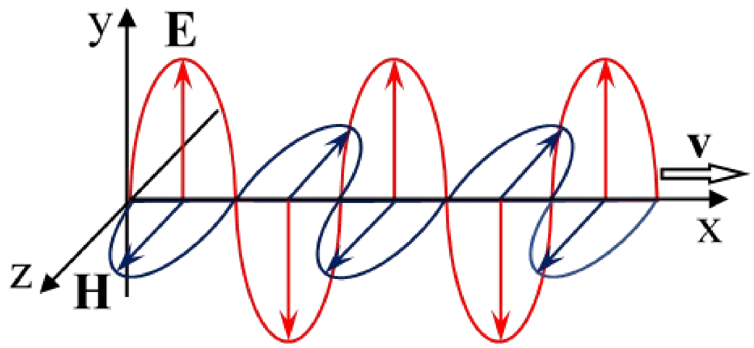
ЭКЗАМЕН ПО ФИЗИКЕ. ЧАСТЬ 3. КОНСУЛЬТАЦИЯ

Теоретический материал

Электромагнитные волны



Плоская гармоническая, электромагнитная волна, распространяющаяся в положительном направлении оси x.

$\mathbf{E} = \mathbf{E_0}\cdot\sin(\omega t - k\cdot x)$; $\mathbf{H} = \mathbf{H_0}\cdot\sin(\omega t - k\cdot x)$; $k = 2\pi/\lambda$

Такая волна называется линейно поляризованной.

Интенсивностью света I в данной точке пространства называется модуль **среднего по времени** значения плотности потока энергии, переносимой световой волной (вектора Умова-Пойнтинга **S**): $I = |\langle \mathbf{S} \rangle| = |\langle[\mathbf{E}, \mathbf{H}]\rangle| = \langle u \rangle \cdot v$, где значение объемной плотности энергии электромагнитного поля:

$\mathbf{u = \frac{1}{2}(\varepsilon\varepsilon_0 E^2 + \mu\mu_0 H^2) = \varepsilon\varepsilon_0 E^2}$ и $v = 1/(\varepsilon\varepsilon_0\cdot\mu\mu_0)^{1/2}$ – скорость электромагнитной волны в среде.

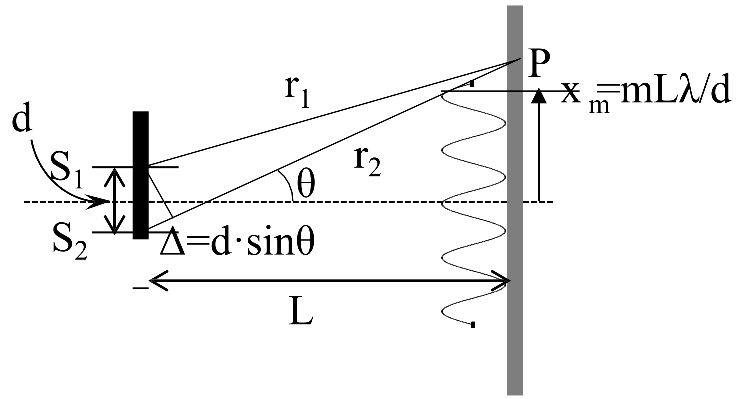
Интерференция

Два источника колебаний называются когерентными если разность фаз колебаний, создаваемых этими источниками, не изменяется с течением времени. Волны, создаваемые такими источниками, называются когерентными.

Примером когерентных волн являются гармонические волны с одинаковой частотой ω. гармонические волны с разными частотами ω_1 и ω_2 также являются когерентными так как для таких волн разность фаз также не зависит от времени.

Перераспределение светового потока в пространстве при наложении друг на друга когерентных волн называется интерференцией. В результате интерференции в различных точках пространства интенсивность света оказывается разной, и в определенных местах она будет принимать максимальные и минимальные значения.

Интерференция между двумя точечными источниками (опыт Юнга)



Источники S_1 и S_2 совершают колебания в одинаковой фазе

Условие максимума в точке P**: $k(r_2 - r_1)/2 = \pi \cdot d \cdot \sin\theta/\lambda = (2m)\cdot\pi/2$, m = 0, 1, 2, 3 …** (2)

Условие минимума в точке P: **$k(r_2 - r_1)/2 = \pi \cdot d \cdot \sin\theta/\lambda = (2m + 1)\cdot\pi/2$, m = 0, 1, 2, 3** ...(3)

Эквивалентные условия максимумов и минимумов:

max: $\Delta = r_2 - r_1 = (2m)\cdot\lambda/2$ (2′) ; min: $\Delta = r_2 - r_1 = (2m+1)\cdot\lambda/2$ (3′)

Величина Δ называется геометрической разностью хода и в том случае, когда свет распространяется в вакууме она совпадает с оптической разностью хода.

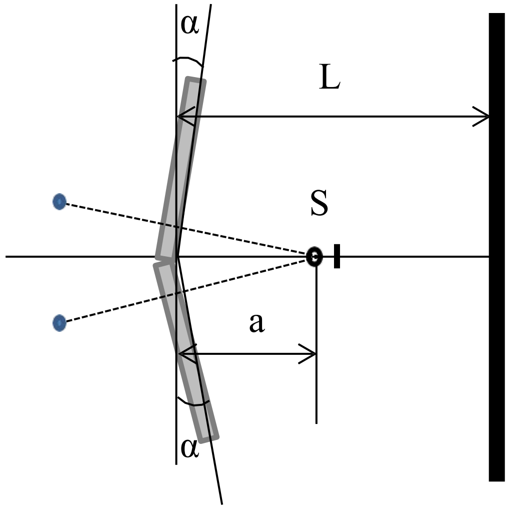
Если свет распространяется в среде с показателем преломления n, то вводится величина называемая оптической разностью хода: $\delta = n\cdot\Delta$.

Положение интерференционных максимумов на экране.

