вектора световой волны. Дихроичные кристаллы используются при производстве поляроидов- тонких пластиковых пленок, в которые вкраплены кристаллики веществ с сильно выраженным дихроизмом, например герпатит,- такие пленки уже при толщине около 0,1 мм полностью поглощают обыкновенные лучи видимой области спектра, являясь в таком тонком слое совершенным поляризатором.

## 34. Искусственная оптическая анизотропия.

В оптически изотропных веществах возможно индуцировать искусственную оптическую анизотропию под воздействием: одностороннего сжатия или растяжения; электрического поля (эффект Керра); магнитного поля (эффект Коттона- Муттона).

**Эффект Керра**- оптическая анизотропия веществ под воздействием электрического поля- объясняется различной поляризуемостью молекул вещества по разным направлениям. Если приложить разность потенциалов к ячейке Керра- кювете с исследуемой жидкостью, размещенной между скрещенными поляризатором P и анализатором A. В неё помещены пластины конденсатора- то жидкость становится двоякопреломляющей и свет проходит через анализатор.



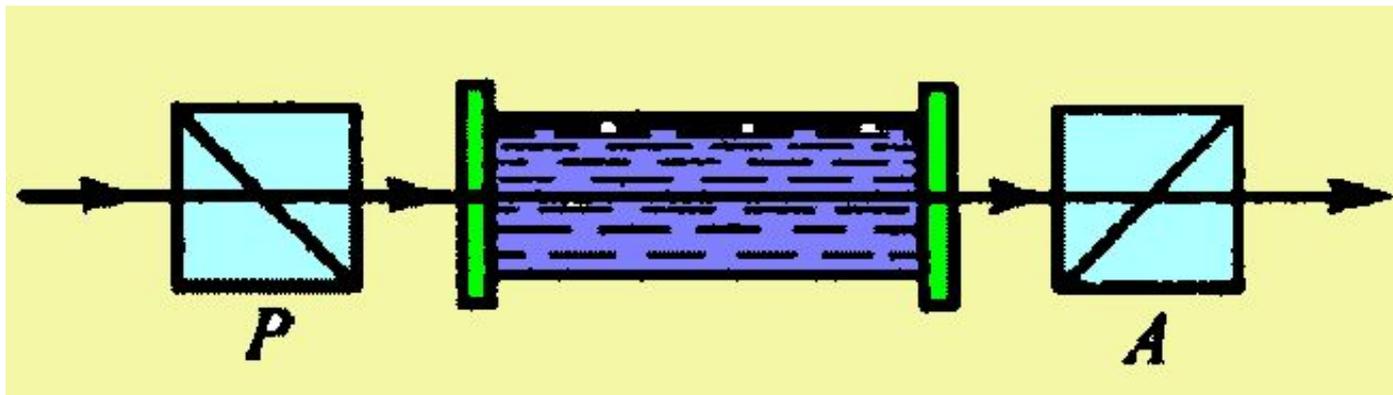
Разность показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей:  $n_e - n_o = V\lambda_0 E^2$ , где  $V$ - постоянная Керра, которая зависит от температуры, длины волны света и природы вещества.

**Эффект Коттона\_ Муттона**- магнитный аналог эффекта Керра- возникновение оптической анизотропии у некоторых изотропных веществ при помещении их в сильное внешнее магнитное поле. При этом  $n_e - n_o = C\lambda_0 H^2$ , где  $H$  – величина напряженности внешнего магнитного поля,  $C$ - постоянная Коттона-Муттона, которая зависит от температуры, длины волны света и природы вещества.

### 35. Вращение плоскости поляризации.

Оптически активными называют вещества, обладающие способностью вращать плоскость поляризации (кварц, раствор сахара, скипидар и другие). Угол поворота плоскости поляризации  $\phi = ad$ , где  $d$  - толщина слоя вещества,  $a$  - удельное вращение - угол поворота плоскости поляризации слоем оптически активного вещества единичной толщины. При этом  $a \sim \lambda_0^{-2}$  - закон Био. Для растворов угол  $\phi$  зависит от концентрации.

