1)

Элмаг волны — Это волны переменного элмаг поля, распр. в пространстве с конечной скоростью. Источником элмаг волн в действительности может быть любой эл. кол. контур или проводник, по которому течет переменный эл. ток, так как для возбуждения элмаг волн необходимо создать в пространстве переменное эл. поле (ток смещения) или соответственно переменное маг. поле. Для получения элмаг волн непригодны закрытые кол. контуры, так как в них эл. поле сосредоточено между обкладками конденсатора, а маг. — внутри катушки индуктивности. Уменьшая число витков катушки и площадь пластин конденсатора, а также раздвигая их - переход от закрытого кол. контура к открытому кол. контуру. Для *однородной* и *изотропной среды вдали от зарядов и токов,* создающих элмаг поле, векторы напряженностей **E** и **H** переменного элмаг поля равны:

$$\Delta\mathbf{E}=\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial t^2}, \qquad (162.1)$$

$$\Delta\mathbf{H}=\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2\mathbf{H}}{\partial^2 t^2}, \qquad (162.2)$$

где $$\Delta=\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

- оператор Лапласа, υ – фазовая скорость

$$v=\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}\frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}}=\frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}, \qquad (162.3)$$

где $c=1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$, ε_0 и μ_0 — соответственно эл и маг постоянные, ε и μ — соответственно эл и маг проницаемости среды. **Поперечность элмаг волн:** векторы **E** и **H** взаимно перпенд и лежат в плоскости, перпенд вектору υ скорости распространения волны, причем векторы **E, H** и **υ** образуют правовинтовую систему. Векторы **E** и **H** всегда колеблются *в одинаковых фазах*, причем мгновенные значения E и H в любой точке связаны соотношением $E\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon}=H\sqrt{\mu_0\mu}$. (162.4). Следовательно, E и H одновременно достигают максимума, одновременно обращаются в нуль и т. д. От волновых уравнений (162.1) и (162.2) можно перейти к уравнениям:

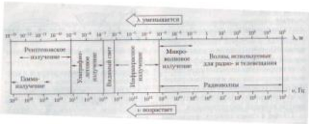
$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2}=\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}, \qquad (162.5)$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2}=\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2}, \qquad (162.6)$$

где соответственно индексы y и z при E и H подчеркивают лишь то, что векторы **E** и **H** направлены вдоль взаимно перпен осей y и z. Ур-ям (162.5) и (162.6) удовлетворяют, в частности, плоские **монохроматические элмаг волны** (строго определенной частоты), описываемые ур-ми $E_y=E_0\cos(\omega t-kx+\varphi)$, (1)

$H_z=H_0\cos(\omega t-kx+\varphi)$, (2)

где E_0 и H_0 — соответственно амплитуды напряженностей эл. и маг. полей волны, ω — круговая частота волны, $k=\omega/v$— волновое число, φ— начальные фазы колебаний в точках с координатой $x=0$. В уравнениях (1) и (2) φ одинаково, так как колебания эл. и маг. векторов в электромагнитной волне происходят с одинаковой фазой. **Объемная плотность** w энергии элмаг волны ($w_{эл}$ и $w_м$ аналогично). $w = w_{эл}+w_м=\varepsilon_0\varepsilon E^2/2+\mu_0\mu H^2/2$. Из (162.4) следует, что в каждый момент времени $w_{эл} = w_м$. $w=2w_{эл}=\varepsilon_0\varepsilon E^2 = EH\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}\sqrt{\varepsilon\mu}$. Умножив плотность энергии w на скорость υ распространения волны в среде (см. (162.3)), получим модуль плотности потока энергии: $S=w\upsilon=EH$, $\mathbf{S}=[\mathbf{EH}]$ - **вектором Умова— Пойнтинга** Если элмаг волны поглощаются или отражаются телами следовательно есть место давления на тела, значит есть импульс: $p=W/c$



2)Интерференция света. Когерентность. Получение когерентных пучков.

Предположим, что две монохроматические световые волны, накладываясь друг на друга, возбуждают в определенной точке пространства колебания одинакового направления: $x_1=A_1\cos(\omega t+\varphi_1)$ и $x_2=A_2\cos(\omega t+\varphi_2)$.

x - напряженность электрического E или магнитного H полей волны; векторы **E** и **H** колеблются во взаимно перпендикулярных плоскостях. Напряженности электрического и магнитного полей подчиняются принципу суперпозиции.

Амплитуда результирующего колебания в данной точке A2=A21+A22+2A1A2cos(φ2-φ1). Так как волны когерентны, то cos(φ2-φ1) имеет постоянное во времени (но свое для каждой точки пространства) значение, поэтому интенсивность результирующей волны (I~A2)

I=I1+I2+2φI1I2cos(φ2-φ1). В точках пространства, где cos(φ2-φ1)>0, интенсивность I>I1+I2, где cos(φ2-φ1)<0, интенсивность I<I1+I2.

Следовательно, при наложении двух (или нескольких) когерентных световых волн происходит пространственное перераспределение светового потока, в результате чего в одних местах возникают максимумы, а в других — минимумы интенсивности. Это явление называется - **интерференцией света.**

Для получения когерентных световых волн применяют метод разделения волны, излучаемой одним источником, на две части, которые после прохождения разных оптических путей накладываются друг на друга и наблюдается интерференционная картина.

Пусть разделение на две когерентные волны происходит в определенной точке O. До точки M, в которой наблюдается интерференционная картина, одна волна в среде с показателем преломления n1 прошла путь s1, вторая — в среде с показателем преломления n2 — путь s2. Если в точке O фаза колебаний равна ωt, то в точке M первая волна возбудит колебание A1cosφ (t-s1/v1), вторая волна — колебание A2cos φ(t-s2/v2), где v1=c/n1, v2=c/n2 — соответственно фазовая скорость первой и второй волны. Разность фаз колебаний, возбуждаемых волнами в точке M, равна

$$\delta=\omega\left(\frac{s_2}{v_2}-\frac{s_1}{v_1}\right)=\frac{2\pi}{\lambda_0}(s_2n_2-s_1n_1)=$$
$$=\frac{2\pi}{\lambda_0}(L_2-L_1)=\frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta$$

(учли, что ($\omega/c=2\pi v/c=2\pi/\lambda_0$, где λ_0— длина волны в вакууме). Произведение геометрической длины s пути световой волны в данной среде на показатель n преломления этой среды называется **оптической длиной пути** L, а $\Delta=L_2-L_1$ — разность оптических длин проходимых волнами путей — называется **оптической разностью хода.**

Если оптическая разность хода равна целому числу волн в вакууме
$\Delta=\pm m\lambda A_0$ (m=0, 1, 2,...), (172.2)
то 6= ±2mπ и колебания, возбуждаемые в точке M обеими волнами, будут происходить в одинаковой фазе. Следовательно, (172.2) **является условием интерференционного максимума.**

Если оптическая разность ходато δ=±(2m+1)π и колебания, возбуждаемые в точк

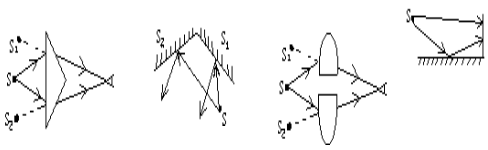
$$\Delta=\pm(2m+1)\frac{\lambda_0}{2} \quad (m=0,1,2,\ldots), \qquad (172.3)$$

е M обеими волнами, будут происходить в противофазе. Следовательно, (172.3) **является условием интерференционного минимума.**

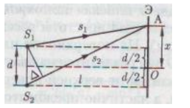
Для того, чтоб наблюдать интеференцию, необходимо, что бы разность фаз была постоянной и среднее значение cos(φ2-φ1) было отлично от нуля. Складывающиеся волны излучения в этом случае называются **когерентными.** Таким образом когерентные волны – это волны одинаковой частоты или с постоянной разностью фаз. Необходимым условием интерференции волн является их **когерентность,** т. е. согласованное протекание во времени и пространстве нескольких колебательных или волновых процессов. Источниками когерентного излучения являются оптические квантовые генераторы(лазеры). В квантовом генераторе атомы – элементарные испускатели - испускают свет под действием вынужденного излучения. Фаза испущенного вынужденного, или индуцированного, излучение совпадает с фазой вынужденного. Поэтому два участка выходного отвертия лазера или даже два идентичных лазера могуь служить источниками двух когерентных пучков.

Способы получения когерентных волн

1)Бипризма Френеля 2)Бизеркала Френеля 3)Билинза Бийе 4)зеркало Ллойда



№3



Щели S_1 и S_2 находятся на расстоянии d друг от друга и являются когерентными (реальными или мнимыми изображениями источника S в какой-то оптической системе) источниками света. Интерференция наблюдается в произвольной точке A экрана, параллельного обеим щелям и расположенного от них на расстоянии l, причем $l>>d$. Начало отсчета выбрано в точке O, симметричной относительно щелей. Интенсивность в любой точке A экрана, лежащей на расстоянии x от O, определяется оптической разностью хода $\Delta=s_2-s_1$, где s **оптическая длина пути** (геом длина пути световой волны * показатель преломления среды).

Если оптическая разность хода равна целому числу волн в вакууме
$\Delta=\pm m\lambda A_0$ (m=0, 1, 2,...), (172.2), то $\delta=\pm 2m\pi$ и колебания, возбуждаемые в точке M обеими волнами, будут происходить в одинаковой фазе. Следовательно, (172.2) **является условием интерференционного максимума.** Если оптическая разность хода:

$$\Delta=\pm(2m+1)\frac{\lambda_0}{2} \quad (m=0,1,2,\ldots), \qquad (172.3)$$

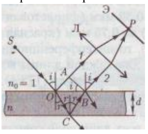
то $\delta=\pm(2m+1)\pi$ и колебания, возбуждаемые в точке M обеими волнами, будут происходить в противофазе. Следовательно, (172.3) **является условием интерференционного минимума.**

Из рис.248 имеем $s^2_2=l^2+(x+d/2)^2$; $s^2_1=l^2+(x-d/2)^2$, откуда $s^2_2-s^2_1=2xd$, или $\Delta=s_2-s_1=2xd/(s_1+s_2)$. Из условия $l>>d$ следует, что $s_1+s_2\approx 2l$, поэтому
$\Delta=xd/l$. (1) Подставив найденное значение Δ (1) в условия (172.2) и (172.3), получим, что максимумы интенсивности будут наблюдаться при
$x_{max}=\pm m(l/d)\lambda_0$ (m = 0, 1, 2,. . .), (173.2) а минимумы — при $x_{min}=\pm(m+1/2)(l/d)\lambda_0$ (m = 0, 1, 2,...) (173.3)

Расстояние между двумя соседними максимумами (или минимумами), называемое **шириной интерференционной полосы,** равно $\Delta x=(l/d)\lambda_0$. (173.4). Δx обратно пропорционально d; следовательно, при большом расстоянии между источниками, например при $d\approx l$, отдельные полосы становятся неразличимыми. Для видимого света $\lambda_0\approx 10^{-7}$м, поэтому четкая доступная для визуального наблюдения интерференционная картина имеет место при $l>>d$. Из выражений (173.2) и (173.3) следует, таким образом, что интерференционная картина, создаваемая на экране двумя когерентными источниками света, представляет собой чередование светлых и темных полос, параллельных друг другу. Главный максимум, соответствующий m=0, проходит через точку O. Вверх и вниз от него на равных расстояниях друг от друга располагаются максимумы (минимумы) первого (m=1), второго (m=2) порядков и т. д. Описанная картина, однако, справедлива лишь при освещении монохроматическим светом (λ_0=const). Если использовать белый свет, представляющий собой непрерывный набор длин волн от фиолетовой граница спектра до красной границы спектра, то интерференционные максимумы для каждой длины волны будут, согласно формуле (173.4), смещены друг относительно друга и иметь вид радужных полос. Только для m=0 максимумы всех длин волн совпадают и в середине экрана будет наблюдаться белая полоса, по обе стороны которой симметрично расположатся спектрально окрашенные полосы максимумов первого, второго порядков и т. д. (ближе к белой полосе будут находиться зоны фиолетового цвета, дальше — зоны красного цвета).

#4

1) Пусть на плоскопараллельную прозрачную пленку с показателем преломления n и толщиной d под углом i (рис. 249) падает плоская монохр волна (рассмотрим один луч). На поверхности пленки в точке O луч разделится на два: частично отразится от верхней поверхности пленки, а частично преломится. Преломленный луч, дойдя



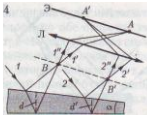
до точки С, частично преломится в воздух ($n_0=1$), а частично отразится и пойдет к точке B. Здесь он опять частично отразится (из-за малой интенсивности не рассматриваем) и преломится, выходя в воздух под углом i. Вышедшие из пленки лучи *1* и *2* когерентны, если оптическая разность их хода мала по сравнению с длиной когерентности падающей волны. Если на их пути поставить собирающую линзу, то они сойдутся в одной из точек P фокальной плоскости линзы и дадут интерференционную картину, которая определяется оптической разностью хода между интерферирующими лучами. Оптическая разность хода, возникающая между двумя интерферирующими лучами от точки O до плоскости AB, $\Delta=n(OC+CB)-(OA\pm\lambda_0/2)$, где показатель преломления окружающей пленку среды принят равным 1, а член $\pm\lambda_0/2$ обусловлен потерей полуволны при отражении света от границы раздела. Если $n>n_0$, то потеря полуволны произойдет в точке O и вышеупомянутый член будет иметь знак минус, если же $n<n_0$, то потеря полуволны произойдет в точке С и $\lambda_0/2$ будет иметь знак плюс. Согласно рис.249, $OC=CB=d/\cos r$, $OA=OB\sin i=2d\,\mathrm{tg}\,r\sin i$. Учитывая для данного случая закон преломления $\sin i=n\sin r$, получим $\Delta=2dn\cos r=2dn\sqrt{(1-\sin^2 r)}=2d\sqrt{(n^2-\sin^2 i)}$

С учетом потери полуволны $\Delta=2d\sqrt{(n^2-\sin^2 i)}\pm\lambda_0/2$ (174.1)

В точке P будет максимум, если $2d\sqrt{(n^2-\sin^2 i)}\pm\lambda_0/2=m\lambda_0$ (m=0,1,2…) (174.2)

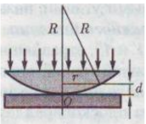
и минимум, если $2d\sqrt{(n^2-\sin^2 i)}\pm\lambda_0/2=(2m+1)\lambda_0/2$ (m=0,1,2…) (174.3)

2) Пусть на клин (угол a между боковыми гранями мал) падает плоская волна, направление распространения которой совпадает с параллельными лучами 1 и *2*



(рис. 251). Из всех лучей, на которые разделяется падающий луч *1*, рассмотрим лучи *1'* и *1''*, отразившиеся от верхней и нижней поверхностей клина. При определенном взаимном положении клина и линзы лучи 1' и 1'' пересекутся в некоторой точке *A,* являющейся изображением точки *B*. Так как лучи 1' и 1'' когерентны, они будут интерферировать. Если источник расположен довольно далеко от поверхности клина и угол a достаточно мал, то оптическая разность хода между интерферирующими лучами 1' и 1'' может быть с достаточной степенью точности вычислена по формуле (174.1), где в качестве d берется толщина клина в месте падения на него луча. Лучи *2'* и *2''*, образовавшиеся за счет деления луча *2,* падающего в другую точку клина, собираются линзой в точке *A'*. Оптическая разность хода уже определяется толщиной *d'*. Таким образом, на экране возникает система интерференционных полос. Каждая из полос возникает за счет отражения от мест пластинки, имеющих одинаковую толщину. Интерференционные полосы, возникающие в результате интерференции от мест одинаковой толщины, называются **полосами равной толщины.** Так как верхняя и нижняя грани клина не параллельны между собой, то лучи 1' и 1'' *(2' и 2'')* пересекаются вблизи пластинки, в изображенном на рис. 251 случае — над ней (при другой конфигурации клина они могут пересекаться и под пластинкой). Таким образом, *полосы равной толщины локализованы вблизи поверхности клина*. Если свет падает на пластинку нормально, то полосы равной толщины локализуются на верхней поверхности клина.