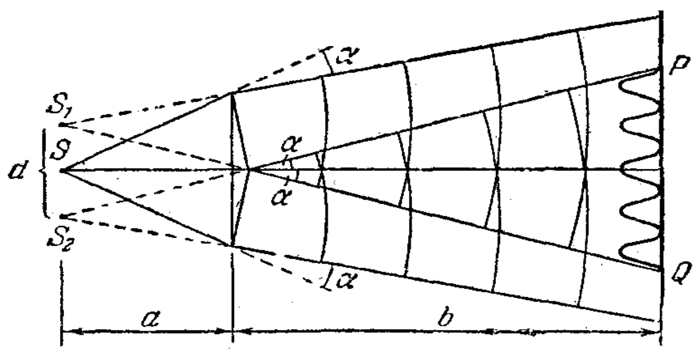
$$\mathbf{x = L\cdot tg\,\theta \approx L\cdot \sin\theta = L\Delta/d;\ x_{max} = m\lambda L/d}$$

Схемы наблюдения интерференции

Зеркала Френеля

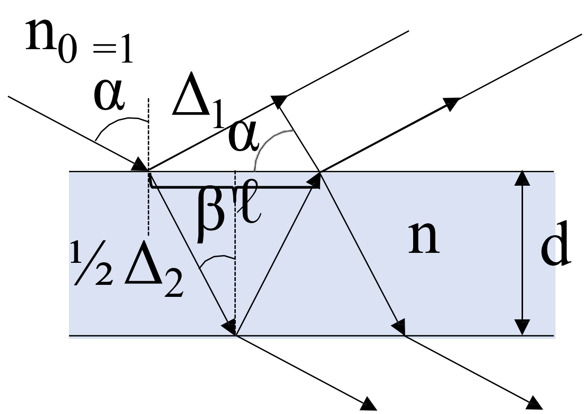


Бипризма Френеля



Расстояние между мнимыми источниками $d = 2a(n-1)\theta$.

Интерференция в тонких пленках



$\Delta_1 = \ell \cdot \sin\alpha \pm \lambda/2 = 2d \cdot \mathrm{tg}\,\beta \cdot \sin\alpha \pm \lambda/2$; $\Delta_2 = 2dn \cdot (n^2 - \sin^2\alpha)^{-1/2}$;

$\boldsymbol{\delta = n\,\Delta_1 - n_0\,\Delta_2 = 2d \cdot (n^2 - \sin^2\alpha)^{1/2} \pm \lambda/2}$

Условие максимумов интерференции: $\delta_{max} = m\lambda$; $2d \cdot (n^2 - \sin^2\alpha)^{1/2} = (2m \pm 1)\lambda/2$

Условие минимумов интерференции: $\delta_{min} = (2m + 1)\lambda/2$; $2d \cdot (n^2 - \sin^2\alpha)^{1/2} = m\lambda$

Если тонкая пленка нанесена на прозрачную среду с показателем преломления $n_1 > n$, то изменение фазы света на π будет происходить при отражении как от верхней границы пленки так и от ее нижней границы. Соответственно при каждом таком отражении будет добавляться (или вычитаться) $\lambda/2$, что в сумме дает 0 или λ. Потому условия максимумов и минимумов будут иметь вид.

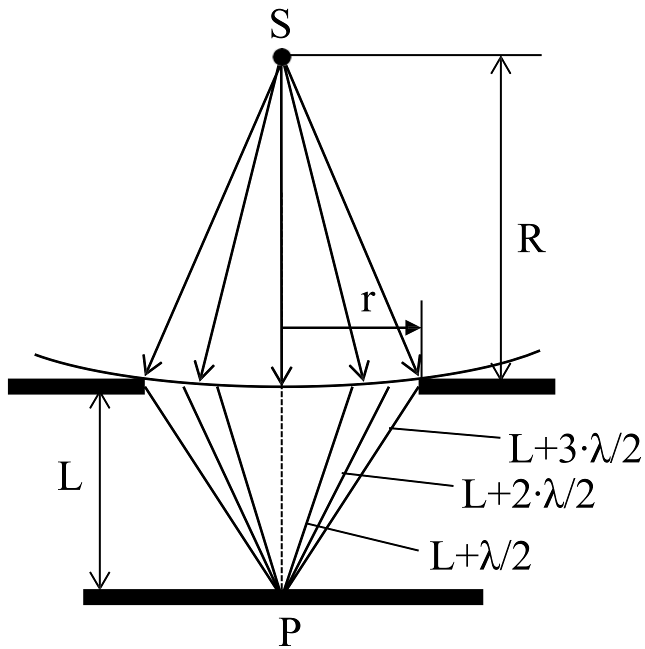
Условие максимумов интерференции: $\delta_{max} = m\lambda$; $2d\cdot(n^2 - \sin^2 \alpha)^{1/2} = m\lambda$

Условие минимумов интерференции: $\delta_{min} = (2m+1)\lambda/2$; $2d\cdot(n^2 - \sin^2 \alpha)^{1/2} = (2m+1)\lambda/2$

Просветляющее пленки уменьшают интенсивность отраженного света.