Если между скрещенными анализатором  $A$  и поляризатором  $P$  поместить оптически активное вещество, то поле зрения анализатора просветляется. Поворачивая анализатор, можно определить угол  $\phi$ , при котором поле зрения вновь становится темным.



В зависимости от направления вращения, оптически активные вещества разделяются на право- и левовращающие. В первом случае плоскость поляризации, если смотреть навстречу лучу, смещается по часовой стрелке, во втором- против. Оптическая активность обуславливается строением молекул вещества( их асимметрией) и особенностями расположения частиц в кристаллической решетке.

**Эффект Фарадея:** вращение плоскости поляризации в оптически неактивных телах, помещенных во внешнее магнитное поле. Угол поворота плоскости поляризации  $\phi = VNd$ , где  $N$ - напряженность внешнего магнитного поля,  $d$ - толщина образца,  $V$ - постоянная Верде, зависящая от природы вещества и длины волны света.

# Квантовая природа излучения

**Квантовая оптика** - раздел оптики, занимающийся изучением явлений, в которых проявляются квантовые свойства света.

## **36. Виды оптических излучений.**

Колебания электрических зарядов, входящих в состав вещества, обуславливают электромагнитное излучение, которое сопровождается потерей энергии веществом. При рассеянии и отражении света формирование вторичных световых волн и продолжительность излучения веществом происходит за время, сравнимое с периодом световых колебаний.

Если излучение продолжается в течение времени, значительно превышающем период световых колебаний, то возможны два типа излучения: тепловое излучение и люминесценция.

Равновесным состоянием системы тело-излучение является состояние, при котором распределение энергии между телом и излучением остается неизменным для каждой длины волны. Единственным видом излучения, которое может находиться в равновесии с излучающим телом, является **тепловое излучение**- свечение тел, обусловленное нагреванием.

**Люминесценцией** называется неравновесное излучение, избыточное при данной температуре над тепловым излучением тела и имеющее длительность, большую периода световых колебаний.

### 37. Тепловое излучение и его характеристики.

**Тепловое излучение** совершается за счет теплового движения атомов и молекул вещества (внутренней энергии) и свойственно всем телам при температуре выше 0 К. Тепловое излучение равновесно- тело в единицу времени поглощает столько же энергии, сколько и излучает.

Количественной характеристикой теплового излучения служит спектральная плотность энергетической светимости (испускаемая способность) тела  $R_{\nu,T}$  – мощность излучения с единицы площади поверхности тела в интервале частот единичной ширины:

$$R_{\nu,T} = \frac{dW_{\nu,\nu+dv}^{\text{ИЗЛ}}}{d\nu}$$

$dW$ - энергия электромагнитного излучения, испускаемого за 1с. С площади  $1\text{м}^2$  поверхности тела в интервале частот (единица измерения джоуль на метр в квадрате).

Испускательную способность можно представить в виде функции длины волны, исходя из формулы  $\lambda=c/\nu$ , получаем:

$$R_{\nu,T} = R_{\lambda,T} \frac{d\lambda}{d\nu} = R_{\lambda,T} \frac{\lambda^2}{c}$$

Интегральная по  $\nu$ :

$$R_T = \int_0^{\infty} R_{\nu,T} d\nu$$

Способность тел поглощать падающее на них излучение характеризуется спектральной поглотительной способностью  $A_{\nu,T}$ , показывающей, какая доля энергии  $dW_{\nu,\nu+d\nu}$ , приносимой за единицу времени на единицу площади тела падающими на нее электромагнитными волнами с частотами от  $\nu$  до  $\nu+d\nu$ , поглощается телом.