3) Наблюдаются при отражении света от воздушного зазора, образованного



плоскопараллельной пластинкой и соприкасающейся с ней плосковыпуклой линзой с большим радиусом кривизны (рис. 252). Параллельный пучок света падает нормально на плоскую поверхность линзы и частично отражается от верхней и нижней поверхностей воздушного зазора между линзой и пластинкой. При наложении отраженных лучей возникают полосы равной толщины, при нормальном падении света имеющие вид концентрических окружностей.

В отраженном свете оптическая разность хода (с учетом потери полуволны при отражении), согласно (174.1), при условии, что показатель преломления воздуха $n=1$, а $i=0$, $\Delta=2d+\lambda_0/2$, где d — ширина зазора. Из рис. 252 следует, что $R^2=(R-d)^2+r^2$, где R — радиус кривизны линзы, r — радиус кривизны окружности, всем точкам которой соответствует одинаковый зазор d. Учитывая, что d мало, получим $d = r^2/(2R)$ => $\Delta= r^2/R+\lambda_0/2$. (174.4). Приравняв (174.4) к условиям максимума (172.2) и минимума (172.3)

$r_m=\sqrt{((m-{}^1/_2)\lambda_0 R)}$ (m=1, 2, 3,...) - радиус m-го светлого кольца

$r^*_m=\sqrt{(m\lambda_0 R)}$ (m=0, 1, 2, 3,...) - радиуса m-го темного кольца

5)Дифракция света. Принцип Гюйгенса-Френеля. Метод зон Френеля.

Дифракция – огибание волнами препятствий, «проникновение» волн в области геометрической тени. Это явление свойственно любому волновому процессу, в том числе и свету. Дифракция света наиболее четко выражена тогда, когда размеры препятствуй, отверстий соизмеримы с длиной волны.

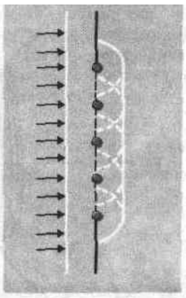


Рис. 256

При дифракции наблюдается сложная картинка распределения интенсивности света, характеризующаяся чередованием, так называемых дифракционных минимумов и максимумов.

Согласно принципу Гюйгенса, каждая точка фронта является источником вторичных когерентных элементарных сферических волн, распространяющихся вперед по отношению к фронту волны с определенной для данной среды скоростью v. Огибающая вторичных волн поверхность служит новым положением фронта волны в произвольный момент времени t.

Из опыта, однако, известно, что предметы, освещаемые светом, идущим от точечного источника, дают резкую тень и, следовательно, лучи не отклоняются от их прямолинейного распространения. Почему же возникает резкая тень, если свет имеет волновую природу? К сожалению, теория Гюйгенса ответить на этот вопрос не могла.

Согласно **принципу Гюйгенса — Френеля,** световая волна, возбуждаемая каким-либо источником S, может быть представлена как *результат суперпозиции когерентных вторичных волн,* «излучаемых» фиктивными источниками. Такими источниками могут служить бесконечно малые элементы любой замкнутой поверхности, охватывающей источник S. Обычно в качестве этой поверхности выбирают одну из волновых поверхностей, поэтому все фиктивные источники действуют синфазно. Таким образом, волны, распространяющиеся от источника, являются результатом интерференции всех когерентных вторичных волн. Френель исключил возможность возникновения обратных вторичных волн и предположил, что если между источником и точкой наблюдения находится непрозрачный экран с отверстием, то на поверхности экрана амплитуда вторичных волн равна нулю, а в отверстии — такая же, как при отсутствии экрана.

Учет амплитуд и фаз вторичных волн позволяет в каждом конкретном случае найти амплитуду (интенсивность) результирующей волны в любой точке пространства, т. е. определить закономерности распространения света. В общем случае расчет интерференции вторичных волн довольно сложный и громоздкий, однако, как будет показано ниже, для некоторых случаев нахождение амплитуды результирующего колебания осуществляется алгебраическим суммированием.

Метод Френеля (1818) заключается в том, что волновая поверхность разбивается на участка – зоны Френеля, причем каждый участок считается источником волн. Выбор зон определяется положением точки наблюдения для которой требуется определить амплитуду световой волны: расстояния двух соседних зон от точки наблюдения должны отличатся на половину длины волны. При этом условии фазы колебаний волн, распространяющихся от соседних зон, в точке наблюдения будут провотиположными.

6)Дифракция Фраугофера на щели и на решетке.

Немецкий физик И. Фраунгофер (1787— 1826) рассмотрел **дифракцию плоских световых волн,** или **дифракцию в параллельных лучах.** **Дифракция Фраунгофера** наблюдается в том случае, когда источник света и точка наблюдения бесконечно удалены от препятствия, вызвавшего дифракцию. Чтобы этот тип дифракции осуществить, достаточно точечный источник света поместить в фокусе собирающей линзы, а дифракционную картину исследовать в фокальной плоскости второй собирающей линзы, установленной за препятствием.

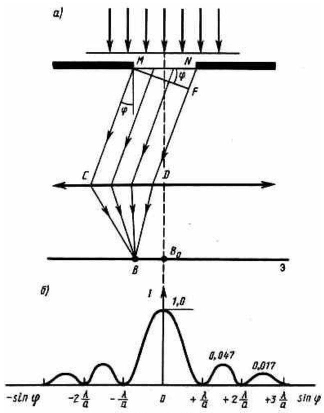


Рис. 261

Рассмотрим дифракцию Фраунгофера от бесконечно длинной щели (Пусть плоская монохроматическая световая волна падает нормально плоскости узкой щели шириной a (рис.261, а)).

Оптическая разность хода между крайними лучами MC и ND, идущими от щели в произвольном направлении φ, $\Delta=NF=a\sin\varphi$, (179.1), где F — основание перпендикуляра, опущенного из точки M на луч ND.

Разобьем открытую часть волновой поверхности в плоскости щели MN на зоны Френеля, имеющие вид полос, параллельных ребру M щели. Ширина каждой зоны выбирается так, чтобы разность хода от краев этих зон была равна $\lambda/2$, т. е. всего на ширине щели уместится $\Delta:\lambda/2$ зон. Так как свет на щель падает нормально, то плоскость щели совпадает с фронтом волны; следовательно, все точки фронта в плоскости щели будут колебаться в одинаковой фазе. Амплитуды вторичных волн в плоскости щели будут равны, так как выбранные зоны Френеля имеют одинаковые площади и одинаково наклонены к направлению наблюдения.

Из выражения (179.1) вытекает, что число зон Френеля, укладывающихся на ширине щели, зависит от угла φ. От числа зон Френеля, в свою очередь, зависит результат наложения всех вторичных волн. Из приведенного построения следует, что при интерференции света от каждой пары *соседних* зон Френеля амплитуда результирующих колебаний равна нулю, так как колебания от каждой пары соседних зон взаимно погашают друг друга. Следовательно, если *число зон Френеля четное*

$a\sin\varphi=\pm 2m\lambda/2$ (m= 1, 2, 3, ...),(179.2)

то в точке B наблюдается **дифракционный** минимум (полная темнота), если же *число зон Френеля нечетное*

$a\sin\varphi=\pm(2m+1)\lambda/2$ (m=1, 2, 3, ...),(179.3)

то наблюдается **дифракционный максимум,** соответствующий действию одной некомпенсированной зоны Френеля. Отметим, что в прямом направлении (φ=0) щель действует как одна зона Френеля, и в этом направлении свет распространяется с наибольшей интенсивностью, т. е. в точке B_0 наблюдается **центральный дифракционный максимум.**

Из условий (179.2) и (179.3) можно найти направления на точки экрана, в которых амплитуда (а следовательно, и интенсивность) равна нулю ($\sin a\varphi_{min}=\pm m\lambda/a$) или максимальна ($\sin(\varphi_{max}=\pm(2m+1)\lambda/(2a))$. Распределение интенсивности на экране, получаемое вследствие дифракции **(дифракционный спектр),** приведено на рис. 261, б. Расчеты показывают, что интенсивности центрального и последующих максимумов относятся как 1:0,047:0,017:0,0083:..., т. е. основная часть световой энергии сосредоточена в

центральном максимуме. Из опыта и соответствующих расчетов следует, что сужение щели приводит к тому, что центральный максимум расплывается, а его яркость уменьшается (это, естественно, относится и к другим максимумам). Наоборот, чем щель шире ($a>\lambda$), тем картина ярче, но дифракционные полосы уже, а число самих полос больше. При $a>>\lambda$ в центре получается резкое изображение источника света, т. е. имеет место прямолинейное распространение света.

Положение дифракционных максимумов зависит от длины волны λ, поэтому рассмотренный вид дифракционная картина имеет лишь для монохроматического света. При освещении щели белым светом центральный максимум имеет вид белой полоски; он общий для всех длин волн (при φ=0 разность хода равна нулю для всех *К)*. Боковые максимумы радужно окрашены, так как условие максимума при любых m различно для разных λ. Таким образом, справа и слева от центрального максимума наблюдаются максимумы первого (m=1), второго (m=2) и других порядков, обращенные фиолетовым краем к центру дифракционной картины. Однако они настолько расплывчаты, что отчетливого разделения различных длин волн с помощью дифракции на одной щели получить невозможно.

7)Дифракция Френеля на круглом отверстии и диске

Рассмотрим **дифракцию сферических волн,** или **дифракцию Френеля,** осуществляемую в том случае, когда дифракционная картина наблюдается на конечном расстоянии от препятствия, вызвавшего дифракцию.

1. Дифракция на круглом отверстии. Сферическая волна, распространяющаяся из точечного источника 5, встречает на своем пути экран с круглым отверстием.

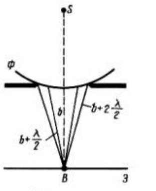


Рис. 259

Дифракционную картину наблюдаем на экране (Э) в точке *B,* лежащей на линии, соединяющей S с центром отверстия (рис. 259). Экран параллелен плоскости отверстия и находится от него на расстоянии *b.* Разобьем открытую часть волновой поверхности Ф на зоны Френеля. Вид дифракционной картины зависит от числа зон Френеля, укладывающихся в отверстии. Амплитуда результирующего колебания, возбуждаемого в точке *B* всеми зонами (см. (177.1) и (177.6)),

$A=A_1/2\pm A_m/2$, где знак плюс соответствует нечетным *m* и минус — четным от.

Когда отверстие открывает нечетное число зон Френеля, то амплитуда (интенсивность) в точке *B* будет больше, чем при свободном распространении волны, если четное, то амплитуда (интенсивность) будет равна нулю. Если в отверстие укладывается одна зона Френеля, то в точке *B* амплитуда $A=A_1$, т. е. вдвое больше, чем в отсутствие непрозрачного экрана с отверстием. Интенсивность света больше соответственно в четыре раза. Если в отверстии укладываются две зоны Френеля, то их действия в точке *B* практически уничтожат друг друга из-за интерференции. Таким образом, дифракционная картина от круглого отверстия вблизи точки *B* будет иметь вид чередующихся темных и светлых колец с центрами в точке *B* (если *m* четное, то в центре будет темное кольцо, если *m* нечетное — то светлое кольцо), причем интенсивность максимумов убывает с расстоянием от центра картины.

Расчет амплитуды результирующего колебания на внеосевых участках экрана более сложен, так как соответствующие им зоны Френеля частично перекрываются непрозрачным экраном. Если отверстие освещается не монохроматическим, а белым светом, то кольца окрашены.

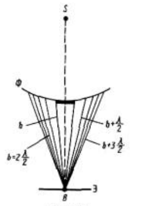


Рис. 260

Число зон Френеля, укладывающихся в отверстии, зависит от его диаметра. Если он большой, то $A_m \ll A_1$ и результирующая амплитуда $A=A_1/2$, т. е. *такая* же, как и при полностью открытом волновом фронте. Никакой дифракционной картины не наблюдается, свет распространяется, как и в отсутствие круглого отверстия, прямолинейно.

2. Дифракция на диске. Сферическая волна, распространяющаяся от точечного источника 5, встречает на своем пути диск. Дифракционную картину наблюдаем на экране (Э) в точке *B,* лежащей на линии, соединяющей S с центром диска (рис. 260). В данном случае закрытый диском участок фронта волны надо исключить из рассмотрения и зоны Френеля строить начиная с краев диска. Пусть диск закрывает *m* первых зон Френеля.Тогда амплитуда результирующего колебания в точке *B* равнатак как выражения, стоящие в скобках, равны нулю. Следовательно, 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, а интенсивность максимумов убывает с расстоянием от центра картины.

С увеличением радиуса диска первая открытая зона Френеля удаляется от точки В и увеличивается угол φ_m (см. рис. 258) между нормалью к поверхности этой зоны и направлением на точку *B.* В результате интенсивность центрального максимума с увеличением размеров диска уменьшается. При больших размерах диска за ним наблюдается тень, вблизи границ которой имеет место весьма слабая дифракционная картина. В данном случае дифракцией света можно пренебречь и считать свет распространяющимся прямолинейно.

$$A=A_{m+1}-A_{m+2}+A_{m+3}-\ldots=$$

$$=\frac{A_{m+1}}{2}+\left(\frac{A_{m+1}}{2}-A_{m+2}+\frac{A_{m+3}}{2}\right)+\ldots$$

или

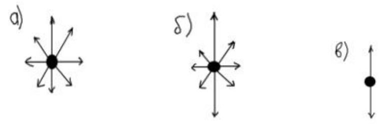
$$A=A_{m+1}/2,$$

Отметим, что дифракция на круглом отверстии и дифракция на диске впервые рассмотрены Френелем.