При нормальном падении света. **max: $2d\cdot n = m\lambda$; min: $2d\cdot n = (2m+1)\lambda/2$**

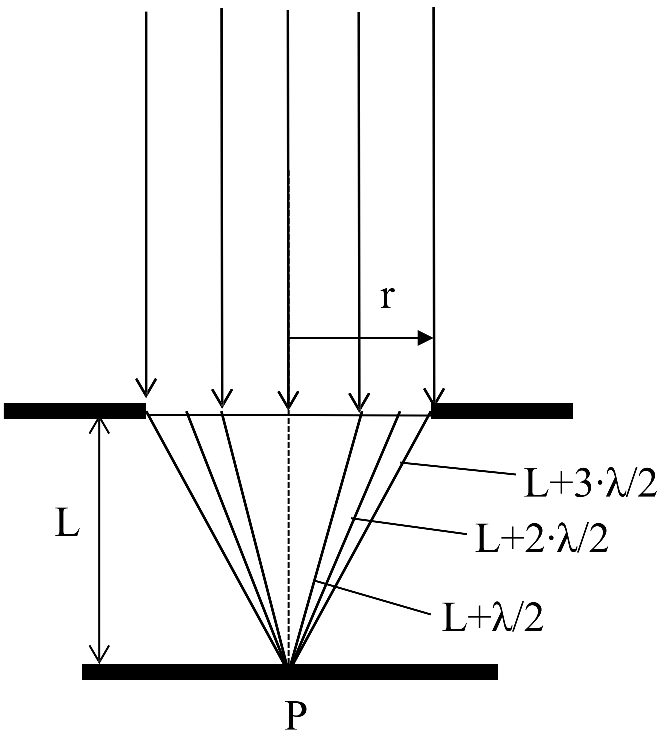
Дифракция Френеля на маленьком круглом отверстии, точечный источник



Радиус зоны Френеля с номером m
Если m четное, то в точке P будет наблюдаться минимум

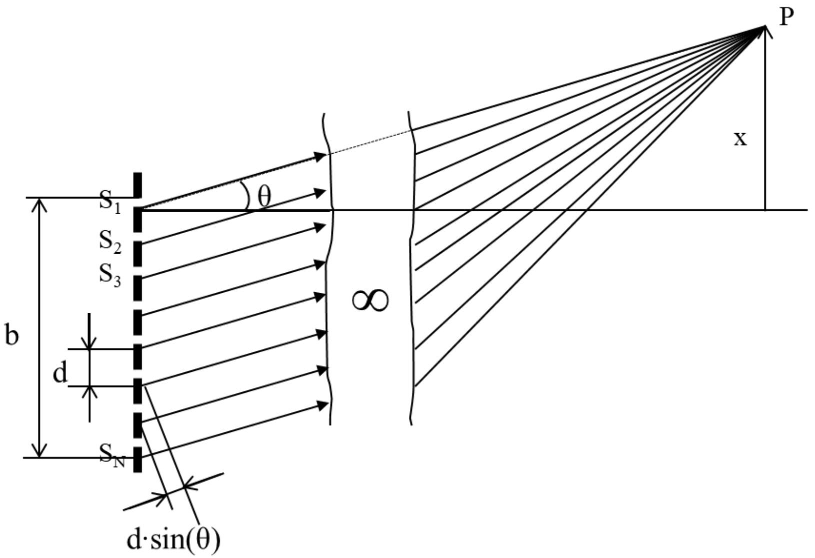
$$r_m = \sqrt{m\lambda \frac{R \cdot L}{R + L}}$$

Дифракция Френеля на маленьком круглом отверстии, плоская волна



$r_m = \sqrt{m\lambda \cdot L}$ Если m нечетное, то в точке P будет наблюдаться максимум

Дифракция Фраунгофера
Сложение волн от N когерентных источников

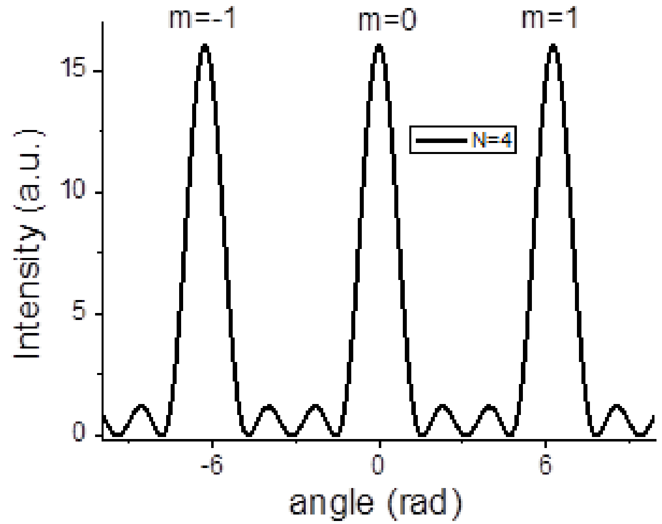


$$\mathrm{I} = \mathrm{A}^2 = \frac{A_1 \cdot sin^2\left(\frac{N\Delta\varphi_0}{2}\right)}{sin^2\left(\frac{\Delta\varphi_0}{2}\right)} = A_1 \frac{sin^2(N(\pi/\lambda)\cdot d\cdot sin\theta\ )}{sin^2((\pi/\lambda)\cdot d\cdot sin\theta)} \qquad \textbf{(I)}$$

разность фаз между соседними источниками одинакова: $\mathbf{\Delta\varphi_0 = k\cdot d\cdot sin\theta = (2\pi/\lambda)\cdot d\cdot sin\theta}$

Так как углы θ, для которых числитель и знаменатель в формуле (I) обращаются в нуль, соответствуют фазам: $\Delta\varphi_0/2=0, \pm\pi, \pm 2\pi$, то эти углы определяют **максимумы функции $\mathbf{I(\Delta\varphi_0)}$**. Для этих углов $\mathbf{d\cdot sin\theta = 0, \pm\lambda, \pm 2\lambda, \pm 3\lambda \ldots, \pm m\lambda}$. Последнее соотношение означает, что геометрическая разность хода между двумя соседними источниками равна целому числу волн.