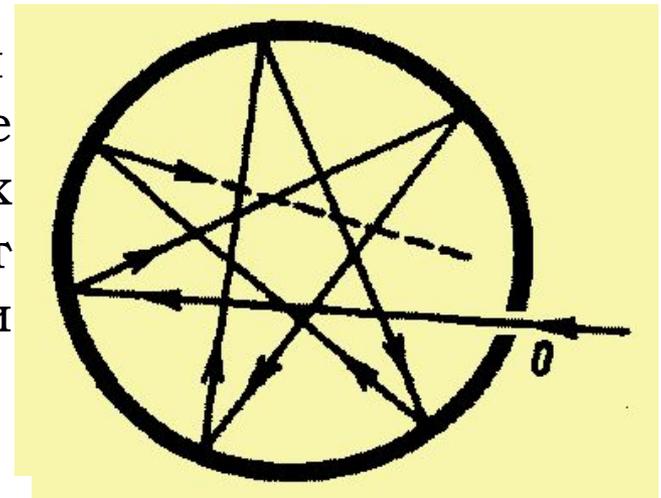
$$A_{\nu,T} = \frac{dW_{\nu,\nu+d\nu}^{\text{ПОГЛ}}}{dW_{\nu,\nu+d\nu}}$$

## 38. Абсолютно черное тело

Тело, способное поглощать при любой температуре все падающее на него излучение любой частоты называется **абсолютно черным телом**. *Спектральная поглощательная способность* черного тела для всех частот и температур тождественно равна единице:  $A_{\nu, T} \equiv 1$ .

Идеальной моделью черного тела является замкнутая полость с небольшим отверстием  $O$ , внутренняя поверхность которых зачернена. Луч, попавший внутрь такой полости, полностью поглощается.

**Серое тело**- тело, поглощательная способность которого меньше единицы, но одинакова для всех частот и зависит только от температуры, материала и состояния поверхности тела.



### 39. Закон Кирхгофа.

Закон Кирхгофа определяет соотношение между испускательной и поглотительной способностями тел: отношение испускательной и поглотительной способностей тела не зависит от природы тела и является универсальной для всех тел функцией частоты и температуры  $r_{\nu,T}$  :

$$R_{\nu,T} / A_{\nu,T} = r_{\nu,T}$$

Для черного тела  $A_{\nu,T}^{\text{ч}} \equiv 1$ , поэтому *универсальная функция Кирхгофа*  $r_{\nu,T}$  есть спектральная плотность энергетической светимости (испускательная способность) черного тела.

## 40. Закон Стефана-Больцмана

Энергетическая светимость серого тела (интегральная по  $\nu$ ):

$$R_T^c = \int_0^{\infty} A_{\nu,T} r_{\nu,T} d\nu = A_T \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu = A_T R_e$$

Эту зависимость описывает экспериментальный закон Стефана – Больцмана: энергетическая светимость черного тела пропорциональна четвертой степени термодинамической температуры:

$$R_e = \sigma T^4$$

$$R_T^c = A_T \sigma T^4$$

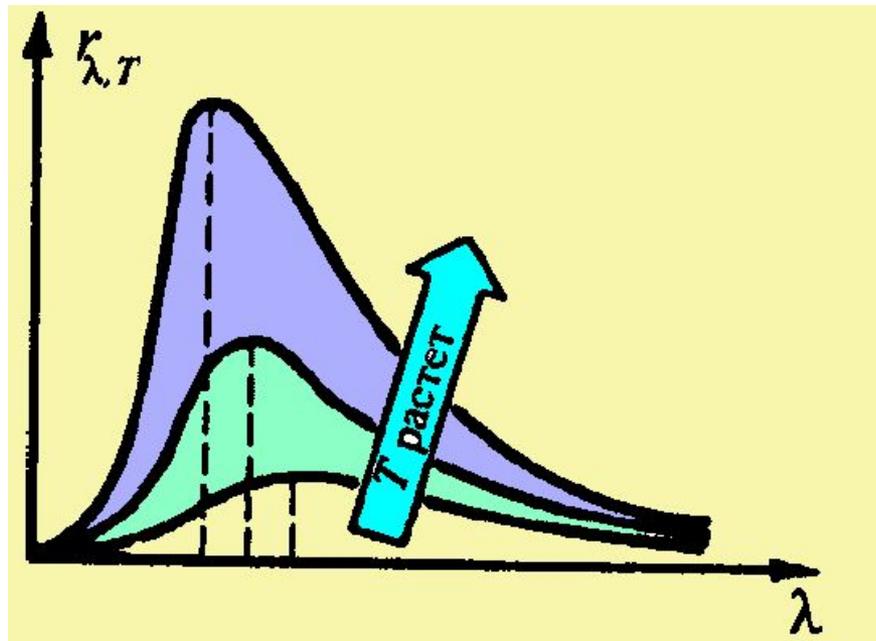
где  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К}^4)$  - *постоянная Стефана - Больцмана*