#8

1)Свет представляет собой суммарное электромагнитное излучение множества атомов. Атомы же излучают световые волны независимо друг от друга, поэтому световая волна, излучаемая телом в целом, характеризуется всевозможными равновероятными колебаниями светового вектора(а, луч перпендикулярен плоскости рисунка). В данном случае равномерное распределение векторов Е объясняется большим числом атомарных излучателей, а равенство амплитудных значений векторов Е – одинаковой (в среднем) интенсивностью излучения каждого из атомов. Свет со всевозможными равновероятными ориентациями вектора Е (а сл-но и Н) – **естественный.**

Свет, в котором направления колебаний светового вектора каким-то образом упорядочены, наз-ся **поляризованным.** Так, если в результате каких-то внешних воздействий появляется преимущественное (но не исключительное!) направление колебаний вектора Е(б), то имеем дело с **частично поляризованным светом.** Свет, в котором вектор Е (и сл-но Н) колеблется только в одном направлении, перпендикулярном лучу (в), наз-ся **плоскополяризованным (линейно поляризованным).**



Плоскость, проходящая через направление колебаний светового вектора плоскополяризованной волной и направление распространения этой волны, называется **плоскостью поляризации.** П.п. свет явл-ся предельным случаем эллиптически поляризованного света (для кот вектор Е(или Н) изменяется со временем так, что ег оконец описывает эллипс, лежащий в плоскости, перпендик. лучу). Если эллипс поляризации вырождается в прямую (при разноси фаз φ, равной 0 или пи), то имеем дело с рассмотренным п.п светом, если в окружность (при φ= +-пи\2 и равенстве амплитуд складываемых волн), то имеем дело с **циркулярно поляризованным (поляризованным по кругу) светом.**

Степенью поляризации называется величина

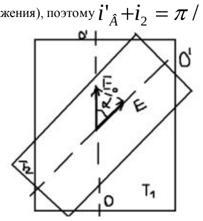
$$P=\frac{I_{\max}-I_{\min}}{I_{\max}+I_{\min}}$$

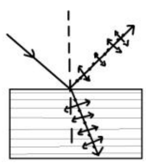
где Imax и Imin – соотв. макс и мин интенсивности частично поляризованного света, пропускаемого анализатором. Для естествен. света Imax=Imin и P=0 , для п.п. Imin=0 и P=1.

2) Если естествен. свет падает на границу раздела двух диэлектриков (к пр.,воздух и стекло), то часть его отражается, а часть преломляется и распространяется во второй среде. Устанавливая на пути отражённого и преломлённого лучей анализатор (турмалин), убеждаемся в том, что отражённый и преломлённый лучи частично поляризованы: при поворачивании анализатора вокруг лучей интенсивность света периодически усиливается и ослабевает (полностью не гаснет!).В отражённом луче преобладают колебания, перпенд. плоскости падения(точки), в преломлённом – колебания, параллельные плоскости падения(стрелки).

3)Степень поляризации зависит от угла падения лучей и показателя преломления. Д.Брюстер установил закон, согласно кот. При угле падения $i_{\hat{A}}$ (угол Брюстера), определяемого: $tgi_{\hat{A}}=n_{21}$

n21 – показатель преломления второй среды относ. Первой. Отражённый луч плоскополяризованный. Преломлённый при угле падения iв поляризуется макс, но не полностью. Если луч падает на границу раздела под углом Брюстера, то отражённый и преломлённый лучи взаимно перпендикулярны $tgi_{\hat{A}}=\sin i_{\hat{A}}/\cos i_{\hat{A}}, n_{21}=\sin i_{\hat{A}}/\sin i_2$ i2 – угол преломления, откуда cosiв=sini2, сл-но iв+i2=пи\2, но $i_{\hat{A}}'=i_{\hat{A}}$ (закон отражения), поэтому $i'_{\hat{A}}+i_2=\pi/2$





T1-поляризатор
T2-анализатор.
Их можно менять местами, т.к. пластинки одинаковые.
Анализатор – оценивает степень поляризации света
Поляризатор – преобразует естественный свет в плоскополяризованный.

6)(Продолжение)Дифракция Фраунгофера на дифракционной решетке

Рассматривая дифракцию Фраунгофера на щели, мы видели, что распределение интенсивности на экране определяется направлением дифрагированных лучей. Это означает, что перемещение щели параллельно самой себе влево или вправо не изменит дифракционной картины. Следовательно, если перейти к дифракционной решетке, то дифракционные картины, создаваемые каждой щелью в отдельности, будут одинаковыми.

Дифракционная картина на решетке определяется как результат взаимной интерференции волн, идущих от всех щелей, т. е. *в дифракционной решетке осуществляется многолучевая интерференция* когерентных дифрагированных пучков света, идущих от всех щелей.

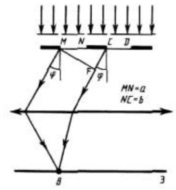


Рис. 262

Рассмотрим дифракционную решетку. На рис. 262 для наглядности показаны только две соседние щели *MN* и *CD.* Если ширина каждой щели равна а, а ширина непрозрачных участков между щелями *b,* то величина *d=a+b* называется **постоянной (периодом) дифракционной решетки.** Пусть плоская монохроматическая волна падает нормально к плоскости решетки. Так как щели находятся друг от друга на одинаковых расстояниях, то разности хода лучей, идущих от двух соседних щелей, будут для данного направления φ одинаковы в пределах всей дифракционной решетки:

Δ=*CF*=(a+b)sinφ=dsinφ. (180.1)

Очевидно, что в тех направлениях, в которых *ни одна* из щелей не распространяет свет, он не будет распространяться и при двух щелях, т. е. *прежние (главные) минимумы* интенсивности будут наблюдаться в направлениях, определяемых условием (179.2):

asinφ=±mλ (m=l, 2, 3, ...).(180.2)

Кроме того, вследствие взаимной интерференции световых лучей, посылаемых двумя щелями, в некоторых направлениях они будут гасить друг друга, т. е. возникнут **дополнительные минимумы.** Очевидно, что эти дополнительные минимумы будут наблюдаться в тех направлениях, которым соответствует разность хода лучей λ/2, 3λ/2, ..., посылаемых, например, от крайних левых точек *M* и *C* обеих щелей. Таким образом, с учетом (180.1) **условие дополнительных минимумов:**

dsinφ=±(2m+l)λ2 (m=0, 1, 2, ...).

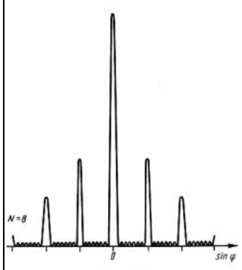


Рис. 263

Наоборот, действие одной щели будет усиливать действие другой, если *d*sinφ=±*2m λ/2*=± *m*λ (m=0, 1, 2, ...), (180.3) - задает условие **главных максимумов.**

Таким образом, полная дифракционная картина для двух щелей определяется из условия:

главные минимумы
asinφ=λ, 2λ, 3λ, ...;
дополнительные минимумы
dsinφ=λ/2, 3/2λ, 5/2λ ...;
главные максимумы
***d*sinφ=0, λ, 2λ, 3λ, ...,**

т. е. между двумя главными максимумами располагается один дополнительный минимум. Если дифракционная решетка состоит из *N* щелей, то условием главных минимумов является условие (180.2), условием главных максимумов — условие (180.3), а условием дополнительных минимумов

*d*sinφ=±*m'λ/N (m'=1, 2, ..., N-1, N+1, ..., 2N-1, 2N+1, ...),* (180.4)

где *m'* может принимать все целочисленные значения, кроме О, *N, 2N, ...,* т. е. кроме тех, при которых условие (180.4) переходит в (180.3). Следовательно, в случае *N* щелей между двумя главными максимумами располагается *N*-1 дополнительных минимумов, разделенных вторичными максимумами, создающими весьма слабый фон.

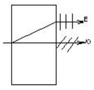
Чем больше щелей *N,* тем большее количество световой энергии пройдет через решетку, тем больше минимумов образуется между соседними главными максимумами, тем, следовательно, более интенсивными и более острыми будут максимумы. На рис. 263 качественно представлена дифракционная картина от восьми щелей.

Так как модуль sinφ не может быть больше единицы, то из (180.3) следует, что число главных максимумов m<=d/λ, определяется отношением периода решетки к длине волны.

Положение главных максимумов зависит от длины волны *К* (см. (180.3)). Поэтому при пропускании через решетку белого света все максимумы, кроме центрального (m=0), разложатся в спектр, фиолетовая область которого будет обращена к центру дифракционной картины, красная — наружу. Это свойство дифракционной решетки используется для исследования спектрального состава света (определения длин волн и интенсивностей всех монохроматических компонентов), т. е. дифракционная решетка может быть использована как спектральный прибор.

Дифракционные решетки, используемые в различных областях спектра, различаются размерами, формой, материалом поверхности, профилем штрихов и их частотой (от 6000 до 0,25 штрих/мм, что позволяет перекрывать область спектра от ультрафиолетовой его части до инфракрасной). Например, ступенчатый профиль решетки позволяет концентрировать основную часть падающей энергии в направлении одного определенного ненулевого порядка.

9)Двойное лучепреломление. Поляризация призмы. Закон Малю



При прохождении света ч/з все прозрачные кристаллы, за исключением принадлежащих к кубической системе, набл-ся явление, получившее название двойного лучепреломления. Это явление закл-ся в том, что упавший на кристалл луч разделяется внутри кристалла на два луча, распространяющиеся с разными скоростями и в разл направлениях.

Кристаллы, обладающие двойным лучепреломлением, подразделяются на одноосные (исландский шпат, кварц и турмалин) и двуосные (слюда, гипс). У одноосных кристаллов один из преломленных лучей подчиняется обычному закону преломления, в частности он лежит в одной плоскости с падающим чучом и нормалью к преломляющей поверхности. Этот луч наз-ся обыкн-м о. Для другого луча – необыкн-ного е, отношение синусов угла падения и угла преломления не остается постоянным при изменении угла падения. У двуосных оба луча необ-е.

Двойное лучепреломление объясняется зависимостью скорости света в кристалле, и следовательно, показателя преломление от ориентации электрического вектора световолны. Направление, при распространении вдоль которого скорость света не зависит от ориентации элекр. Вектора, называыается оптической осью кристалла. При распространении света вдоль оптической оси двойного лучепреломления не происходит.

Одноосные двоякопреломляющие кристаллы используются в устройствах для получения порязризованного света – поряризационных призмах. Основной задачей при конструировании поляризационного устройства в этом случае является разведение двух пучков света, возникающих в кристалле. Первые поляризационныг призмы были сделаны шотланским физиком Николем.

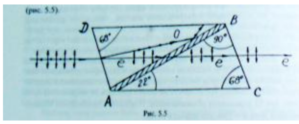


Рис. 5.5

Двоякопреломляющие призмы используют различие в показателях преломления обыкновенного и необыкновенного лучей, чтобы развети их как можно дальше друг от друга. Примером двоякопреломляющих призм могут является призмы их ирланского шпата со взаимнопенпердикулярными опт.осями. Двоякопреломляющие призмы обладают свoиством дихроизма, т.е. различного поглащения света в зависимости от ориентации электрического вектора световой волны, и называются дихрочными кристаллами.

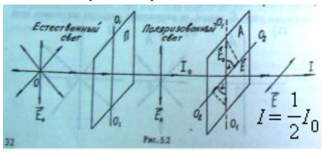


Рис. 5.2

$$I=\frac{1}{2}I_0\cos^2\Delta\varphi.$$

Если на пластину А падает поляризационный свет, то он будет полностью проходить через пластину лищь в том случае, когда направление Е0 совпадает с направлением опт.оси О2О2. Если направление колебаний пенпердикулярно направлению О2О2. То пластина не пропускает свет. На рисунке П играет роль поляризатора света, а пластина А явл. Анализатором степени поляризации света. Поворачивая пластину А вокруг оси, совпадающей с направлением свет. Пучка, и тем самым изменяя направление опт.оси О2О2, можно менять интенсивность света I, проходящего через пластину А от макс. Значения I0, равный интенсивности падающего света, до нуля. Если опт.ось анализатора А составляет с направлением Е0 некий угол α, то напряженность поля Е0 может быть разложена на две составляющие – в направлении опт.оси О2О2 и пенпердикулярно ей.**Интенсивность пропущенного света I, прямо пропорциональная квадрату амплитуды колебаний E, связана с интенсивностью падающего света I0 сотношением:Это соотношение называют законом Малюса, сформулировщего закон в 1810.**

 # 10

1) Свечение тел, обусловленное нагреванием, называется тепловым (температурным) излучением.

При высоких температурах излучаются короткие (видимые и ультрафиолетовые) электромагнитные волны, при низких — преимущественно длинные (инфракрасные). Тепловое излучение — практически единственный вид излучения, который может быть равновесным. Количественной характеристикой теплового излучения служит спектральная плотность энергетической светимости (с.п.э.с.) тела - мощность излучения с единицы площади поверхности тела в интервале частот единичной ширины: $R_{\nu,T} = dW^{изл}_{\nu,\nu+d\nu}/d\nu$, где $dW^{изл}_{\nu,\nu+d\nu}$ - энергия электромагнитного излучения, испускаемого за единицу времени (мощность излучения) с единицы площади поверхности тела в интервале частот от ν до ν+ dν. Единица с.п.э.с. $(R_{\nu,T})$ - (Дж/(м^2•с)). Чрез длину волны: $dW^{изл}_{\nu,\nu+d\nu}=R_{\nu,T}= R_{\lambda,T}d\lambda$. Так как $c = \lambda/\nu$, то $d\lambda/d\nu=-c/\nu^2=-\lambda^2/c$, где знак минус указывает на то, что с возрастанием одной из величин (ν или λ) другая величина убывает. Поэтому в дальнейшем знак минус будем опускать. => $R_{\nu,T}=R_{\lambda,T}(\lambda^2/c)$. (197.1). Зная с. п. э. с, можно вычислить интегральную энергетическую светимость, просуммировав по всем частотам:

$$R_T=\int_0^\infty R_{\nu,T}\,d\nu. \qquad (197.2)$$

Способность тел поглощать падающее на них излучение характеризуется спектральной поглощательной способностью (с.п.с.):

$A_{\nu,T} = dW^{погл}_{\nu,\nu+d\nu}/ dW_{\nu,\nu+d\nu}$ - показывающей, какая доля энергии, приносимой за единицу времени на единицу площади поверхности тела падающими на нее электромагнитными волнами с частотами от ν до ν+dν, поглощается телом. С.п.с. - величина безразмерная. $R_{\nu,T}$ и $A_{\nu,T}$ зависят от природы тела, его термодинамической температуры и при этом различаются для излучений с различными частотами.

2) Кирхгоф установил количественную связь между с.п.э.с. и с.п.с. тел. Эта связь не зависит от природы тела; оно является для всех тел универсальной функцией частоты (длины волны) и температуры (закон Кирхгофа):

$R_{\nu,T}/A_{\nu,T} = r_{\nu,T}$. (198.1) Для черного тела $A^ч_{\nu,T}=1$, поэтому из закона Кирхгофа вытекает, что $R_{\nu,T}$ для черного тела равна $r_{\nu,T}$. => универсальная функция Кирхгофа $r_{\nu,T}$ есть не что иное, как с.п.э.с. черного тела. => согласно закону Кирхгофа, для всех тел отношение с.п.э.с. к с.п.с. равно с.п.э.с. черного тела при той же температуре и частоте. Из закона Кирхгофа следует, что с.п.э.с. любого тела в любой области спектра всегда меньше с.п.э.с. черного тела (при тех же значениях T и ν), так как $A_{\nu,T}<1$ и поэтому $R_{\nu,T}<r_{\nu,T}$. Кроме того, из (198.1) вытекает, что если тело не поглощает электромагнитные волны какой-то частоты, то оно их и не излучает, так как при $A_{\nu,T}=0$ $R_{\nu,T}=0$. Используя закон Кирхгофа, выражению для энергетической светимости тела (197.2) можно придать вид

$$R_T=\int_0^\infty A_{\nu,T}r_{\nu,T}\,d\nu. \qquad R_T^c=A_T\int_0^\infty r_{\nu,T}\,d\nu=A_TR_e, \quad (198.2) \qquad R_e=\int_0^\infty r_{\nu,T}\,d\nu \quad (198.3)$$

- энергетическая светимость черного тела (зависит только от температуры).

Закон Кирхгофа описывает только тепловое излучение, поэтому излучение, которое не подчиняется ему, не является тепловым.