График функции $$I = \frac{\sin^2\left(\frac{N\Delta\varphi_0}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\Delta\varphi_0}{2}\right)}$$ для N=4



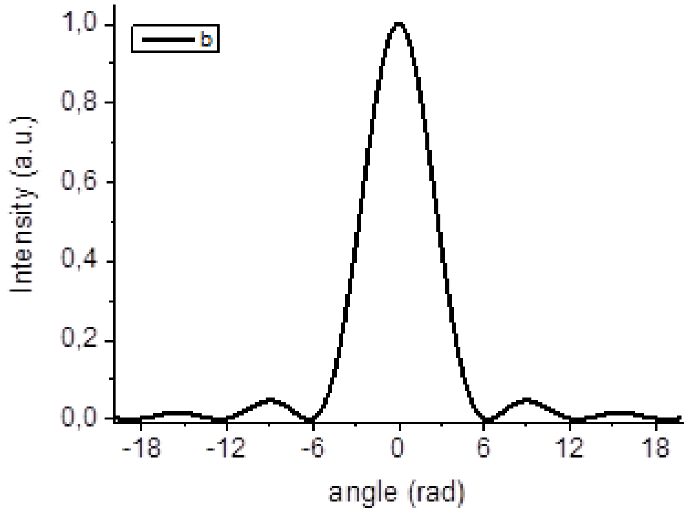
Интерференционные минимумы определяются соотношением: $\Delta\varphi_0/2 = \pm 2k\pi/N$, где k принимает любые целые положительные значения кроме величин кратных N.

Фраунгоферовская дифракция света на щели шириной b

Интенсивность света в точке P направление на которую составляет с нормалью к экрану со щелью угол θ определяется формулой:

$$I = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)^2}, \qquad \text{где: } \Delta\varphi = (2\pi/\lambda)\, b \sin\theta \qquad \textbf{(II)}$$

График этой функции приведен на рисунке внизу.



Очевидно, что при **$\Delta\varphi/2 = 0$** интенсивность максимальна и равна **I_0**. Минимумы функции определяются условием **$\sin(\Delta\varphi/2) = 0$, т.е. $\Delta\varphi/2 = m\cdot\pi$, $m = 1, 2\ldots$,** соответственно углы θ для которых выполняется соотношение: **$b\cdot\sin\theta = m\lambda$** определяют направления на дифракционные минимумы. Смысл этого соотношения легко понять если разбить щель на зоны Френеля границы которых параллельны длиной стороне щели. Так как разность хода от противоположных краев щели в направлении θ составляет $b\cdot\sin\theta$ то число N зон Френеля в этом направлении должно определяться следующим равенством: $b\cdot\sin\theta = N\cdot\lambda/2$; $N = 2b\cdot\sin\theta/\lambda$; соответственно ширина зон Френеля в зависимости от угла θ равна $d_{Fr} = b/m = \lambda/2\cdot\sin\theta$. Если число зон Френеля для угла θ четное **$N = 2m$**, то для этого угла **$b\cdot\sin\theta = 2m\cdot\lambda/2$**. Но при четном числе зон Френеля в соответствующем направлении будет наблюдаться интерференционный минимум. Соответственно если для направления θ в щели укладывается нечетное число зон Френеля **$N = 2m + 1$**, **$b\cdot\sin\theta = (2m+1)\cdot\lambda/2$,** то в этом направлении наблюдается дифракционный максимум.

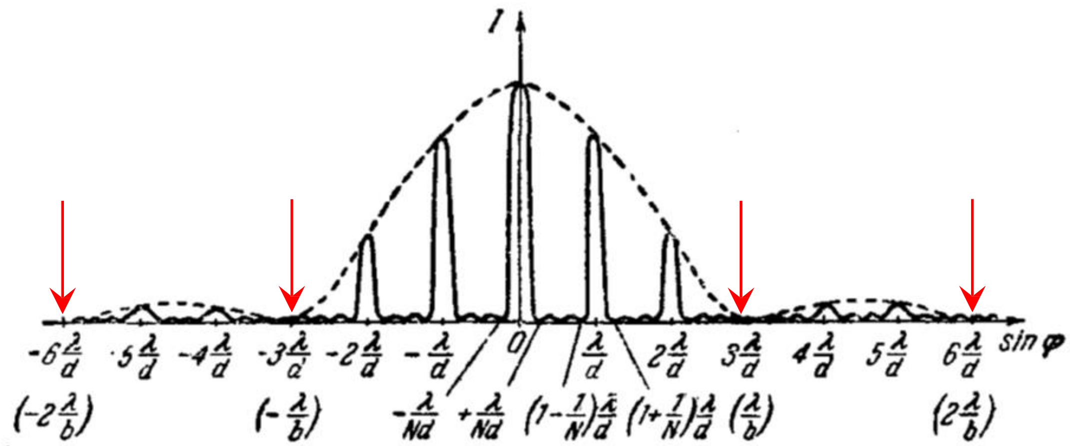
Дифракционная решетка

Если решетка длиной L имеет N щелей, то период решетки d определяется соотношением: **d = L/N**.

Интенсивность света дифрагированного на дифракционной решетке определяется произведением функций (Ⅰ) и (Ⅱ).

График интенсивности показан на рисунке внизу. В направлениях θ которые соответствуют равенствам **d·sin θ = mλ** свет от разных щелей взаимно усиливается и наблюдаются дифракционные максимумы. Такие максимумы называются главными. В направлениях θ для которых справедливы соотношения **b·sin θ = kλ** интенсивность света от каждой отдельной щели обращается в 0 и в этих направлениях наблюдаются минимумы.

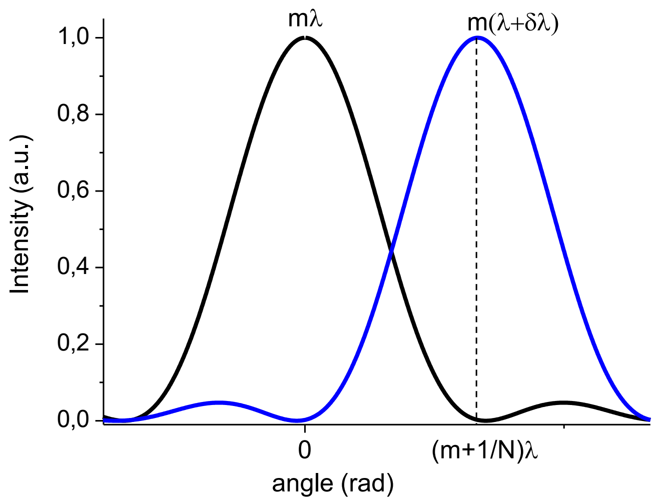
При дифракции света на дифракционной решетке возможна ситуация, когда направления на дифракционный максимум решетки совпадает с направлением на дифракционный минимум единичной щели. В этом случае одновременно выполняются следующие соотношения: d·sin θ = mλ и b·sin θ = kλ из которых вытекает условие m = (d/b)·k при котором дифракционный максимум порядка m исчезает. На рисунке внизу d/b =3 поэтому главные дифракционные максимумы m = 3, 6, 9 …. отсутствуют.