## 41. Закон смещения Вина

Положение минимума в спектре излучения черного тела описывается экспериментальным законом Вина: длина волны  $\lambda_{\max}$ , при которой излучательная способность  $r_{\nu, T}$  черного тела максимальна, обратно пропорциональна его термодинамической температуре:

$$\lambda_{\max} = b/T,$$

Где  $b = 2,9 \cdot 10^{-3}$  м·К- **постоянная Вина**



## 42. Формулы Релея- Джинса и Вина

Применяя к тепловому излучению классический закон равнораспределения энергии по степеням свободы Релей и Джинс получили выражение для зависимости испускательной способности черного тела  $r_{\nu,T}$  от частоты света:

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \langle \varepsilon \rangle = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT$$

, где  $\langle \varepsilon \rangle = kT$ - средняя энергия осциллятора с собственной частотой  $\nu$ .

Попытка получить закон Стефана- Больцмана из этой формулы приводит к абсурдному результату-  $R_e$  неограниченно растет, достигая чрезвычайно больших значений в ультрафиолете,- который получил название “ ультрафиолетовая катастрофа”:

$$R_e = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu = \frac{2\pi kT}{c^2} \int_0^{\infty} \nu^2 d\nu = \infty$$

Формула Релея- Джинса согласуется с экспериментом только в области малых частот и больших температур. В области больших частот хорошо описывает эксперимент формула Вина( закон излучения Вина):

$$R_{\nu,T} = C_1 \nu^3 \exp(-C_2 \nu/T)$$

, где  $C_1$  и  $C_2$  - константы.

### 43. Квантовая гипотеза Планка.

**Макс Планк** предположил, что теория классического осциллятора неприменима к атомным осцилляторам, которые излучают энергию не непрерывно, а определенными порциями- квантами.

Энергия кванта:  $\varepsilon = h\nu = h \cdot c / \lambda = \hbar\omega$  , где  $h = 2\pi\hbar = 6,626 \cdot 10^{-34}$  Дж•с- **постоянная Планка**.

Поскольку энергия излучается порциями, то энергия осциллятора может принимать лишь определенные дискретные значения, кратные целому числу квантов:

$$\varepsilon = n h \nu , (n = 1, 2, 3, \dots)$$

Среднюю энергию осцилляторов  $\langle \varepsilon \rangle$  нельзя принимать равной  $kT$ . Планк использовал распределение Больцмана частиц по энергиям. Тогда вероятность  $p_i$  того, что энергия колебания осциллятора частоты  $\nu$  имеет значение  $\varepsilon_i$  определяется выражением:

$$p_i = \frac{N_i}{N} = \frac{\exp(-\varepsilon_i/kT)}{\sum_i \exp(-\varepsilon_i/kT)}$$

Отсюда можно получить выражение для средней энергии осцилляторов:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\varepsilon_0}{\exp\left(\frac{\varepsilon_0}{kT}\right) - 1}$$

Тогда универсальная функция Кирхгофа  $r_{\nu,T}$  будет иметь вид формулы Планка:

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}$$

Или в виде  $r_{\lambda,T}$  - функции длины волны, учитывая, что  $c = \lambda\nu$ ,  $r_{\lambda,T} = r_{\nu,T} c / \lambda^2$  :

$$r_{\lambda,T} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{kT\lambda}\right) - 1}$$

В области малых частот  $h\nu \ll kT$  :  $\exp(h\nu/kT) \approx 1 + h\nu/kT$  и формула Планка переходит в формулу Релея-Джинса.

Закон Стефана-Больцмана  $R_e = \sigma T^4$  получается из формулы Планка ее интегрированием по частотам. При этом постоянная Больцмана равна:

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3}$$

Закон смещения Вина получается при анализе формулы Планка на экстремум:

$$T\lambda_{\max} = hc/(4,965 k) = b$$

Формула Планка обобщает все законы теплового излучения и является полным решением основной задачи теории теплового излучения.