#11

Более подробно о поглощательной способности – см. вопрос 10 ч.1.

1)Тело, способное поглощать полностью при любой температуре всё падающее на него излучение любой частоты, наз-ся чёрным. Сл-но, спектральная поглощательная способность чёрного тела для всех частот и температур тождественно равна единице ($A^ч_{\nu,T}\equiv 1$). Абсолютно чёрных тел в природе нет, однако такие тела, как сажа, платиновая чернь, чёрный бархат и некоторые другие, в определённом интервале частот по своим свойствам близки к ним. Идеальной моделью чёрного тела явл-ся замкнутая полость с небольшим отверстием О, внутренняя поверхность кот. зачернена (рис.1). Луч света, попавший внутрь такой полости, испытывает многократные отражения от стенок, в результате чего интенсивность вышедшего излучения оказывается практически равной 0. Опыт показывает, что при размере отверстия, меньшего 0,1 диаметра полости, падающее излучение всех частот полностью поглощается. Наряду с понятием чёрного тела используют понятие сего тела – тела, поглощательная способность кот. меньше единицы, но одинакова для всех частот и зависит только от температуры, материала и состояния поверхности тела. Таким образом, для серого тела $A^c_{\nu,T}=A_T=const<1$

2)Универсальная функция Кирхгофа есть ничто иное, как спектральная плотность энергетической светимости чёрного тела (подробнее см. вопрос 10, ч.2).

Энергетическая светимость черного и серого тел –см вопрос 10, ч.2. Согласно закону Стефана-Больцмана, $R_e=\sigma T^4$, т.е. энергетическая светимость чёрного тела пропорциональна четвёртой степени его термодинамической температуры; σ- постоянная Стефана –Больцмана; её экспериментальное значение равно 5,67*10^{-8} ВТ/(м^2*K^4). Закон Стефана-Больцмана , определяя зависимость Re от температуры, не даёт ответа относительно спектрального состава излучения чёрного тела. Из экспериментальных кривых зависимости функции $r_{\lambda,T}$ от длины волны $\lambda(r_{\lambda,T}=\frac{c}{\lambda^2}r_{\nu,T})$ при различных температурах(рис.2) следует, что распределение энергии в спектре чёрного тела является неравномерным. Все кривые имеют явно выраженный максимум, который по мере повышения температуры смещается в сторону более коротких волн. Площадь , ограниченная кривой зависимости $r_{\lambda,T}$ от λ и осью абсцисс, пропорциональна энергетической светимости R_e чёрного тела и, сл-но, по закону Стефана-Больцмана, четвёртой степени температуры. Немецкий физик Вин, опираясь на законы термо- и электродинамики, установил зависимость длины волны λmax, соответствующей максимуму функции $r_{\lambda,T}$, от температуры T. Согласно закону смещения Вина

$$\lambda max=b/T, \qquad (1)$$

т.е. длина волны λmax, соотв максимальному значению спектральной плотности энергетической светимости $r_{\lambda,T}$ чёрного тела, обратно пропорциональна его термодинамической температуре, b- постоянная Вина; её экспериментальное значение равно 2,9*10^{-3} м*К. Выражение (1) потому называют законом смещения Вина, что оно показывает смещение положения максимума функции $r_{\lambda,T}$ по мере возрастания температуры в область коротких длин волн. Закон Вина объясняет, почему при понижении температуры нагретых тел в их спектре всё сильнее преобладает длинноволновое излучение (например, переход белого каления в красное при остывании металла).

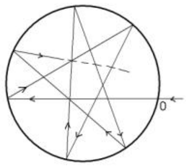


рис 1.

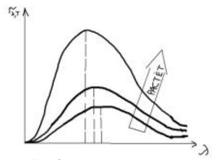


Рис.2

2) Сканы из учебника Трофимовой. Текст, начинающийся на стр 372, напечатанный мелким шрифтом – необязателен к изучению, но может быть использован для доп вопросов

 # 12

Первый и второй вопросы объединены.

Внешним фотоэффектом называется испускание электронов веществом под действием электромагнитного излучения. Внутренний фотоэффект — это вызванные электромагнитным излучением переходы электронов внутри полупроводника или диэлектрика из связанных состояний в свободные без вылета наружу. Вентильный фотоэффект — возникновение э.д.с. (фото-э.д.с.) при освещении контакта двух разных полупроводников или полупроводника и металла (при отсутствии внешнего электрического поля). Открывает, таким образом, пути для прямого преобразования солнечной энергии в электрическую.

три закона внешнего фотоэффекта

I. Закон Столетова: при фиксированной частоте падающего света число фотоэлектронов, вырываемых из катода в единицу времени, пропорционально интенсивности света

II. Максимальная начальная скорость (максимальная начальная кинетическая энергия) фотоэлектронов не зависит от интенсивности падающего света, а определяется только его частотой ν, а именно линейно возрастает с увеличением частоты.

III. Для каждого вещества существует «красная граница» фотоэффекта, т. е. минимальная частота ν_0 света (зависящая от химической природы вещества и состояния его поверхности), при которой свет любой интенсивности фотоэффекта не вызывает.

Свет частотой ν не только *испускается*, но и *распространяется* в пространстве и *поглощается* веществом отдельными порциями (квантами), энергия которых $\varepsilon_0=h\nu$. =>распространение света нужно рассматривать не как непрерывный волновой процесс, а как поток дискретных световых квантов, движущихся со скоростью *c* распространения света в вакууме. Эти кванты электромагнитного излучения получили название фотонов.

По Эйнштейну, каждый квант поглощается только одним электроном. Поэтому число вырванных фотоэлектронов должно быть пропорционально интенсивности света (I закон фотоэффекта).

{Электрон при вылете из металла должен преодолеть задерживающее его электрическое поле двойного слоя. Разность потенциалов $\Delta\varphi$ в этом слое, называемая **поверхностным скачком потенциала,** определяется работой выхода *(A)* электрона из металла: $\Delta\varphi=A/e$, где *e* — заряд электрона}

Энергия падающего фотона расходуется на совершение электроном работы выхода *A* из металла и на сообщение вылетевшему фотоэлектрону кинетической энергии $mv^2_{max}/2$. По закону сохранения энергии, $h\nu=A+mv^2_{max}/2$. (203.1)

- ур-е Эйнштейна для внешнего фотоэффекта. Позволяет объяснить II и III законы фотоэффекта. Из (203.1) => что макс. кинетическая энергия фотоэлектрона линейно ↑ с ↑ частоты падающего излучения и не зависит от его интенсивности (числа фотонов), так как ни *A,* ни ν от интенсивности света не зависят (II закон фотоэффекта). Так как с ↓ частоты света кинетическая энергия фотоэлектронов ↓ (для данного металла *A*=const), то при некоторой достаточно малой частоте $\nu=\nu_0$ кинетическая энергия фотоэлектронов станет равной 0 и фотоэффект прекратится (III закон фотоэффекта). => $\nu_0=A/h$ (203.2) это есть «красная граница» фотоэффекта для данного металла. Она зависит лишь от работы выхода электрона, т. е. от химической природы вещества и состояния его поверхности.

#13

1)Свет испускается, поглощается и распространяется дискретными порциями (квантами), названными **фотонами.** Энергия фотона $\xi 0 = h\nu$. Его масса находится из закона взаимосвязи массы и энергии: $m_\gamma = h\nu / c^2$. Фотон – элементарная частица, кот. всегда движется со скоростью света с и имеет массу покоя, равную нулю. Сл-но, масса фотона отличается от массы таких элементарных частиц, как электрон, протон и нейтрон, кот. обладают отличной от нуля массой покоя и могут находиться в состоянии покоя. Импульс фотона p_γ получим, если в общей формуле теории относительности положим массу покоя фотона $m_{0\gamma} = 0$:

$p_\gamma = \varepsilon_0 / c = h\nu / c$. Из приведённых рассуждений следует, что фотон, как и любая др. частица, характеризуется энегргией, массой и импульсом. Выражения выше связывают корпускулярные характеристики фотона – массу, импульс и энергию – с волновой характеристикой света – его частотой v.

Если фотоны обладают импкульсом, то свет, падающий на тело, должен оказывать на него давление. Если в ед времени на ед площади поверхности тела падает N фотонов , то при коэффициенте отражения p света от поверхности тела pN фотонов отразится, а (1-p)N - поглотится. Каждый поглощённый фотон передаёт поверхности импульс $p_\gamma = h\nu / c$, а каждый отражённый $-2p_\gamma = 2h\nu / c$ (при отражении импульс меняет знак). Давление света на поверхность равно импульсу, кот. передают поверхности в 1с N фотонов:

$$p = \frac{2h\nu}{c}\rho N + \frac{h\nu}{c}(1-\rho)N = (1+\rho)\frac{h\nu}{c}N$$

Nhv=Ey есть энергия всех фотонов, падающих на единицу поверхности в единицу времени, а Ee/c=w – объёмная плотность энергии излучения. Поэтому давление, производимое светом при нормальном падении на поверхность:

$$p = \frac{Ee}{c}(1+\rho) = w(1+\rho)$$

2)Согласно де Бройлю, с каждым микрообъектом связываются, с одной стороны, корпускулярные характеристики – энергия E и импульс p, а с другой – волновые характеристики – частота v и длина волны λ. Количественные соотношения, связывающие корпускулярные и волновые св-ва частиц, такие же, как для фотонов: $E = h\nu,\ p = h / \lambda$. Таким образом, любой частице, обладающей импульсом, сопоставляют волновой процесс с длиной волны, определяемой по формуле де Бройля: $\lambda = h / p$.

Это соотношение справедливо для любой частицы с импульсом p. 1927г- опыт Девисона и Джермена. Облучали кристалл никеля. Обнаружили, что рассеивающийся пучок электронов даёт отчётливую дифракционную картину. 1948г – Фабрикант доказал, что волновые cd-df присуще не только потоку большой совокупности электронов, но и каждому в отдельности. Сл-но, волновые св-ва присуще каждой частице в отдельности. Считается, что макроскопические тела проявляют только одну сторону у своих св-тв – корпускулярную, так как это вне пределов наблюдения (частице 1г со скоростью 1м/с соотв волна $\lambda=6{,}62*10^{-31}$) .

Современная трактовка: Можно сказать, что для атомного объекта сущ потенциальная возможность проявлять себя, в зависимости от внешних условий, либо как волна, либо как частица, либо промежуточным образом. Именно в этой потенциальной возможности различных проявлений свойств, присущих микрообъекту, и состоит дуализм волна-частица.

3)Фазовая скорость $$v_{\text{ôàç}} = \frac{\omega}{k} = \frac{h\omega}{hk} = \frac{E}{p} = \frac{mc^2}{mv} = \frac{c^2}{v}$$

$E = \hbar\omega,\ p = k\hbar,\ k = 2\pi / \lambda$ -волновое число. Т.к. c>v, сл-но фазовая скорость больше скорости света в вакууме.

Групповая скорость: $$u = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d(\hbar\omega)}{d(\hbar k)} = \frac{dE}{dp}$$

Для свободной частицы $E = \sqrt{m_0^2c^4 + p^2c^2}$ и

$$\frac{dE}{dp} = \frac{pc^2}{\sqrt{m_0^2c^4 + p^2c^2}} = \frac{pc^2}{E} = \frac{mvc^2}{mc^2} = v$$

Групповая скорость волн де Бойля равна скорости частицы.

Групповая скорость фотона $u = \frac{pc^2}{E} = \frac{mcc^2}{mc^2} = c$, т.е. равна скорости самого фотона.

Волны де Бойля испытывают дисперсию. Однако она настолько сильная, что приводит к «быстрому расплыванию» (10^{-26} с) волновых пакетов(группа волн де Бойля) или даже разделению его на несколько шагов

14.Принцип неопределённости Гейнзенберга

Согласно *соотношению неопределенностей Гейзенберга,* микрочастица (микрообъект) не может иметь одновременно и определенную координату *(x, y, z),* и определенную соответствующую проекцию импульса (p_x, p_y, p_z), причем неопределенности этих величин удовлетворяют условиям

$$\begin{cases} \Delta x\Delta p_x \geqslant h, \\ \Delta y\Delta p_y \geqslant h, \\ \Delta z\Delta p_z \geqslant h, \end{cases} \qquad (215.1)$$

т. е. произведение неопределенностей координаты и соответствующей ей проекции импульса не может быть меньше величины порядка *h*. Таким образом, для микрочастицы не существует состояний, в которых ее координаты и импульс имели бы одновременно точные значения.

Выразим соотношение неопределенностей в виде $\Delta x\Delta v_x \geq h/m$. Из этого выражения следует, что чем больше масса частицы, тем меньше неопределенности ее координаты и скорости и, следовательно, с тем большей точностью можно применять к этой частице понятие траектории.

В квантовой теории рассматривается также соотношение неопределенностей для энергии *E* и времени *t,* т. е. неопределенности этих величин удовлетворяют условию $\Delta E\Delta t \geq h$. Где ΔE — неопределенность энергии системы в момент ее измерения, Δt — неопределенность длительности процесса измерения.

Из этого выражения следует, что частота излученного фотона также должна иметь неопределенность $\Delta\nu=\Delta E/h$, т.е. линии спектра должны характеризоваться частотой, равной $\nu\pm\Delta E/h$.

Док-во соотношения неопределённостей:

Количественные соотношения, связывающие корпускулярные и волновые свойства частиц: $E=h\nu$, $p=h/\lambda$, следовательно $\Delta p_x=p\sin\varphi=(h/\lambda)\sin\varphi$, далее $\Delta x\sin\varphi=\lambda$, где Δx — ширина щели, а λ — длина волны де Бройля. Из этих формул получим $\Delta x\Delta p_x=h$, в общем виде: $\Delta x\Delta p_x\geq h$. Так же и для других координат.