Кроме минимумов, определяемых уравнением $b\cdot\sin\theta = k\lambda$, в промежутках между соседними главными максимумами имеется $N - 1$ добавочных минимумов. Эти минимумы возникают в тех направлениях, в которых волны, идущие от разных щелей, взаимно погашают друг друга. Направления добавочных минимумов определяются условием: **$d\cdot\sin\theta = \pm(k'/N)\,\lambda$**, где k' принимает все целочисленные значения кроме 0, N, 2N, 3N**….($d\cdot\sin\theta = \pm(1/N, 2/N, 3/N\ldots)\,\lambda$)**

Разрешение дифракционной решетки

Наименьшая разность длин волн двух спектральных линий при которой спектральный аппарат различает эти линии называется спектральным разрешаемым расстоянием, а величина **R=λ/δλ** – разрешающей способностью аппарата.

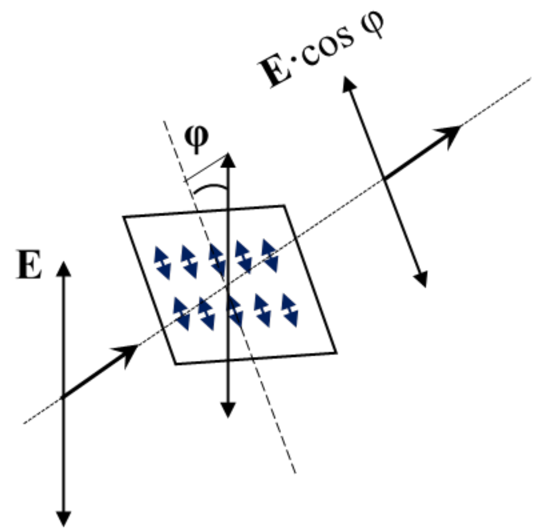


Для дифракционной решетки Рэлей предложил следующий критерий спектрального разрешения.

Спектральные линии с близкими длинами λ и λ′ считаются разрешенными если главный максимум дифракционной картины для одной длины волны совпадает по своему положению с первым дифракционным минимумом в том же порядке спектра для другой длины волны.

Применяя этот критерий к дифракционной решетке имеем: **(m+1/N)λ=m(λ+δλ)**
следовательно: **R=λ/δλ=m·N**

Поляризация

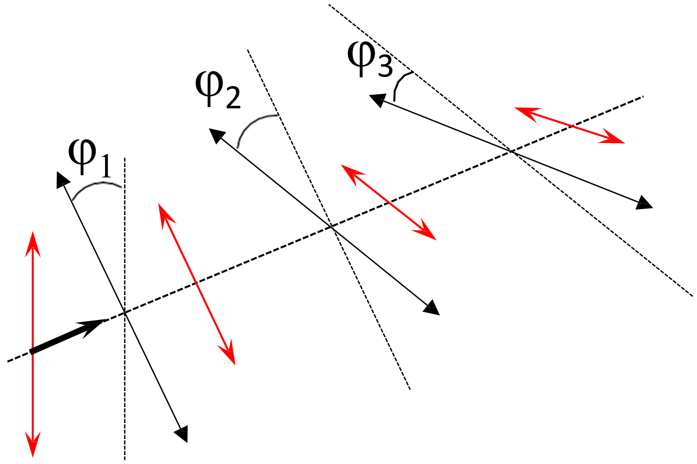


Поляризатор — это прибор, пропускающий колебания, совершаемые лишь в одной плоскости, называемой плоскостью пропускания или главной плоскостью поляризатора, и полностью или частично задерживающий все остальные колебания.

Пусть линейно поляризованный свет характеризуемый вектором **E** падает на поляризатор так, что вектор **E** составляет угол φ с главной плоскостью поляризатора. В этом случае вектор **E** можно разложить на две взаимно-перпендикулярные составляющие $E_1 = E \cdot \cos\varphi$ и $E_2 = E \cdot \sin\varphi$. E1 параллельна плоскости пропускания, а E_2 перпендикулярна ей. Потому через поляризатор пройдет только компонента E_1. Так как интенсивность света пропорциональна E^2, то интенсивность света, прошедшего поляризатор, будет определяться соотношением: $\mathbf{I = I_0 \cdot \cos^2\varphi}$ **– закон Малюса**.

Если линейно поляризованный свет проходит через несколько поляризаторов между плоскостями пропускания которых существуют угды φ_1, φ_2, φ_3, … φ_N, то интенсивность прошедшего света будет определяться законом:

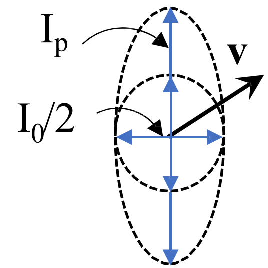
$I = I_0 \cdot \cos\varphi_1 \cdot \cos\varphi_2 \cdot \cos\varphi_3 \cdot \ldots \cos\varphi_N$.



В естественном свете колебания вектора **E** происходят во всех направлениях в плоскости перпендикулярной направлению распространения световой волны. Частично поляризованный свет можно представить как комбинацию линейно поляризованного и естественного света.