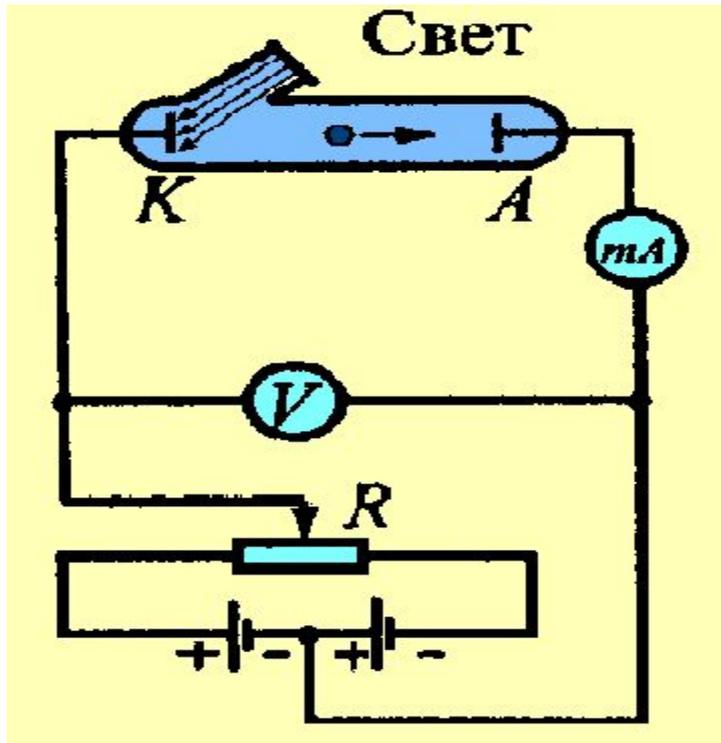
## 44. Фотоэффект.

**Фотоэлектрическим эффектом (фотоэффектом)** называется высвобождение электронов под действием электромагнитного излучения.

Различают три типа фотоэффекта:

- **внутренний фотоэффект**- это вызванные электромагнитным излучением переходы электронов внутри полупроводника или диэлектрика из связанных состояний в свободные без вылета наружу. В результате концентрация носителей тока внутри тела увеличивается, что приводит к возникновению **фотопроводимости**- повышению электропроводности полупроводника или диэлектрика при его освещении;
- **Вентильный фотоэффект**( разновидность внутреннего фотоэффекта)- возникновение ЭДС (**фото-ЭДС**) при освещении контакта двух разных полупроводников или полупроводника и металла( при отсутствии внешнего электрического поля). Вентильный фотоэффект используется в солнечных батареях для прямого преобразования солнечной энергии в электрическую.

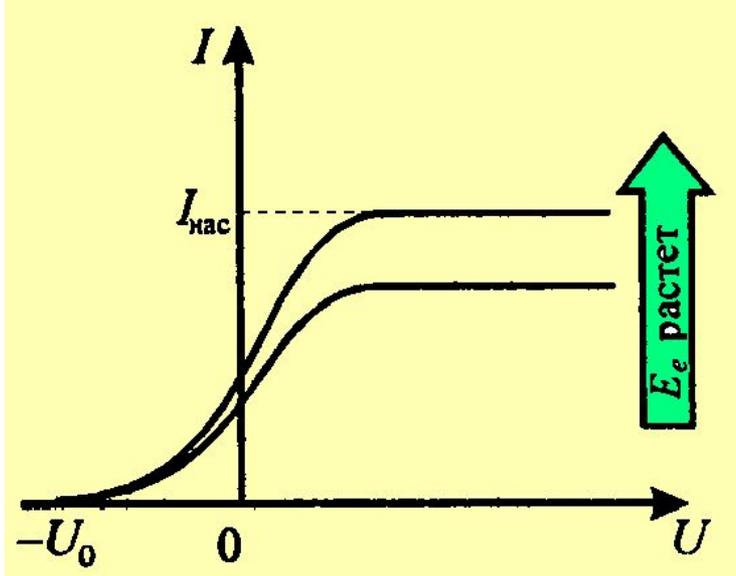
• **внешним фотоэффектом ( фотоэлектронной эмиссией)** называется испускание электронов веществом под действием электромагнитного излучения. Схема, которую использовал А.Г. Столетов для исследования внешнего фотоэффекта. Два электрода в вакуумной трубке подключены к батарее так, что можно