15)Волновая Функция. Уравнение Шредингера.Волновая функция и ее статистический смысл

Немецкий физик М. Борн (1882—1970) в 1926 г. предположил, что по волновому закону меняется не сама вероятность, а величина, названная **амплитудой вероятности** и обозначаемая ψ *(x, y, z, t).* Эту величину называют также **волновой функцией** (или ψ**-функцией).** Амплитуда вероятности может быть комплексной, и вероятность W пропорциональна квадрату ее модуля:
$W\sim|\psi(x, y, z, t)|^2$ (216.1) **(**$|\psi|^2=\psi\psi^*$) ψ^* **—функция, комплексно сопряженная с** ψ**).** Таким образом, описание состояния микрообъекта с помощью волновой функции имеет **статистический, вероятностный характер:** квадрат модуля волновой функции (квадрат модуля амплитуды волн де Бройля) определяет вероятность нахождения частицы в момент времени t в области с координатами x и $x+dx$, y и $y+dy$, z и $z+dz$.
Итак, в квантовой механике состояние микрочастиц описывается принципиально по-новому — с помощью волновой функции, которая является *основным носителем информации* об их корпускулярных и волновых свойствах. Вероятность нахождения частицы в элементе объемом dV равна
$dW=|\psi|^2dV$. (216.2)
Величина $|\psi|^2=dW/dV$ (квадрат модуля ψ-функции) имеет смысл **плотности вероятности,** т. е. определяет вероятность нахождения частицы в единичном объеме в окрестности точки с координатами x, y, z. Таким образом, физический смысл имеет не сама ψ-функция, а квадрат ее модуля $|\psi|^2$, которым задается интенсивность волн де Бройля.
Вероятность найти частицу в момент времени t в конечном объеме V, согласно теореме сложения вероятностей, равна

$$W=\int_V dW=\int_V |\Psi|^2 dV.$$

Так как $|\psi|^2dV$ определяется как вероятность, необходимо волновую функцию ψ нормировать так, чтобы вероятность достоверного события обращалась в единицу, если за объем V принять бесконечный объем всего пространства. Это означает, что при данном условии частица должна находиться где-то в пространстве. Следовательно, **условие нормировки вероятностей**

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\Psi|^2 dV=1,$$

где данный интеграл (216.3) вычисляется по всему бесконечному пространству, т. е. по координатам x, y, z от $-\infty$ до ∞.
Таким образом, условие (216.3) говорит об объективном существовании частицы во времени и пространстве.
Чтобы волновая функция являлась объективной характеристикой состояния микрочастиц, она должна удовлетворять ряду ограничительных условий. Функция ψ, характеризуя вероятность обнаружения действия микрочастицы в элементе объема, должна быть *конечной* (вероятность не может быть больше единицы), *однозначной* (вероятность не может быть неоднозначной величиной) и *непрерывной* (вероятность не может изменяться скачком).
Волновая функция удовлетворяет **принципу суперпозиции:** если система может находиться в различных состояниях, описываемых волновыми функциями $\psi_1, \psi_2, ..., \psi_n, ...$, то она также может находиться в состоянии ψ, описываемом линейной комбинацией этих функций:

$$\Psi=\sum_n C_n\Psi_n,$$

где C_n (n=1,2, ...)— произвольные, вообще говоря, комплексные числа. Сложение *волновых функций* (амплитуд вероятностей), а не *вероятностей* (определяемых квадратами модулем волновых функций) принципиально отличает квантовую теорию от классической статистической теории, в которой для независимых событий справедлива *теорема сложения вероятностей.*
Волновая функция ψ, являясь основной характеристикой состояния микрообъектов, позволяет в квантовой механике вычислять средние значения физических величин, характеризующих данный микрообъект. Например, среднее расстояние <r> электрона от ядра вычисляют по формуле

$$\langle r\rangle=\int_{-\infty}^{+\infty} r\,|\Psi|^2 dV,$$

#16

1)Свободная частица – частица, движущаяся в отсутствии внешних полей. Потенциальная энергия Ux=const и её можно принять равной 0. Тогда полная энергия равна кинетической. $\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{2m}{\hbar^2}E\psi=0$. Прямой подстановкой можно убедиться, что частным решением этого уравнения явл-ся функция

$\psi(x)=Ae^{ikx}$, где A-const и k-const, с собственным значением энергии

$E=\hbar^2k^2/(2m)$.(*)

Функция $\psi(x)=Ae^{ikx}=Ae^{(i/k)\sqrt{2mEx}}$ представляет собой только координатную часть волновой фун-ции ψ(x, t). Поэтому зависящая от времени волновая функция

$$\psi(x,t)=Ae^{-i\omega t+ikx}=Ae^{-(i/k)(Et-p_x x)}$$

$\omega=E/\hbar, k=p_x/\hbar$. Это выражение представ собой плоскую монохроматич волну. Из выражения (*) следует, что зависимость энергии от импульса $E=\hbar^2k^{22}/(2m)=p_x^2/(2m)$ оказывается обычной для нерелятивистских частиц. Сл-но энергетический спектр свободной частицы непрерывный. Таким образом, свободная квантовая частица описывается плоской монохроматической волной де Бойля. Этому соотв не зависящая от времени плотность вероятности обнаружения частицы в данной точке пространства

$|\psi|^2=\psi\psi^*=|A|^2$, т.е. все положения свободной частицы в пространстве явл-ся равновероятными.
2)Яма описывается энергией вида (частица движется вдоль оси x):

$$U(x)=\begin{cases}\infty, x<0\\ 0, 0\le x\le 1\\ \infty, x>1\end{cases}$$

, где l – ширина ямы, а энергия отсчитывается от её дна.

Уравнение Шредингера для стационарных состояний в случае одномерной задачи запишется в виде

$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\psi=0$. По условию, частица не проникает за пределы ямы, поэтому вероятность её обнаружения за пределами ямы равна 0. На границах ямы (при x=0 и x=1) непрерывная волновая функция также должна обращаться в нуль. Сл-но, граничные условия в данном случае $\psi(0)=\psi(l)=0$ (*)

В пределах ямы ($0\le x\le 1$) ур-ие Шредингера сведётся к виду

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{2m}{\hbar^2}E\psi=0 \quad \text{или} \quad \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+k^2\psi=0 \qquad (**)$$

где $k^2=2mE/\hbar^2$ (1)

Общее дифференциальное ур-ие

$$\psi(x)=A\sin kx+B\cos kx$$

Т.к. $\psi(0)=0$, то B=0. Тогда $\psi(x)=A\sin kx$ (2)

Условие (*) выполняется только при kl=nπ, где n – целые числа , т.е. необходимо, чтобы k=nπ/l (3).

Из выражений (1) и (2) следует , что $E_n=\frac{n^2\pi^2\hbar^2}{2ml^2}$ (n=1,2,3…) (4

Т.е. стационарное ур-ие Шредингера, описывающее движение частицы в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками, удовлетворяется только при собственных значениях En, зависящих от целого числа n. Сл-но, энергия En частицы в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками принимает лишь **определённые дискретные значения, т.е квантуется.** Квантовые значения энергии En называются **уровнями энергии**, а число n, определяющее энергетические уровни частицы, называется **главным квантовым числом.** Таким образом, микрочастица в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками может находится только на определённом энергетическом уровне En, или, как говорят, частица находится в квантовом состоянии n. Подставив в (2) значение k из (3), найдём собственные функции:

$\psi_n(x)=A\sin\frac{n\pi}{l}x$. Постоянную интегрирования A найдём из условия нормировки (**), кот для данного случая запишется в виде

$A^2\int_0^1\sin^2\frac{n\pi}{l}x\,dx=1$. В результате интегрирования получим $A=\sqrt{2/l}$,

а собственные ф-ции будут иметь вид

$\psi_n(x)=\sqrt{\frac{2}{l}}\sin\frac{n\pi}{l}x$ (n=1,2,3…). Из выражения вытекает, что энергетический интервал между двумя соседними

уровнями $\Delta E_n=E_{n+1}-E_n=\frac{\pi^2\hbar^2}{2ml^2}(2n+1)\approx\frac{\pi^2\hbar^2}{2ml^2}n$ (5)

Из формул (4) и (5) следует, что при больших квантовых числах соседние уровни расположены тесно: тем теснее, чем больше n>=1.
Если n очень велико, то можно говорить о практически непрерывной последовательности уровней и характерная особенность квантовых процессов – дискретность – сглаживается. *Этот результат является частным случаем принципа соответствия Бора (1923), согласно кот законы квантовой механики должны при больших значениях квантовых чисел переходить в законы классической физики*

)

17

Первый постулат Бора: в атоме существуют стационарные состояния, в которых он не излучает энергии.
$m_e v r_n = nh$ (n=1, 2, 3, ...), (210.1) где m_e — масса электрона, v — его скорость по n-й орбите радиуса r_n, h=h/(2π).
Второй постулат Бора: при переходе электрона с одной стационарной орбиты на другую излучается (поглощается) один фотон с энергией
$h\nu=E_n-E_m$, (210.2) (E_n и E_m - энергии стационарных состояний атома до и после излучения (поглощения)). При $E_m<E_n$ происходит излучение фотона (переход атома из состояния с большей энергией в состояние с меньшей энергией, т. е. переход электрона с более удаленной от ядра орбиты на более близлежащую), при $E_m>E_n$ – наоборот. Решая совместно уравнение $m_e v^2/r=Ze^2/(4\pi\varepsilon_0 r^2)$ (движение электрона по окр-ти под дей-ем кулоновской силы), и уравнение (210.1)
$r_n = n^2\hbar^2 4\pi\varepsilon_0/m_e Ze^2$ (n=1,2,..) (212.1) - радиус n-й стационарной орбиты
Для атома водорода (Z=1) радиус первой орбиты электрона при n=1, называемый **первым боровским радиусом**
$r_1 = a = \hbar^2 4\pi\varepsilon_0/m_e e^2$ (212.2)
Полная энергия электрона в водородоподобной системе складывается из его кин. энергии и пот. энергии в электростат. поле ядра ($-Ze^2/(4\pi\varepsilon_0 r)$):
$E = m_e v^2/2 - Ze^2/(4\pi\varepsilon_0 r) = -1/2 * Ze^2/(4\pi\varepsilon_0 r)$.
$E_n = -1/n^2 * Z^2 m_e e^4/8h^2\varepsilon^2_0$ (n=1,2,…) (212.3) - энергия электрона
где знак минус означает, что электрон находится в связанном состоянии.

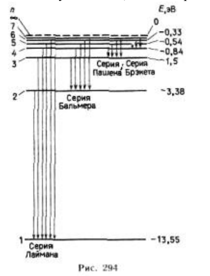


Рис. 294

Из (212.3)=> энергетические состояния атома образуют последовательность энерг. уровней, изменяющихся в зависимости от значения n. Целое число n - энергетические уровни атома, называется **главным квантовым числом.** Энергетическое состояние с n=1 является **основным (нормальным)** состоянием; состояния с n> 1 являются **возбужденными,** название уровней аналогично.Возможные уровни энергии, схематически представленные на рис. 294. Атом водорода обладает, таким образом, мин. энергией (E_1=-13,55 эВ) при n=1 и макс. (E_1=0) при n=∞ (при удалении электрона из атома). => значение E_∞=0 соответствует **ионизации** атома (отрыву от него электрона).
Согласно второму постулату Бора, при переходе атома водорода (Z=1) из стационарного состояния *n с* большей энергией в стационарное состояние m с меньшей энергией испускается квант
$h\nu=E_n-E_m = -m_e e^4/8h^2\varepsilon^2_0(1/n^2-1/m^2)$ откуда частота излучения
$\nu = m_e e^4/8h^3\varepsilon^2_0(1/m^2-1/n^2)=R(1/m^2-1/n^2)$ (212.4)
Где $R=m_e e^4/(8h^3\varepsilon^2_0)$. Подставляя в формулу (212.4) m=1 и n=2, 3, 4, ..., получим группу линий, образующих серию Лаймана и соответствующих переходам электронов с возбужденных уровней (n=2, 3, 4, ...) на основной (m=1). Аналогично, при подстановке m=2, 3, 4, 5, 6 и соответствующих им значений n получим серии Бальмера, Пашена, Брэкета, Пфунда и Хэмфри

15(Продолжение)Общее уравнение Шредингера. Уравнение Шредингера для стационарных состояний

Основное уравнение должно быть уравнением относительно волновой функции $\psi(x, y, z, t)$, так как именно она, или, точнее, величина $|\psi|^2$, определяет

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2}=i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t}.$$

вероятность пребывания частицы в момент времени t в объеме dV, т. е. в области с координатами x и $x+dx$, y и $y+dy$, z и $z+dz$. Так как искомое уравнение должно учитывать волновые свойства частиц, то оно должно быть **волновым уравнением,** подобно уравнению, описывающему электромагнитные волны. Основное уравнение нерелятивистской квантовой механики сформулировано в 1926 г. Э. Шредингером. Уравнение Шредингера. Является постулатом. Уравнение Шредингера имеет вид

$$\frac{\partial\Psi}{\partial t}=-\frac{i}{\hbar}E\Psi;$$

$$\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2}=\left(\frac{i}{\hbar}\right)^2p^2\Psi=-\frac{1}{\hbar^2}p^2\Psi,$$

откуда

$$E=-\frac{\hbar}{i}\frac{1}{\Psi}\frac{\partial\Psi}{\partial t}=\frac{1}{\Psi}i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t};$$

$$p^2=-\frac{1}{\Psi}\hbar^2\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2}. \qquad (217.3)$$

где $\hbar=h/(2\pi)$, m — масса частицы Δ— оператор Лапласа ($\Delta\psi=\partial^2\psi/\partial x^2+\partial^2\psi/\partial y^2+\partial^2\psi/\partial z^2$), i — мнимая единица, $U(x, y, z, t)$— потенциальная функция частицы в силовом поле, в котором она движется,

$\psi(x, y, z, t)$ — искомая волновая функция частицы.

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi+U(x, y, z, t)\Psi=i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t}, \qquad (217.1)$$

Уравнение (217.1) справедливо для любой частицы (со спином, равным 0; см. §225), движущейся с малой (по сравнению со скоростью света) скоростью, т. е. со скоростью v<<c. Оно дополняется условиями, накладываемыми на волновую функцию: 1) волновая функция должна быть конечной, однозначной и непрерывной (см. §216); 2) производные $\partial\psi/\partial x$, $\partial\psi/\partial y$, $\partial\psi/\partial z$, $\partial\psi/\partial t$ должны быть непрерывны;

3) функция $|\psi|^2$ должна быть интегрируема; это условие в простейших случаях сводится к условию нормировки вероятностей (216.3).

Чтобы прийти к уравнению Шредингера, рассмотрим свободно движущуюся частицу, которой, согласно идее де Бройля, сопоставляется плоская волна. Для простоты рассмотрим одномерный случай. Уравнение плоской волны, распространяющейся вдоль оси x

$\xi(x,t)=A\cos(\omega t-kx)$, или в комплексной записи

$\xi(x,t)=Ae^{i(\omega t-kx)}$.

Следовательно, плоская волна де Бройля имеет вид

$\psi=Ae^{-(i/h)(Et-px)}$ (217.2)

(учтено, что $\omega=E/h$, $k=p/h$). В квантовой механике показатель экспоненты берут со знаком минус, но поскольку физический смысл имеет только $|\psi|^2$, то это (см. (217.2)) несущественно. Тогда Используя взаимосвязь между энергией E и импульсом $p(E=p^2/(2m))$ и подставляя выражения (217.3), получим дифференциальное уравнение которое совпадает с уравнением (217.1) для случая

$$-\frac{\hbar^2}{2m}e^{-i(E/\hbar)t}\Delta\psi+U\psi e^{-i(E/\hbar)t}=$$
$$=i\hbar(-iE/\hbar)\psi e^{-i(E/\hbar)t};$$

$U=0$ (мы рассматривали свободную частицу).

Если частица движется в силовом поле, характеризуемом потенциальной энергией U, то полная энергия E складывается из кинетической и потенциальной энергий. Проводя аналогичные рассуждения и используя взаимосвязь между E и p для данного случая $p^2/(2m)=E-U$, придем к дифференциальному уравнению, совпадающему с (217.1).