Частично поляризованный свет характеризуется величиной **P** называемой степенью поляризации:

$$\mathbf{P = (I_{max} - I_{min})/(I_{max} + I_{min})}$$



Поляризация света при отражении и преломлении на границе двух диэлектрических сред. Закон Брюстера.

При падении света на границу раздела двух сред он, частично отражается от нее. Другая часть световой волны проходит дальше, испытав преломление. При этом обе волны оказываются частично поляризованными. Степень поляризации зависит от угла падения лучей. Существует некоторый угол падения, при котором отраженный свет полностью поляризован. Этот угол получил название **угол Брюстера**.

Если естественный свет падает на границу раздела сред с показателями преломления n_1 и n_2 под углом падения α и β – угол преломления, то угод Брюстера $\alpha_{Бр}$ определяется следующим равенством: $\mathbf{tg\,\alpha_{Бр} = n_2/n_1}$

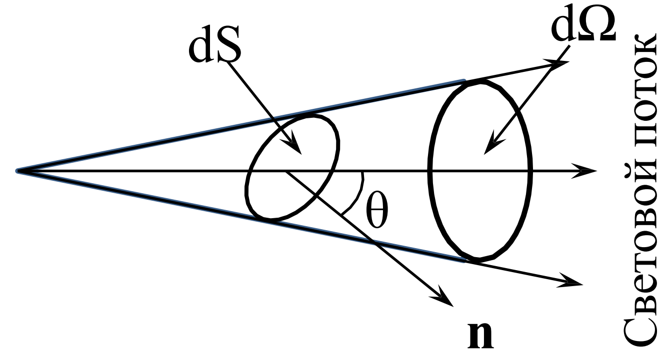
Вращение плоскости поляризации.

Некоторые вещества, называемые оптически активными, обладают способностью вращать плоскость поляризации. Это означает, что при прохождении через такое вещество линейно-поляризованного света, направление колебаний светового вектора постепенно изменяется.

Для кристаллов и чистых жидкостей угол поворота направления колебаний равен: $\boldsymbol{\varphi = \alpha \cdot d}$, где **d** - толщина пластинки или слоя жидкости, а $\boldsymbol{\alpha}$ – постоянная вращения.

Тепловое излучение

Поток лучистой энергии dΦ пересекающий площадку dS за время dt определяется соотношением: **$d\Phi = I \cdot dS \cdot \cos\theta \cdot d\Omega$ [Дж/с]**.



Коэффициент пропорциональности **I** входящий в эту формулу называется **удельной интенсивностью излучения (или удельной энергетической яркостью)**.
$[I] = [Дж/(м^2 \cdot с \cdot срад)]$

Для изотропного излучения объемная плотность энергии **u** (см. раздел электромагнитные волны) и интенсивность излучения связаны следующим соотношением:
$u = 4\pi I/c$
Односторонняя плотность лучистого потока **M**, т.е. энергия, проходящая через единичную площадку во всех направлениях в пределах телесного угла 2π определяется равенством:

$$M = \pi \cdot I = c \cdot u/4 \quad [Дж/м^2 \cdot с] \qquad (1)$$

Спектральная плотность энергии **u_ν** определяется соотношением: $u = \int_\nu u_\nu \cdot d\nu$, **$[u_\nu] = [Дж \cdot с/м^3]$**. Аналогично определяется спектральная плотность интенсивности **I_ν**: **$I = \int_\nu I_\nu \cdot d\nu$**, **$[I_\nu] = [Дж/(м^2 \cdot срад)]$**.

Закон Кирхгофа

Поглощательной способностью тела называется величина $\mathbf{A_\nu}$, определяемая отношением: $\mathbf{A_\nu = d\Phi_\nu^{погл}/\ d\Phi_\nu^{пад}}$, где $d\Phi_\nu^{погл}$ – та часть падающего потока, которая поглотилась телом.

$\mathbf{E_\nu}$ – **спектральная плотность излучательной способности (спектральная плотность энергетической светимости)** площадки определяется равенством: $d\Phi_\nu^{собст} = \mathbf{E_\nu}\cdot dS\cdot\cos\theta\cdot d\nu\cdot d\Omega$, где $d\Phi_\nu^{собст}$ – лучистый поток, испущенный площадкой dS. Очевидно, что величина $\mathbf{E_\nu}$ имеет ту же размерность, что и $\mathbf{I_\nu}$.

$\mathbf{E_\nu/A_\nu = I_\nu/A_\nu = c\cdot u_\nu/4\pi}$ – закон Кирхгофа (2)

Если $\mathbf{A_\nu = 1}$, то такое тело называется абсолютно черным так как такое тело поглощает все падающее на нее излучение. Для абсолютно черного тела соотношение (2) принимает вид: $\mathbf{E_\nu = I_\nu = c\cdot u_\nu/4\pi = F(\nu,T)}$ (3)

Из соотношения (3) следует, что функция $F(\nu,T)$ – спектральная плотность излучательной способности абсолютно черного тела.

Если проинтегрировать соотношение (3) по спектру частот и по телесным углам в пределах от 0 до 2π то это соотношение примет вид: $\mathbf{M = \pi\cdot E = \pi\cdot I = c\cdot u/4}$ (3.a) Величина **M** определяемая соотношением (3.a) называется **интегральной излучательной способностью абсолютно черного тела или энергетической светимостью**. Из сравнения (3.а) и (1) видно, что интегральная излучательная способность имеет такой же смысл как плотность одностороннего лучистого потока.