изменять не только значение, но и знак подаваемого на них напряжения. Ток, возникающий при освещении катода монохроматическим светом ( через кварцевое окошко) измеряется включенным в цепь миллиамперметром. Зависимость фототока  $I$ , образуемого потоком электронов, испускаемых катодом под действием света, от напряжения  $U$  между катодом и анодом называется вольтамперной характеристикой фотоэффекта.

По мере увеличения  $U$  фототок постепенно возрастает, пока не выходит на насыщение. Максимальное значение силы тока  $I_{\text{нас}}$  - фототок насыщения- определяется таким напряжением, при котором все электроны, испускаемые катодом, достигнут анода:  $I_{\text{нас}} = en$ , где  $n$ - число электронов, выпускаемых катодом в 1с.

При  $U=0$  фототок не исчезает, поскольку фотоэлектроны при вылете из катода обладают некоторой начальной скоростью. Для того, чтобы фототок стал равным нулю, необходимо приложить задерживающее напряжение  $U_0$ .



При  $U=U_0$  ни один из электронов, даже обладающий при вылете максимальной начальной скоростью, не может преодолеть задерживающего поля и достигнуть анода:  $mv_{\text{max}}^2/2 = eU_0$ , то есть измерив  $U_0$ , можно определить максимальное значение скорости и кинетической энергии.

## 45. Законы фотоэффекта.

- I. Закон Столетова: при фиксированной частоте падающего света число фотоэлектронов, испускаемых фотокатодом в единицу времени, пропорционально интенсивности света (сила фототока насыщения пропорциональна энергетической освещенности  $E_e$  катода).
- II. Максимальная начальная скорость (максимальная начальная кинетическая энергия) фотоэлектронов не зависит от интенсивности падающего света, а определяется только его частотой  $\nu$ .
- III. Для каждого вещества существует **красная граница фотоэффекта** - минимальная частота  $\nu_0$  света (зависящая от химической природы вещества и состояния его поверхности), ниже которой фотоэффект невозможен.

Для объяснения механизма фотоэффекта **А.Эйнштейн** предположил, что свет частотой  $\nu$  не только *испускается* отдельными квантами( согласно гипотезе Планка), но и *распространяется* в пространстве и *поглощается* веществом отдельными порциями(квантами), энергия которых :  $\epsilon_0 = h\nu$ .

**Фотоны**- это кванты электромагнитного излучения, движущиеся со скоростью  $c$  распространения в вакууме.

Энергия падающего фотона расходуется на совершение электроном работы выхода  $A$  из металла и на сообщение вылетевшему фотоэлектрону кинетической энергии:

$$h\nu = A + \frac{mv_{\max}^2}{2}$$

**-уравнение**

**Эйнштейна** для внешнего фотоэффекта.

Это уравнение объясняет зависимость кинетической энергии фотоэлектронов от частоты падающего света(II закон). Предельная частота  $\nu_0 = A/h$ , при которой кинетическая энергия фотоэлектронов становится равной нулю, и есть красная граница фотоэффекта(III закон).

Другая форма записи уравнения Эйнштейна:  $eU_0 = h(\nu - \nu_0)$

## 46. Масса и импульс фотона. Единство корпускулярных и волновых свойств света.

Энергия фотона:  $\varepsilon_0 = h\nu$

Масса фотона( находится из закона  $\varepsilon_0 = m_\nu c^2$ ) :  $m_\nu = h\nu / c^2$