Уравнение (217.1) является **общим уравнением Шредингера.** Его также называют **уравнением Шредингера, зависящим от времени.** Для многих физических явлений, происходящих в микромире, уравнение (217.1) можно упростить, исключив зависимость ψ от времени, иными словами, найти уравнение Шредингера для стационарных состояний — состояний с фиксированными значениями энергии. Это возможно, если силовое поле, в котором частица движется, стационарно, т. е. функция $U=U(x, y, z)$ не зависит явно от времени и имеет смысл потенциальной энергии. В данном случае решение уравнения Шредингера может быть представлено в виде произведения двух функций, одна из которых есть функция только координат, другая — только времени, причем зависимость от времени выражается множителем $e^{-i\omega t}=e^{-i(E/h0t}$, так что

$\psi(x, y, z, t)=\psi(x, y, z)e^{-i(E/h)t}$, (217.4)

где E — полная энергия частицы, постоянная в случае стационарного поля. Подставляя (217.4) в (217.1), получим откуда после деления на общий множитель $e^{-i(E/h)t}$

$$\Delta\psi+\frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\psi=0. \qquad (217.5)$$

и соответствующих преобразований придем к уравнению, определяющему функцию ψ:

Уравнение (217.5) **называется уравнением Шредингера для стационарных состояний.**

В это уравнение в качестве параметра входит полная энергия E частицы. Для уравнения Шредингера такими условиями являются условия регулярности волновых функций: волновые функции должны быть конечными, однозначными и непрерывными вместе со своими первыми производными. Таким образом, реальный физический смысл имеют только такие решения, которые выражаются регулярными функциями ψ Но регулярные решения имеют место не при любых значениях параметра E, а лишь при определенном их наборе, характерном для данной задачи. Эти значения энергии называются **собственными.** Решения же, которые соответствуют **собственным** значениям энергии, называются **собственными функциями.** Собственные значения E могут образовывать как непрерывный, так и дискретный ряд. В первом случае говорят о **непрерывном,** или **сплошном, спектре,** во втором — **о дискретном спектре**

#18

Из решения уравнения Шредингера вытекает, что момент импульса (механический орбитальный момент) электрона квантуется т.е. не может быть произвольным, а принимает дискретные значения, определяемые формулой

$$L_l=\hbar\sqrt{l(l+1)}$$

(для не очень больших квантовых чисел)

где l – орбитальное квантовое число, кот. при заданном n принимает значения ***l*** = 0,1…(n-1) , т.е. всего n значений , и определяет момент импульса электрона в атоме.

Из решения уравнения Шредингера следует также, что вектор Ll момента импульса электрона может иметь лишь ориентации в пространстве, при кот. его проекция L1z на направление я внешнего магнитного поля принимает квантованные значения , кратные $\hbar$: $L_{lz}=\hbar m_l$, где m-магнитное квантовое число, кот. при заданном l может принимать значения ml=0, +-1, +-2, +-3…+-l

, т.е. всего 2l+1 значений. Таким образом, магнитное квантовое число ml определяет проекцию момента импульса электрона на заданное направление, причём вектор момента импульса электрона в атоме может иметь в пространстве 2l+1 ориентаций.

<u>Из шпор из общаги</u>.

$$L=2mv$$

$L=\hbar\sqrt{l(l+1)}$ - для не очень больших квантовых чисел. ***l*** = 0,1…(n-1)

n – главное квантовое число.

l – орбитальное квантовое число.

Проекция момента импульса на ось (по направлению момента поля)

$h_z=\hbar m, m=0,\pm1,\pm2,...,\pm l$,

m – магнитное квантовое число.

Собственный момент импульса – спин электрона.

$$L_S=\hbar\sqrt{s(s+1)}, \quad s=\frac{1}{2}$$

$$L_S=\hbar\frac{\sqrt{3}}{2}$$

$$L_{SZ}=\hbar m_s=\hbar\sigma, \quad \sigma=\pm\frac{1}{2}$$

L_{SZ} - проекция на ось.

Состояние электрона в атоме водорода определяется 4 квантовыми числами: ***n, l, m, $m_s(\sigma)$***. – подробнее см. вопрос 19

<u>19.Квантовые числа электрона в атоме.Спин электрона.Принцип Паули</u>

Состояние электрона в атоме водорода описывается волновой функцией ψ, удовлетворяющей уравнению Шредингера:

$$\Delta\psi+\frac{2m}{\hbar^2}\left(E+\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r}\right)\psi=0, \quad (223.2)$$

Этому закону удовлетворяют собственные функции $\psi_{nml}(r, \theta, \varphi)$, определяемые тремя квантовыми числами: главным n, орбитальным l и магнитным m_l.

Главное квантовое число n, определяет энергетические уровни электрона в атоме и может принимать любые целочисленные значения начиная с единицы: n=1,2,3, ...

Момент импульса электрона квантуется, т. е. не может быть произвольным, а принимает дискретные значения, определяемые формулой

$L_e=h\sqrt{(l(l+1))}$, где l — *орбитальное квантовое число*, которое при заданном n принимает значения l=0, 1, ..., (n-1) т. е. всего n значений, и *определяет момент импульса электрона в атоме*.

Из решения уравнений Шредингера следует также, что вектор L_e момента импульса электрона может иметь лишь такие ориентации в пространстве, при которых его проекция L_{ez} на направление z внешнего магнитного поля принимает квантованные значения, кратные h $L_{ez}=hm_l$, где m_l — *магнитное квантовое число*, которое при заданном l может принимать значения m_l=0, ±1, ±2, ..., ±l, т. е. всего 2l+1 значений. Магнитное квантовое число m_l *определяет проекцию момента импульса электрона на заданное направление*, причем вектор момента импульса электрона в атоме может иметь в пространстве 2l+1 ориентации.

Спин – собственный неуничтожимый механический момент импульса, не связанный с движением электрона в пространстве. Спин квантуется по закону $L_s=h\sqrt{(s(s+1))}$, где s — спиновое квантовое число. Вектор L_s может принимать 2s+1 ориентаций. Проекция спина на направление внешнего магнитного поля, $L_{sz}=hm_s$, где m_s — магнитное спиновое квантовое число; оно может иметь только два значения: $m_s=\pm{}^1/_2$.

Распределение электронов в атоме подчиняется *принципу Паули*: в одном и том же атоме не может быть более одного электрона с одинаковым набором четырех квантовых чисел n, l, m_l и m_s, т. е. $Z(n, l, m_l, m_s)$=0 или 1, где $Z(n, l, m_l, m_s)$ — число электронов, находящихся в квантовом состоянии, описываемом набором четырех квантовых чисел: n, l, m_l, m_s.

Максимальное число электронов, находящихся в состояниях, определяемых данным главным квантовым числом, равно

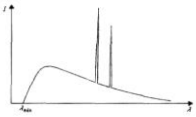
$$Z(n)=\sum_{l=0}^{n-1}2(2l+1)=2n^2.$$

Совокупность электронов в многоэлектронном атоме, имеющих одно и то же главное квантовое число n, называют **электронной оболочкой.** В каждой из оболочек электроны распределяются по **подоболочкам,** соответствующим данному l. Поскольку орбитальное квантовое число принимает значения от 0 до n-1, число подоболочек равно порядковому номеру n оболочки. Количество электронов в подоболочке определяется магнитным и магнитным спиновым квантовыми числами: максимальное число электронов в подоболочке с данным l равно 2(2l+1).

20.Рентгеновское излучение.Тормозной и характерестический спектры

Рентгеновское излучение - электромагнитные волны с длиной волны примерно 10^{-12}—10^{-8} м.

Спектральный состав рентгеновского излучения показывает, что его спектр имеет сложную структуру и зависит как от энергии электронов, так и от материала анода(металлическая мишень из тяжелых металлов, например W или Pt). Спектр представляет собой наложение сплошного спектра, ограниченного со стороны коротких длин волн некоторой границей λ_{min}, называемой границей сплошного спектра, и линейчатого спектра — совокупности отдельных линий, появляющихся на фоне сплошного спектра.



Характер сплошного спектра не зависит от материала анода, а определяется только энергией бомбардирующих анод электронов. Детальное исследование свойств этого излучения показало, что оно испускается бомбардирующими анод электронами в результате их торможения при взаимодействии с атомами мишени.

Сплошной рентгеновский спектр поэтому называют *тормозным спектром*.

Предельная энергия кванта соответствует такому случаю торможения, при котором вся кинетическая энергия электрона переходит в энергию кванта, т. е. $E_{max}=h\nu_{max}=eU$, где U — разность потенциалов, за счет которой электрону сообщается энергия E_{max}, ν_{max} — частота, соответствующая границе сплошного спектра. Отсюда граничная длина волны $\lambda_{min}=c/\nu_{max} = ch/(eU)=ch/E_{max}$.

При достаточно большой энергии бомбардирующих анод электронов на фоне сплошного спектра появляются отдельные резкие линии — линейчатый спектр, определяемый материалом анода и называемый потому *характеристическим рентгеновским спектром* (излучением).

Закон Мозли:

$\nu=R(Z-\sigma)^2(1/m^2-1/n^2)$, где ν — частота, соответствующая данной линии характеристического рентгеновского излучения, R — постоянная Ридберга, σ— постоянная экранирования, m=1, 2, 3, ... (определяет рентгеновскую серию), n принимает целочисленные значения с m+1 (определяет отдельную линию соответствующей серии).

Смысл постоянной экранирования заключается в том, что на электрон, совершающий переход, соответствующий некоторой линии, действует не весь заряд ядра Ze, а заряд $(Z-\sigma)e$, ослабленный экранирующим действием других электронов.

21.Оптические квантовые генераторы

Оптические квантовые генераторы(лазеры) – источники излучения в которых осуществляется практически инверсное состояние среды.

Лазеры генерируют в видимой, инфракрасной и ближней ультрафиолетовой областях (в оптическом диапазоне).

Важнейшими из существующих типов лазеров являются твердотельные, газовые, полупроводниковые и жидкостные (в основу такого деления положен тип активной среды). Более точная классификация учитывает также и методы накачки — оптические, тепловые, химические, электроионизационные и др. Кроме того, необходимо принимать во внимание и режим генерации — непрерывный или импульсный.

Лазер обязательно имеет три основных компонента: 1) *активную среду,* в которой создаются состояния с инверсией населенностей; 2) *систему накачки* (устройство для создания инверсии в активной среде); 3) *оптический резонатор* (устройство, выделяющее в пространство избирательное направление пучка фотонов и формирующее выходящий световой пучок).

Для выделения направления лазерной генерации используется — *оптический резонатор.* В простейшем случае им служит пара обращенных друг к другу параллельных (или вогнутых) зеркал на общей оптической оси, между которыми помещается активная среда (кристалл или кювета с газом). Как правило, зеркала изготовляются так, что от одного из них излучение полностью отражается, а второе — полупрозрачно.

Лазерное излучение обладает следующими свойствами:

1. *Временная и пространственная когерентность.* Время когерентности составляет 10^{-3}с, на семь порядков выше, чем для обычных источников света.
2. *Строгая монохроматичность* ($\Delta\lambda<10^{-11}$м).
3. *Большая плотность потока энергии.*
4. *Очень малое угловое расхождение в пучке.* Например, при использовании специальной фокусировки луч лазера, направленный с Земли, даст на поверхности Луны световое пятно диаметром примерно 3 км (луч прожектора осветил бы поверхность диаметром примерно 40000км).

К. п. д. лазеров колеблется в широких пределах — от 0,01 % (для гелий-неонового лазера) до 75 % (для лазера на стекле с неодимом), хотя у большинства лазеров к. п. д. составляет 0,1 — 1 %. Создан мощный CO_2-лазер непрерывного действия, генерирующий инфракрасное излучение (λ=10,6 мкм), к. п. д. которого (30%) превосходит к. п. д. существующих лазеров, работающих при комнатной температуре.

Поток излучения $\Phi_e=W/t$ Дж/с

Плотность потока энергии Φ_e/S Вт/м^2.

 # 23

1)Атомные ядра имеют размеры примерно 10^{-14}—10^{-15} м. Атомное ядро состоит из **протонов и нейтронов.** Протон *(p)* имеет положительный заряд, равный заряду электрона, и массу покоя $m_p=1{,}6726\cdot10^{-27}$ кг $\approx1836m_e$, где m_e — масса электрона. Нейтрон *(n)* — нейтральная частица с массой покоя $m_n=1{,}6749\cdot10^{-27}$кг $\approx1839m_e$,. Протоны и нейтроны называются **нуклонами**. Общее число нуклонов в атомном ядре называется **массовым числом *A*.** Атомное ядро характеризуется **зарядом** Ze, где *e* — заряд протона, Z — **зарядовое число** ядра, равное числу протонов в ядре и совпадающее с порядковым номером. $^{A}_{Z}X$. Ядра с одинаковыми Z, но разными *A* (т. е. с разными числами нейтронов $N=(A-Z)$ называются **изотопами,** а ядра с одинаковыми A, но разными Z — **изобарами.** Например, водород (Z=1) имеет три изотопа: $^{1}_{1}H$ — протий (Z=1, N=0), $^{2}_{1}H$ — дейтерий (Z=1, N=1), $^{3}_{1}H$ — тритий (Z= 1, N= 2). А изобары: $^{10}_{4}Be$, $^{10}_{5}B$, $^{10}_{6}C$. $R=R_0A^{1/3}$ – **радиус ядра.** Энергия, которую необходимо затратить, чтобы расщепить ядро на отдельные нуклоны, называется **энергией связи ядра** $E_{св}=[Zm_p + (A-Z)m_n-m_я]c^2$.

$\Delta m=[Zm_p + (A- Z)m_n-m_я$ - **дефект масс** ядра. На эту величину уменьшается масса всех нуклонов при образовании из них атомного ядра. Часто вместо энергии связи рассматривают **удельную энергию связи** $\delta E_{св}$ — энергию связи, отнесенную к одному нуклону. Она характеризует устойчивость (прочность) атомных ядер, т. е. чем больше $\delta E_{св}$, тем устойчивее ядро. Удельная энергия связи зависит от массового числа A элемента. 50-60 номера самые прочные. А дальше больше протонов в ядре -> выше кулоновское отталкивание –> между нуклонами хуже связь. Собственный момент импульса ядра — спин ядра — складывается из спинов нуклонов и из орбитальных моментов импульса нуклонов (моментов импульса, обусловленных движением нуклонов внутри ядра) $L_я=h\sqrt{I(I+1)}$, где I — спиновое ядерное квантовое число. Чётные A, I будет целое иначе полуцелое.

2) Между составляющими ядро нуклонами действуют ядерные силы(превышают гравитационные, электрические и магнитные взаимодействия и не сводятся к ним)

основные свойства ядерных сил:

1) ядерные силы являются *силами притяжения;*

2) ядерные силы являются *короткодействующими* — их действие проявляется только на расстояниях примерно 10^{-15}м.

3) ядерным силам свойственна *зарядовая независимость:* ядерные силы, действующие между двумя протонами, или двумя нейтронами, или, наконец, между протоном и нейтроном, одинаковы по величине. -> неэлектрическая природа яд сил;

4) ядерным силам свойственно *насыщение,* т. е. каждый нуклон в ядре взаимодействует только с ограниченным числом ближайших к нему нуклонов. Насыщение проявляется в том, что удельная энергия связи нуклонов в ядре (если не учитывать легкие ядра) при увеличении числа нуклонов не растет, а остается приблизительно постоянной;

5) ядерные силы зависят от взаимной *ориентации спинов* взаимодействующих нуклонов. Например, протон и нейтрон образуют дейтрон только при условии параллельной ориентации их спинов;

6) ядерные силы *не являются центральными, т.* е. действующими по линии, соединяющей центры взаимодействующих нуклонов.

24 Радиоактивность.

Французский физик А. Беккерель (1852— 1908) в 1896г случайно обнаружил *самопроизвольное* испускание ураном излучения неизвестной природы. супруги Кюри — Мария (1867—1934) и Пьер — обнаружили, что беккерелевское излучение свойственно не только урану, но и многим другим тяжелым элементам, таким, как торий и актиний. Таким образом удалось выделить два новых элемента — носителя беккерелевского излучения: полоний $^{210}_{84}Po$ и радий $^{226}_{88}Ra$.