Закон смещения Вина $\mathbf{b = \lambda_m\cdot T}$, $b = 2{,}9\cdot10^{-3}$ м·К

Закон Стефана – Больцмана $\mathbf{M = \sigma\cdot T^4}$, где $\sigma = 5{,}67\cdot10^{-8}$ Вт/м^{2}К^4

Суммарная сводка формул

$$I = E = c \cdot u/4\pi;\; I_\nu = E_\nu = c \cdot u_\nu/4\pi$$

$$M = \pi \cdot E = \pi \cdot I = c \cdot u/4 = \sigma \cdot T^4$$

$$M_\nu = \pi \cdot E_\nu = \pi \cdot I_\nu = c \cdot u_\nu/4 \neq \sigma \cdot T^4$$

$$u_\nu(\nu, T) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}$$

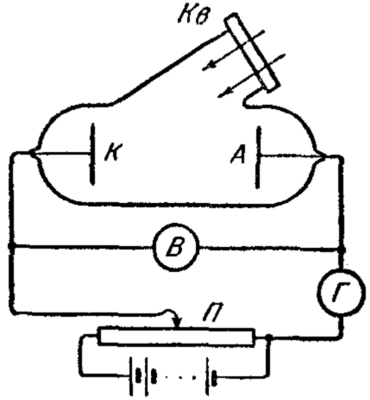
$$M_\nu(\nu, T) = \pi \cdot E_\nu = \frac{c \cdot u_\nu}{4} = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}$$

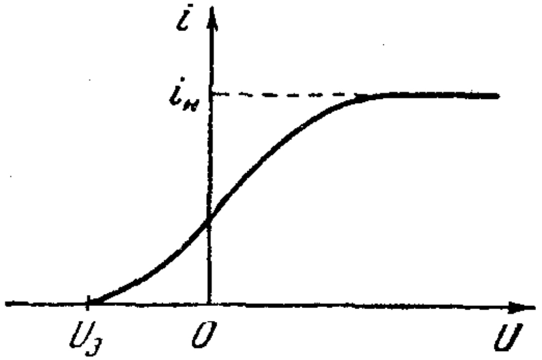
$$u_\omega\,(\omega, T) = u_\nu(\nu, T) \cdot \frac{d\nu}{d\omega} = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} \cdot \frac{1}{exp\left(\frac{\hbar\omega}{kT}\right) - 1}$$

$$M_\omega(\omega, T) = \pi \cdot I_\omega(\omega, T) = \frac{c \cdot u_\omega}{4} = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2 c^2} \cdot \frac{1}{exp\left(\frac{\hbar\omega}{kT}\right) - 1}$$

$$u_\lambda(\lambda, T) = \frac{8\pi ch}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1}$$

Фотоэффект





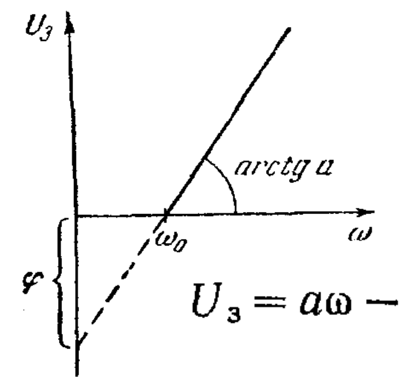
$$eU_з = m_e \cdot v_m^2/2$$

При одной и той же длине волны света освещающего катод величина тока насыщения пропорциональна интенсивности этого света. $\mathbf{i_{нас} = \alpha(\lambda)\cdot I}$

Красная граница фотоэффекта

$$\lambda \leqslant \lambda_0 = \frac{2\pi c a}{\varphi}.$$

Уравнение Эйнштейна $\mathbf{h\nu = A_{вых} + m_e \cdot v_m^2/2 = A_{вых} + e\cdot U_з}$; $\mathbf{A_{вых} = h\nu_0}$

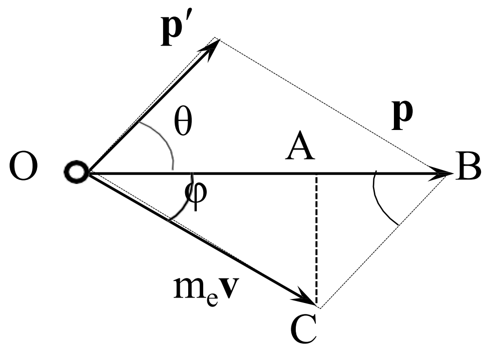


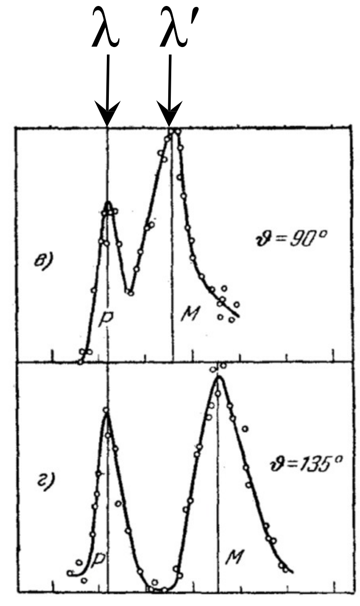
$$U_з = a\omega - \varphi,$$

Эффект Комптона

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c}(1 - \cos\theta)$$

$\varepsilon_ф = hc/\lambda$ $P_ф = h/\lambda = \hbar \cdot k$; $k = 2\pi/\lambda$





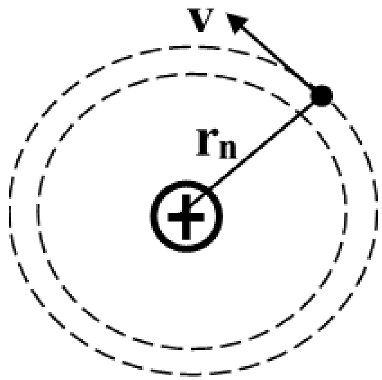
Комптоновская длина волны: $\lambda_C = h/m_e c$

Давление света: $P = u\,(1 + R)$; **R –** коэффициент отражения, $R = I_{отр}/ I_0$, где I_0 и $I_{отр}$ – интенсивности падающего и отраженного света. u – объемная плотность энергии электромагнитного поля (см. эл – маг волны)