Импульс фотона( из теории относительности):

$$\mathbf{p}_\nu = \varepsilon_0 / c = h\nu / c$$

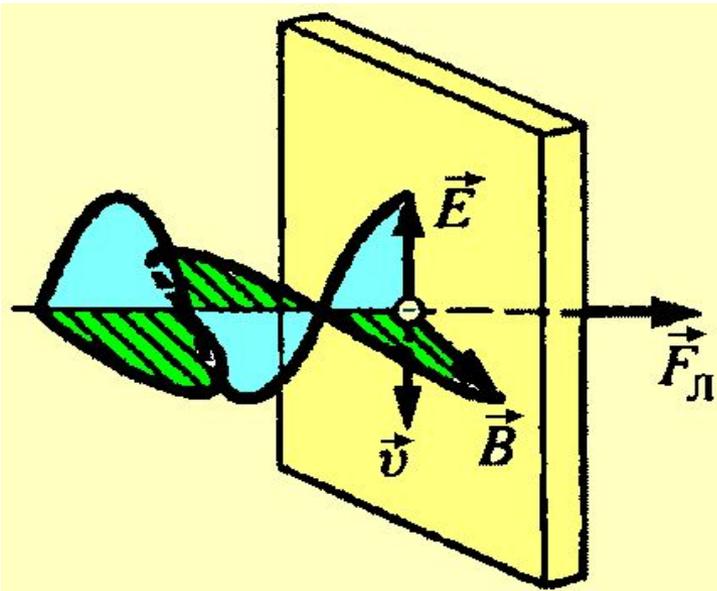
Эти соотношения связывают корпускулярные характеристики фотона с волновой характеристикой света( частотой).

Свет обладает одновременно волновыми свойствами, которые проявляются в закономерностях его распространения, интерференции, дифракции, поляризации, и квантовыми, которые проявляются в процессах взаимодействия света с веществом: испускания, поглощения, рассеяния.

## 47. Давление света

Фотоны обладают импульсом, поэтому свет, падающий на тело, будет оказывать на него давление.

Пусть поток монохроматического излучения частоты  $\nu$  падает перпендикулярно поверхности. Если за 1с на  $1\text{м}^2$  поверхности тела падает  $N$  фотонов, то при коэффициенте отражения  $\rho$  света от поверхности тела отразится  $\rho N$  фотонов, а  $(1-\rho)N$  фотонов- поглотиться. Каждый поглощенный фотон передает поверхности



импульс  $p_\nu$ , а каждый отраженный фотон-  $2p_\nu$ . Давление света на поверхность равно импульсу, который передают поверхности за 1с  $N$  фотонов:

$$p = 2h\nu\rho N/c + h\nu(1-\rho)N/c = (1+\rho)h\nu N/c$$

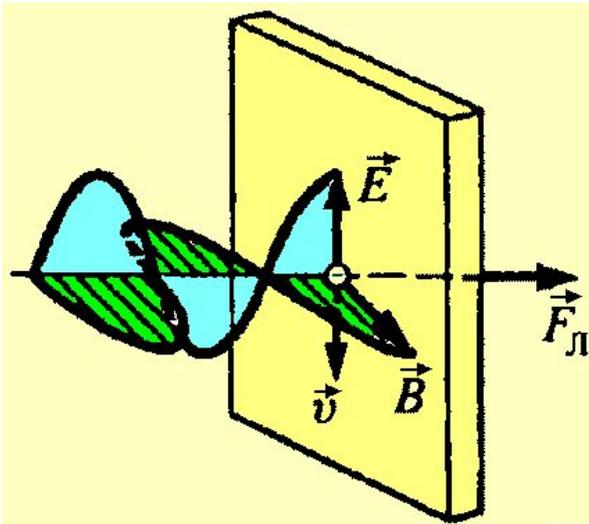
$h\nu N = E_e$  – энергия всех фотонов, падающих на единицу поверхности в единицу времени – энергетическая освещенность поверхности.

$w = E_e / c$  – объемная плотность энергии излучения.

Исходя из этого:

$$p = E_e (1 + \rho) / c = w (1 + \rho)$$

Волновая теория света на основании уравнений Максвелла приводит к такому же выводу: давление света объясняется тем, что под действием электрического поля  $E$  электромагнитной волны электроны в металле будут



двигаться в направлении (обозначено  $u$  на рисунке) противоположном  $E$ . Магнитное поле  $B$  волны действует на движущиеся электроны с силой Лоренца в направлении (по правилу левой руки) перпендикулярном поверхности металла. Электромагнитная волна оказывает на поверхность металла давление.