Обнаруженное излучение было названо **радиоактивным излучением, а** само явление — испускание радиоактивного излучения — **радиоактивностью.**

В настоящее время под **радиоактивностью** понимают способность некоторых атомных ядер самопроизвольно превращаться в другие ядра с испусканием различных видов радиоактивных излучений и элементарных частиц.

Радиоактивность подразделяется на **естественную** и **искусственную.**

Радиоактивное излучение бывает трех типов: α-, β- и γ-излучение. α-Излучение отклоняется электрическим и магнитным полями, обладает высокой ионизирующей способностью и малой проникающей способностью. α-Излучение представляет собой поток ядер гелия; заряд α-частицы равен $+2e$, а масса совпадает с массой ядра изотопа гелия $^{4}_{2}He$. По отклонению α-частиц в электрическом и магнитном полях был определен их удельный заряд Q/m_α, значение которого подтвердило правильность представлений об их природе.

β-Излучение отклоняется электрическим и магнитным полями; его ионизирующая способность значительно меньше , а проникающая способность гораздо больше. β-Излучение представляет собой поток быстрых электронов Поглощение потока электронов с одинаковыми скоростями в однородном веществе подчиняется экспоненциальному закону $N=N_0e^{-\mu x}$, где N_0 и N— число электронов на входе и выходе слоя вещества толщиной x, μ— коэффициент поглощения. β-Излучение сильно рассеивается в веществе, поэтому μ зависит не только от вещества, но и от размеров и формы тел, на которые β-излучение падает.

γ-Излучение не отклоняется электрическим и магнитным полями, обладает относительно слабой ионизирующей способностью и очень большой проникающей способностью , при прохождении через кристаллы обнаруживает дифракцию. γ-Излучение представляет собой коротковолновое электромагнитное излучение с чрезвычайно малой длиной волны $\lambda<10^{-10}$ м и вследствие этого — ярко выраженными корпускулярными свойствами, является потоком частиц — γ-квантов (фотонов).

Под **радиоактивным распадом,** или просто **распадом,** понимают естественное радиоактивное превращение ядер, происходящее самопроизвольно. Атомное ядро, испытывающее радиоактивный распад, называется **материнским,** возникающее ядро — **дочерним.**

Число ядер dN распавшихся в среднем за интервал времени от t до $t+dt$, пропорционально промежутку времени dt и числу N нераспавшихся ядер к моменту времени t:

$dN=-\lambda N dt$,где λ —**постоянной радиоактивного распада;** знак минус указывает, что общее число радиоактивных ядер в процессе распада уменьшается.

Разделив переменные и интегрируя, т. е.

$$\frac{dN}{N}=-\lambda\, dt, \quad \int_{N_0}^{N}\frac{dN}{N}=-\lambda\int_0^t dt,$$

$$\ln\frac{N}{N_0}=-\lambda t,$$

получим

$$N=N_0e^{-\lambda t}, \qquad (256.2)$$

где N_0 — начальное число *нераспавшихся* ядер (в момент времени t=0), N — число *нераспавшихся* ядер в момент времени *t*. Формула выражает **закон радиоактивного распада.** Интенсивность процесса радиоактивного распада характеризуют две величины: период полураспада $T_{1/2}$ и среднее время жизни т радиоактивного ядра.

Период полураспада $T_{1/2}$ — время, за которое исходное число радиоактивных, ядер в среднем уменьшается вдвое. Тогда

$$N_0/2=N_0e^{-\lambda T_{1/2}},$$

откуда

$$T_{1/2}=\frac{\ln 2}{\lambda}=0{,}693/\lambda.$$

Суммарная продолжительность жизни dN ядер равна $t|dN|=\lambda Ntdt$ Получим **среднее время жизни** τ радиоактивного ядра:

$$\tau=\frac{1}{N_0}\int_0^\infty \lambda Nt\, dt=\frac{1}{N_0}\int_0^\infty \lambda N_0te^{-\lambda t}\, dt=$$

$$=\lambda\int_0^\infty te^{-\lambda t}\, dt=\frac{1}{\lambda}$$

Активностью *A* **нуклида** в радиоактивном источнике называется число распадов, происходящих с ядрами образца в 1 с:

$$A=\left|\frac{dN}{dt}\right|=\lambda N. \qquad (256.3)$$

Единица активности в СИ — **беккерель** (Бк): 1 Бк — активность нуклида, при которой за 1 с происходит один акт распада. До сих пор в ядерной физике применяется и внесистемная единица активности нуклида в радиоактивном источнике—кюри (Ки): 1 Ки=$3{,}7\cdot10^{10}$Бк.

Правила смещения:

для α-распада $^{A}_{Z}X\rightarrow{}^{A-4}_{Z-2}Y+{}^{4}_{2}He$**, для β-распада** $^{A}_{Z}X\rightarrow+{}^{A}_{Z+1}Y+{}^{0}_{-1}e$,

где $^{A}_{Z}X$ — материнское ядро, Y — символ дочернего ядра, $^{4}_{2}He$ — ядро гелия (α-частица), $^{0}_{-1}e$— символическое обозначение электрона (заряд его равен — 1, а массовое число — нулю) Возникают **цепочки,** или **ряда, радиоактивных превращений,** заканчивающихся стабильным элементом. Совокупность элементов, образующих такую цепочку, называется **радиоактивным семейством.**

Массовые числа задаются одной из следующих формул: *A*=4n, 4n+1, 4n+2, 4n+3, где *n* — целое положительное число. Семейства называются по наиболее долгоживущему (с наибольшим периодом полураспада) «родоначальнику»: семейства тория (от $^{232}_{90}Th$), нептуния (от $^{237}_{93}Np$), урана (от $^{238}_{92}U$) и актиния (от $^{235}_{89}Ac$). Конечными нуклидами соответственно являются 20883Pb, $^{209}_{83}Bi$, $^{206}_{82}Pb$, $^{207}_{82}Pb$, т. е. единственное семейство нептуния (искусственно-радиоактивные ядра) заканчивается нуклидом Bi, а все остальные (естественно-радиоактивные ядра) — нуклидами Pb.

25 Закономерности α-распада

В настоящее время известно более двухсот α-активных ядер, главным образом тяжелых (A>200, Z>82). Только небольшая группа α-активных ядер приходится на области с A=140—160 (редкие земли). β-Распад подчиняется правилу смещения (256.4).

Примером α-распада служит распад изотопа урана ^{238}U с образованием Th:

$^{238}_{92}U\rightarrow{}^{234}_{90}Th+{}^{4}_{2}He$.

Скорости вылетающих при распаде α-частиц очень велики и колеблются для разных ядер в пределах от $1{,}4\cdot10^7$ до $2\cdot10^7$м/с, что соответствует энергиям от 4 до 8,8 МэВ. α-частицы образуются в момент радиоактивного распада при встрече движущихся внутри ядра двух протонов и двух нейтронов.

α-Частицы, испускаемые конкретным ядром, обладают, как правило, определенной энергией. Более тонкие измерения, однако, показали, что энергетический спектр α-частиц, испускаемых данным радиоактивным элементом, обнаруживает «тонкую структуру», т. е. испускается несколько групп α-частиц, причем в пределах каждой группы их энергии практически постоянны. Дискретный спектр α-частиц свидетельствует о том, что атомные ядра обладают дискретными энергетическими уровнями.

Для α-распада характерна сильная зависимость между периодом полураспада $T_{1/2}$ и энергией *E* вылетающих частиц. **законом Гейгера — Нэттола** (1912), связь между **пробегом** R_α (расстоянием, проходимым частицей в веществе до ее полной остановки) α-частиц в воздухе и постоянной радиоактивного распада λ:

$\ln\lambda=A+B\ln R_\alpha$, где *A* и *B* — эмпирические константы, $\lambda=(\ln2)/T_{1/2}$. чем меньше период полураспада радиоактивного элемента, тем больше пробег и энергия испускаемых им α-частиц. Пробег α-частиц в воздухе составляет несколько сантиметров, в более плотных средах он гораздо меньше, составляя сотые доли миллиметра.

Опыты Резерфорда по рассеянию α-частиц на ядрах урана показали, что α-частицы вплоть до энергии 8,8 МэВ испытывают на ядрах резерфордовское рассеяние, т. е. силы, действующие на α-частицы со стороны ядер, описываются законом Кулона.

Подобный характер рассеяния α-частиц указывает на то, что они еще не вступают в область действия ядерных сил, т. е. можно сделать вывод, что ядро окружено потенциальным барьером, высота которого не меньше 8,8 МэВ. С другой стороны, α-частицы, испускаемые ураном, имеют энергию 4,2 МэВ. Следовательно, α-частицы вылетают из α-радиоактивного ядра с энергией, заметно меньшей высоты потенциального барьера. Объяснение α-распада дано квантовой механикой, согласно которой вылет α-частицы из ядра возможен благодаря туннельному эффекту—проникновению α-частицы сквозь потенциальный барьер. Всегда имеется отличная от нуля вероятность того, что частица с энергией, меньшей высоты потенциального барьера, пройдет сквозь него, т. е., из α-радиоактивного ядра α-частицы могут вылетать с энергией, меньшей высоты потенциального барьера. Этот эффект целиком обусловлен волновой природой α-частиц.

Вероятность прохождения α-частицы сквозь потенциальный барьер определяется его формой и вычисляется на основе уравнения Шредингера. В простейшем случае потенциального барьера с прямоугольными вертикальными стенками коэффициент прозрачности, определяющий вероятность прохождения сквозь него, определяется рассмотренной ранее формулой:

$D=D_0\exp\left[-(2/h)\sqrt{(2m_\alpha(U-E)l)}\right]$

коэффициент прозрачности *D* тем больше, чем меньший по высоте *(U)* и ширине (*l*) барьер находится на пути α-частицы. Кроме того, при одной и той же потенциальной кривой барьер на пути частицы тем меньше, чем больше ее энергия *E*. Таким образом качественно подтверждается закон Гейгера — Нэттола .

26β-Распад. Нейтрино

Явление β^--распада (в дальнейшем будет показано, что существует и β^+-распад) подчиняется правилу смещения

$^{A}_{Z}X\rightarrow{}^{A}_{Z+1}Y+{}^{0}_{-1}E$

и связано с выбросом электрона. (типичная для всех изотопов кривая распределения β^--частиц по энергиям приведена на рис. 343).

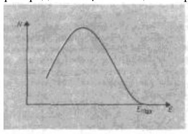


Рис. 343

Так как максимальная энергия E_{max} определяется разностью масс материнского и дочернего ядер, то распады, при которых энергия электрона $E<E_{max}$.

При β^--распаде число нуклонов в ядре не изменяется (так как не изменяется массовое число *A)*, однако выброс электрона, имеющего спин ħ/2, должен изменить спин ядра на величину ħ/2.

Последние два затруднения привели

Гипотеза о существовании нейтрино позволила Э. Ферми создать теорию β^--распада (1934), которая в основном сохранила свое значение и в настоящее время, хотя экспериментально существование нейтрино было доказано более чем через 20 лет (1956). Нейтрино — единственная частица, не участвующая ни в сильных, ни в электромагнитных взаимодействиях; единственный вид взаимодействий, в котором может принимать участие нейтрино,— *слабое взаимодействие.* Поэтому прямое наблюдение нейтрино весьма затруднительно. Ионизирующая способность нейтрино столь мала, что один акт ионизации в воздухе приходится на 500 км пути. Проникающая же способность нейтрино столь огромна (пробег нейтрино с энергией 1 МэВ в свинце составляет порядка 10^{18}м!), что затрудняет удержание этих частиц в приборах.

Для экспериментального выявления нейтрино (антинейтрино) применялся поэтому косвенный метод, основанный на том, что в реакциях (в том числе и с участием нейтрино) выполняется закон сохранения импульса. Таким образом, нейтрино было обнаружено при изучении отдачи атомных ядер при β^--распаде. Если при β^--распаде ядра вместе с электроном выбрасывается и антинейтрино, то векторная сумма трех импульсов — ядра отдачи, электрона и антинейтрино — должна быть равна нулю. Это действительно подтвердилось на опыте.

Введение нейтрино (антинейтрино) позволило не только объяснить кажущееся несохранение спина, но и разобраться с вопросом непрерывности энергетического спектра выбрасываемых электронов. Сплошной спектр β^--частиц обязан распределению энергии между электронами и антинейтрино, причем сумма энергий обеих частиц равна E_{max}. В одних актах распада большую энергию получает антинейтрино, в других — электрон; в граничной точке кривой на рис. 343, где энергия электрона равна E_{max}, вся энергия распада уносится электроном, а энергия антинейтрино равна нулю.

Наконец, рассмотрим вопрос о происхождении электронов при β^--распаде. Поскольку электрон не вылетает из ядра и не вырывается из оболочки атома, было сделано предположение, что β-*электрон рождается в результате процессов, происходящих внутри ядра.* Так как при β^--распаде число нуклонов в ядре не изменяется, а Z увеличивается на единицу , то единственной возможностью одновременного осуществления этих условий является превращение одного из нейтронов β^--активного ядра в протон с одновременным образованием электрона и вылетом антинейтрино:

этого явления было бы подтверждением изложенной теории β^--распада. Действительно, в 1950 г. в потоках нейтронов большой интенсивности, возникающих в ядерных реакторах, был обнаружен радиоактивный распад свободных нейтронов. Энергетический спектр возникающих при этом электронов соответствовал приведенному на рис. 343, а верхняя граница E_{max} энергии электронов оказалась равной рассчитанной выше (0,782 МэВ).

27 Гамма-излучение и его свойства

γ-излучение не является самостоятельным видом радиоактивности, а только сопровождает α- и β-распады и также возникает при ядерных реакциях, при торможении заряженных частиц, их распаде и т. д. γ-Спектр является линейчатым. γ-Спектр — это распределение числа γ-квантов по энергиям. Дискретность γ-спектра имеет принципиальное значение, так как является доказательством дискретности энергетических состояний атомных ядер.

В настоящее время твердо установлено, что γ-излучение испускается дочерним ядром. Дочернее ядро в момент своего образования, оказываясь возбужденным, за время примерно 10^{-13}—10^{-14} с, значительно меньшее времени жизни возбужденного атома (примерно 10^{-8} с), переходит в основное состояние с испусканием γ-излучения. Возвращаясь в основное состояние, возбужденное ядро может пройти через ряд промежуточных состояний, поэтому γ-излучение одного и того же радиоактивного изотопа может содержать несколько групп γ-квантов, отличающихся одна от другой своей энергией.

При γ-излучении A и Z ядра не изменяются, поэтому оно не описывается никакими правилами смещения. γ-Излучение большинства ядер является столь коротковолновым, что его волновые свойства проявляются весьма слабо

1 1 0 0

0n->1p+-1e+0ve-

$$ {}^1_0n \rightarrow {}^1_1p + {}^{\ 0}_{-1}e + {}^0_0\tilde{\nu}_e. \qquad (258.1)$$

Данной разности в массах соответствует энергия, равная 0,782 МэВ. За счет этой энергии может происходить самопроизвольное превращение нейтрона в протон; энергия распределяется между электроном и антинейтрино.

Обнаружение γ-излучение рассматривают как поток частиц — γ-квантов. При радиоактивных распадах различных ядер γ-кванты имеют энергии от 10 кэВ до 5 МэВ.