Модель атома водорода по Бору

Правило квантования электронных орбит: $\mathbf{L = m \cdot v \cdot r_n = n \cdot \hbar}$

Радиус круговой орбиты электрона с главным квантовым числом n: $\boldsymbol{r_n = \dfrac{4\pi\varepsilon_0 n^2\hbar^2}{m_e e^2}}$



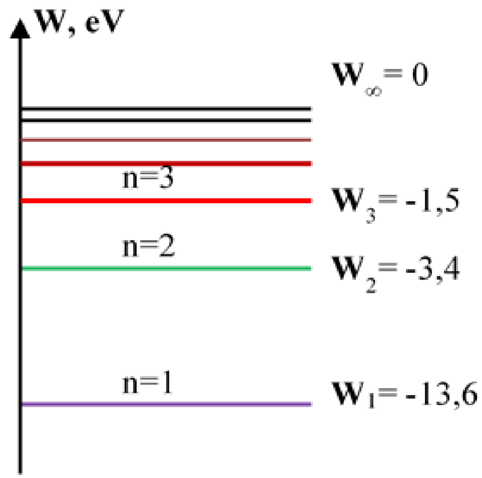
$\boldsymbol{v_n = \dfrac{n\hbar}{m_e r_n} = \dfrac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 \hbar n}}$ - линейная скорость вращения.

Энергия электрона в атоме водорода

$$\boldsymbol{W_n = -\frac{1}{n^2}\cdot\frac{m_e e^4}{32\pi^2\varepsilon_0^2\hbar^2} = -\frac{1}{n^2}\cdot\frac{m_e e^4}{8\varepsilon_0^2 h^2}}$$

Энергия ионизации:

$\boldsymbol{W_i = W_\infty - W_1 = \dfrac{m_e e^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} = 13,6}$ эВ



Спектральные закономерности излучения атома водорода

$$h\nu_{nm} = W_n - W_m = \frac{m_e e^4}{8\varepsilon_0^2 h^2}\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right) = R \cdot h\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right)$$

$$R = \frac{m_e e^4}{8\varepsilon_0^2 h^3} = 2{,}1 \cdot 10^{16}\,\text{Гц}$$

Спектральные серии: $\nu_{nm} = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right)$ m = 1, n = 2,3,4… – серия Лаймана; m = 2, n = 3,4,5… – серия Бальмера; m = 3, n = 4,5,6… – серия Пашена;

В длинах волн: $\frac{1}{\lambda_{nm}} = \frac{R}{c}\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right)$

Часто в качестве постоянной Ридберга используется величина **R_λ = R/c = 1,1·10^7 $м^{-1}$**

Строение атомного ядра

Ядро состоит из протонов и нейтронов часто объединяемых общим названием - **нуклоны.** Протон *p* представляет собой ядро атома водорода. Он обладает положительным зарядом, равным по величине заряду электрона $e=1,602\cdot10^{-19}$ Кл, и его масса $m_p=1,672\cdot10^{-27}$ кг = $1836,15m_e$, где m_e - масса электрона. Нейтрон *n* электрически нейтрален, его масса равна $m_n=1,675\cdot10^{-27}$ кг = $1838,68m_e$.

Число протонов в ядре Z определяет заряд ядра ($+Ze$) и называется **зарядовым числом.** Оно равно порядковому номеру химического элемента в таблице Менделеева. Число нейтронов в ядре обозначают через N. Их сумма $A = Z + N$ называется **массовым числом** ядра. Ядра атомов принято обозначать символом $_ZX^A$, где X - символ химического элемента в таблице Менделеева, например, $_1H^2$, $_7N^{15}$ и т.д.

Атомы с одинаковыми Z (т.е. атомы одного химического элемента), но различными N называются **изотопами.**

Радиоактивность

Радиоактивностью называют самопроизвольное превращение изотопов одного химического элемента в изотопы другого элемента. К числу таких пре- вращений относятся: 1) альфа-распад α - распад), 2) бета-распад (β - распад), 3) спонтанное деление

Альфа-распад это испускание α частицы (то есть ядра атома гелия). Он обусловлен тем, что ядерные силы не в состоянии обеспечить стабильность тяжелых ядер. Он протекает по следующей схеме: $_{Z}X^{A} \rightarrow {}_{Z-2}X^{A-4} + {}_{2}He^{4}$

где *X* - химический символ материнского ядра, *Y* - химический символ дочернего ядра.

Электронный бета-распад при котором ядро испускает электрон.

Электронный бета-распад протекает по схеме: $_{Z}X^{A} \rightarrow {}_{Z+1}X^{A} + {}_{-1}e^{0} + \nu_{e}$. В этой схеме символом ν_e обозначена элементарная частица называемая электронное нейтрино.

Атомные ядра могут **испускать гамма-излучение** (гамма-лучи, γ - излучение) - вид электромагнитного излучения с чрезвычайно малой длиной волны менее 10^{-10} м.

Закон радиоактивного распада

Если радиоактивное вещество содержит *N* ядер, то количество ядер – d*N*, которые испытают превращение за время d*t* , будет равно $\mathbf{-dN = \lambda \cdot N \cdot dt}$

Здесь λ – постоянная, которая определяет вероятность радиоактивного распада. Знак “минус” свидетельствует о том, что с увеличением времени число *N* уменьшается. Интегрирование выражения дает: $\mathbf{N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t}}$

Здесь N_0 – число нераспавшихся ядер в начальный момент времени, *N* – число нераспавшихся ядер в момент времени *t*.

Число распавшихся ядер определяется по формуле $N_0 - N = N_0(1 - e^{-\lambda \cdot t})$

Время, за которое распадается половина первоначального числа ядер, называется **периодом полураспада** $T_{1/2}$. $T_{1/2} = \ln 2/\lambda$.

средняя продолжительность жизни радиоактивных ядер **τ** обратно пропорциональна постоянной распада, т.е. $\boldsymbol{\tau = 1/\lambda}$