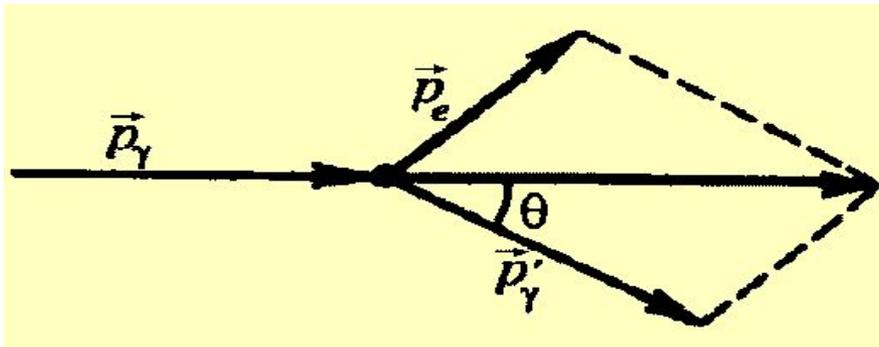
## 48. Эффект Комптона.

Корпускулярные свойства света отчетливо проявляются в **эффекте Комптона**- упругом рассеянии коротковолнового электромагнитного излучения (рентгеновского и  $\gamma$ -излучений) на свободных (или слабосвязанных) электронах вещества, сопровождающееся увеличением длины волны.

Это увеличение  $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$  не зависит от длины волны падающего излучения и природы рассеивающего вещества, а определяется только углом рассеяния  $\theta$ :

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2 \lambda_C \sin^2 \theta / 2$$

, где  $\lambda'$ - длина волны рассеянного излучения,  $\lambda_C$ - КОМПТОНОВСКАЯ ДЛИНА ВОЛНЫ.



При рассеянии на электроне:

$$\lambda_C = 2h/m_0c = 2,43 \cdot 10^{-12} \text{ м} = 0,0243 \text{ \AA}$$

Фотон( с энергией  $\varepsilon_\gamma = h\nu$  и импульсом  $\mathbf{p}_\gamma = h\nu/c$  и импульсом  $\mathbf{p}_\gamma = h\nu/c$ ), столкнувшись с электроном( энергия покоя  $W_0 = m_0 c^2$ ,  $m_0$ - масса покоя электрона), передает ему часть своей энергии и импульса и изменяет направление движения( рассеивается). В процессе этого упругого столкновения выполняются законы сохранения энергии и импульса:  $\mathbf{W}_0 + \varepsilon_\gamma = \mathbf{W} + \varepsilon'_\gamma$  и  $\mathbf{p}_\gamma = \mathbf{p}_e + \mathbf{p}'_\gamma$ , где  $W$ - релятивистская энергия электрона после столкновения и  $\varepsilon'_\gamma$ - энергия рассеянного фронта:

$$W = \sqrt{p_e c^2 + m_0^2 c^4} \quad \varepsilon'_\gamma = h\nu'$$

Из этого получаем:

$$m_0 c^2 + h\nu = \sqrt{p_e c^2 + m_0^2 c^4} + h\nu'$$

$$p_e^2 = p_\gamma^2 + p_\gamma'^2 - 2 p_\gamma p_\gamma' \cos\theta = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 - 2\frac{h^2}{c^2} \cos\theta$$

Отсюда  $m_0 c^2(\nu - \nu') = h\nu\nu' \cos\theta$ . С учетом  $\nu = c/\lambda$ ,  $\nu' = c/\lambda'$ , получим:

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos\theta) = \frac{2h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\theta}{2} = 2\lambda_C \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

Эффект Комптона не может наблюдаться в видимой области спектра, поскольку энергия фотона видимого света сравнима с энергией связи электрона с атомом, при этом даже внешний электрон атома нельзя считать свободным.

Эффект Комптона, излучение черного тела и фотоэффект служат доказательством **КВАНТОВЫХ представлений** о свете как о потоке фотонов.