Ядро, находящееся в возбужденном состоянии, может перейти в основное при непосредственной передаче энергии возбуждения одному из электронов того же атома. При этом испускается так называемый **электрон конверсии.** Само явление называется **внутренней конверсией.** Внутренняя конверсия — процесс, конкурирующий с γ-излучением.

Если вся энергия E выделяется в виде γ-кванта, то частота излучения ν определяется из известного соотношения $E=h\nu$. Если же испускаются электроны внутренней конверсии, то их энергии равны $\mathbf{E-A_K, E-A_L, \ldots}$, где $\mathbf{A_K, A_L, \ldots}$ — работа выхода электрона из K- и L- При прохождении пучка γ-квантов сквозь вещество их энергия не меняется, но в результате столкновений ослабляется интенсивность, изменение которой описывается экспоненциальным законом $I=I_0e^{-\mu x}$ (I_0 и I — интенсивности γ-излучения на входе и вы-

ходе слоя поглощающего вещества толщиной x, μ — коэффициент поглощения).

Так как γ-излучение — самое проникающее излучение, то μ для многих веществ — очень малая величина; μ зависит от свойств вещества и от энергии γ-квантов.

γ-Кванты, проходя сквозь вещество, могут взаимодействовать как с электронной оболочкой атомов вещества, так и с их ядрами. Основными процессами, сопровождающими прохождение γ-излучения через вещество, являются фотоэффект, комптон-эффект (комптоновское рассеяние) и образование электронно-позитронных пар.

Фотоэффект, или **фотоэлектрическое поглощение γ-излучения,—** это процесс, при котором атом поглощает γ-квант и испускает электрон. Так как электрон выбивается из одной из внутренних оболочек атома, то освободившееся место заполняется электронами из вышележащих оболочек, и фотоэффект сопровождается характеристическим рентгеновским излучением. Фотоэффект является преобладающим механизмом поглощения в области малых энергий γ-квантов ($E_\gamma \leq 100$ кэВ). Фотоэффект может идти только на связанных электронах, так как свободный электрон не может поглотить γ-квант, при этом одновременно не удовлетворяются законы сохранения энергии и импульса.

По мере увеличения энергии γ-квантов ($E_\gamma \approx 0{,}5$МэВ) вероятность фотоэффекта очень мала и основным механизмом взаимодействия γ-квантов с веществом является **комптоновское рассеяние**

При $E_\gamma > 1{,}02$ МэВ$=2m_ec^2$ (m_e — масса покоя электрона) становится возможным процесс образования электронно-позитронных пар в электрических полях ядер. Вероятность этого процесса пропорциональна $\mathbf{Z^2}$ и увеличивается с ростом $\mathbf{E_\gamma}$.

28Методы наблюдения и регистрации радиоактивных излучений и частиц

Практически все методы наблюдения и регистрации радиоактивных излучений (α, β, γ) и частиц основаны на их способности производить ионизацию и возбуждение атомов среды. Заряженные частицы вызывают эти процессы непосредственно, а γ-кванты и нейтроны обнаруживаются по ионизации, вызываемой возникающими в результате их взаимодействия с электронами и ядрами атомов среды быстрыми заряженными частицами. Приборы, применяемые для регистрации радиоактивных излучений и частиц, делятся на две группы:

1) приборы, позволяющие регистрировать прохождение частицы через определенный участок пространства и в некоторых случаях определять ее характеристики, например энергию (сцинтилляционный счетчик, черенковский счетчик, импульсная ионизационная камера, газоразрядный счетчик, полупроводниковый счетчик);

2) приборы, позволяющие наблюдать, например фотографировать, следы (треки) частиц в веществе (камера Вильсона, диффузионная камера, пузырьковая камера, ядерные фотоэмульсии).

1. Сцинтилляционный счетчик. Наблюдение **сцинтилляций** — вспышек света при попадании быстрых частиц на флуоресцирующий экран — первый метод, позволивший У. Круксу и Э. Резерфорду (1903) визуально регистрировать α-частицы. Сцинтилляционный счетчик — детектор ядерных частиц, основными элементами которого являются сцинтиллятор (кристаллофосфор) и фотоэлектронный умножитель, позволяющий преобразовывать слабые световые вспышки в электрические импульсы, регистрируемые электронной аппаратурой. Обычно в качестве сцинтилляторов используют кристаллы (ZnS для α-частиц; NaI-Tl, CsI-Tl — для β-частиц и γ-квантов) или органические (антрацен, пластмассы — для γ-квантов) вещества.

Сцянтилляционные счетчики обладают высоким разрешением по времени (10^{-10}—10^{-5} с), определяемым. Для этого типа счетчиков эффективность регистрации — отношение числа зарегистрированных частиц к полному числу частиц, пролетевших в счетчике, примерно 100 % для заряженных частиц и 30 % для γ-квантов.

2. Черенковский счетчик. Назначение черенковских счетчиков — это измерение энергии частиц, движущихся в веществе со скоростью, превышающей фазовую скорость света в данной среде, и разделение этих частиц по массам. Зная угол испускания излучения, можно определить скорость частицы, что при известной массе частицы равносильно определению ее энергии. Для черенковских счетчиков разрешение по скоростям (иными словами, по энергиям) составляет 10^{-3}—10^{-5}. Это позволяет отделять элементарные частицы друг от друга при энергиях порядка 10 ГэВ, когда углы испускания излучения различаются очень мало. Время разрешения счетчиков достигает 10^{-9} с. Счетчики Черенкова устанавливаются на космических кораблях для исследования космического излучения.

3. Импульсная ионизационная камера — это детектор частиц, действие которого основано на способности заряженных частиц вызывать ионизацию газа. Ионизационная камера представляет собой электрический конденсатор, заполненный газом, к электродам которого подается постоянное напряжение. Регистрируемая частица, попадая в пространство между электродами, ионизует газ. Ионизационные камеры бывают двух типов: **интегрирующие** (в них измеряется суммарный ионизационный ток) и **импульсные,** являющиеся, по существу, счетчиками (в них регистрируется прохождение одиночной частицы и измеряется ее энергия, правда, с довольно низкой точностью, обусловленной малостью выходного импульса).

4. Газоразрядный счетчик. Газоразрядный счетчик обычно выполняется в виде наполненного газом металлического цилиндра (катод) с тонкой проволокой (анод), натянутой по его оси. В них основную роль играет вторичная ионизация, обусловленная столкновениями первичных ионов с атомами и молекулами газа и стенок. Можно говорить о двух типах газоразрядных счетчиков: **пропорциональных** (в них газовый разряд несамостоятельный , т.е. гаснет при прекращении действия внешнего ионизатора) и **счетчиках Гейгера — Мюллера** (в них разряд самостоятельный , т.е. поддерживается после прекращения действия внешнего ионизатора).

В пропорциональных счетчиках импульсы, вызываемые отдельными частицами, усиливаются в 10^3—10^4 раз (иногда и в !0^6раз).

Счетчики Гейгера — Мюллера регистрируют частицу без измерения ее энергии. Коэффициент усиления этих счетчиков составляет 10^8. Временное разрешени

Поэтому при $\mathbf{E_\gamma} \approx 10$МэВ основным процессом взаимодействия γ-излучения в любом веществе является **образование электронно-позитронных пар.**

Если энергия γ-кванта превышает энергию связи нуклонов в ядре (7— 8МэВ), то в результате поглощения γ-кванта может наблюдаться **ядерный фотоэффект** — выброс из ядра одного из нуклонов, чаще всего нейтрона.

Большая проникающая способность γ-излучения используется в **гамма-дефектоскопии** — методе дефектоскопии, основанном на различном поглощении γ-излучения при распространении его на одинаковое расстояние в разных средах. Местоположение и размеры дефектов (раковины, трещины и т. д.) определяются по различию в интенсивностях излучения, прошедшего через разные участки просвечиваемого изделия.

Воздействие γ-излучения (а также других видов ионизирующего излучения) на вещество характеризуют **дозой ионизирующего излучения.** Различаются:

Поглощенная доза излучения — физическая величина, равная отношению энергии излучения к массе облучаемого вещества.

Единица поглощенной дозы излучения — **грей** (Гр): 1 Гр=1 Дж/кг

Экспозиционная доза излучения — физическая величина, равная отношению суммы электрических зарядов всех ионов одного знака, созданных электронами, освобожденными в облученном воздухе, к массе этого воздуха.

Единица экспозиционной дозы излучения— кулон на килограмм (Кл/кг); внесистемной единицей является **рентген** (Р): 1 Р = $2{,}58 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг.

Биологическая доза — величина, определяющая воздействие излучения на организм

биологический эквивалент рентгена (бэр): 1 бэр — доза любого вида ионизирующего излучения, производящая такое же биологическое действие, как и доза рентгеновского или γ-излучения в 1 Р (1 бэр=10^{-2} Дж/кг).

Мощность дозы излучения — величина, равная отношению дозы излучения к времени облучения. Различают: 1) **мощность поглощенной дозы** (единица — грей на секунду (Гр/с)); 2) **мощность экспозиционной дозы** (единица — ампер на килограмм (А/кг)).

е счетчиков Гейгера— Мюллера составляет 10^{-3}—10^{-7}с. Для газоразрядных счетчиков эффективность регистрации равна примерно 100 % для заряженных частиц и примерно 5 % для γ-квантов.

5. Полупроводниковый счетчик — это детектор частиц, основным элементом которого является полупроводниковый диод. Время разрешения составляет примерно 10^{-9}с. Полупроводниковые счетчики обладают высокой надежностью, могут работать в магнитных полях. Малая толщина рабочей области (порядка сотни микрометров) полупроводниковых счетчиков не позволяет применять их для измерения высокоэнергетических частиц.

6. Камера Вильсона (1912) —это старейший тип трекового детектора. Выполняется обычно в виде стеклянного цилиндра с плотно прилегающим поршнем. Цилиндр наполняется нейтральным газом (обычно гелием или аргоном), насыщенным парами воды или спирта. При резком, т. е. адиабатическом, расширении газа пар становится пересыщенным и на траекториях частиц, пролетевших через камеру, образуются треки из тумана. Образовавшиеся треки для воспроизводства их пространственного расположения фотографируются стереоскопически, т. е. под разными углами. По характеру и геометрии треков можно судить о типе прошедших через камеру частиц (например, α-частица оставляет сплошной жирный след, β-частица— тонкий), об энергии частиц (по величине пробега), о плотности ионизации (по количеству капель на единицу длины трека), о количестве участвующих в реакции частиц.

Недостаток камеры Вильсона — ее малое рабочее время, составляющее примерно 1 % от времени, затрачиваемого для подготовки камеры к последующему расширению , а также трудоемкость обработки результатов.

7. Диффузионная камера (1936) — это разновидность камеры Вильсона. В ней рабочим веществом также является пересыщенный пар, но состояние пересыщения создается диффузией паров спирта от нагретой (до 10 °С) крышки ко дну, охлаждаемому (до -60 °С) твердой углекислотой. Вблизи дна возникает слой пересыщенного пара толщиной примерно 5 см, в котором проходящие заряженные частицы создают треки. В отличие от вильсоновской диффузионная камера работает непрерывно. Кроме того, из-за отсутствия поршня в ней могут создаваться давления до 4 МПа, что значительно увеличивает ее эффективный объем.

8. Пузырьковая камера (1952; американский физик Д. Глезер (р. 1926)). В пузырьковой камере рабочим веществом является перегретая (находящаяся под давлением) прозрачная жидкость (жидкие водород, пропан, ксенон). Пролетающая через камеру заряженная частица вызывает резкое вскипание жидкости, и траектория частицы оказывается обозначенной цепочкой пузырьков пара — образуется трек, который фотографируется. Пузырьковая камера работает циклами. Эффективный объем на 2—3 порядка больше, так как жидкости гораздо плотнее газов. Это позволяет использовать пузырьковые камеры для исследования длинных цепей рождений и распадов частиц высоких энергий.

9. Ядерные фотоэмульсии (1927; советский физик Л. В. Мысовский (1888— 1939)) — это простейший трековый детектор заряженных частиц. Прохождение заряженной частицы в эмульсии вызывает ионизацию, приводящую к образованию центров скрытого изображения. После проявления следы заряженных частиц обнаруживаются в виде цепочки зерен металлического серебра. Длина трека в эмульсии более короткаяПоэтому фотоэмульсии применяются для изучения реакций, вызываемых частицами в ускорителях сверхвысоких энергий и в космических лучах. В практике исследований высокоэнергетических частиц используются также так называемые **стопы** — большое число маркированных фотоэмульсионных пластинок, помещаемых на пути частиц и после проявления промеряемых под микроскопом.

22.Общие св-ва и основные характеристики ядер. Энергия связи и устойчивость ядер

Атомное ядро состоит из элементарных частиц — протонов и нейтронов. Протон *(p)* имеет положительный заряд, равный заряду электрона, и массу покоя $m_p=1{,}6726 \cdot 10^{-27}$ кг $\approx 1836 m_e$, где m_e — масса электрона. Нейтрон *(n)* — нейтральная частица с массой покоя $m_n=1{,}6749 \cdot 10^{-27}$кг $\approx 1839 m_e$,. Протоны и нейтроны называются *нуклонами***.** Общее число нуклонов в атомном ядре называется *массовым числом А.*

Атомное ядро характеризуется зарядом Ze, где е — заряд протона, Z — зарядовое число ядра, равное числу протонов в ядре и совпадающее с порядковым номером химического элемента в Периодической системе.

Ядро обозначается тем же символом, что и нейтральный атом: ${}^A_ZX$, где X — символ химического элемента, Z — атомный номер (число протонов в ядре), A — массовое число (число нуклонов в ядре).

Ядра с одинаковыми Z, но разными A называются изотопами, а ядра с одинаковыми А, но разными Z — изобарами.

Радиус ядра $R = R_0A^{1/3}$, где $R_0=(1{,}3—1{,}7)\ 10^{-15}$м.

Масс-спектрометры — приборы, для измерения масс ядер, разделяющие с помощью электрических и магнитных полей пучки заряженных частиц с разными удельными зарядами Q/m. Масс-спектрометрические измерения показали, что масса ядра меньше, чем сумма масс составляющих его нуклонов.

Энергия связи ядра - энергия, которую необходимо затратить, чтобы расщепить ядро на отдельные нуклоны.

Энергия связи нуклонов в ядре $E_{св}=[Zm_p + (A-Z)m_n-m_я]c^2$, где m_p, m_n, $m_я$ массы протона, нейтрона и ядра.

Энергии связи ядра $E_{св}=[Zm_H + (A-Z)m_n-m]c^2$, где m_H — масса атома водорода.

Дефект массы ядра $\Delta m=[Zm_p + (A- Z)m_n-m_я$ (на эту величину уменьшается масса всех нуклонов при образовании из них атомного ядра).

Удельная энергия связи $\delta E_{св}$ — энергия связи, отнесенная к одному нуклону. Характеризует устойчивость атомных ядер.

Наиболее устойчивыми являются *магические ядра,* у которых число протонов или число нейтронов равно одному из магических чисел: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Особенно стабильны *дважды магические ядра***,** у которых магическими являются и число протонов, и число нейтронов.

Скачано с сайта http://ivc.clan.su

Скачано с сайта http://ivc.clan.su

Скачано с сайта http://ivc.clan.su

Скачано с сайта http://ivc.clan.su

Скачано с сайта http://ivc.clan.su

Скачано с сайта http://ivc.clan.su

Скачано с сайта http://ivc.clan.su

Скачано с сайта http://ivc.clan.su

Скачано с сайта http://ivc.clan.su