

Геометрическая оптика

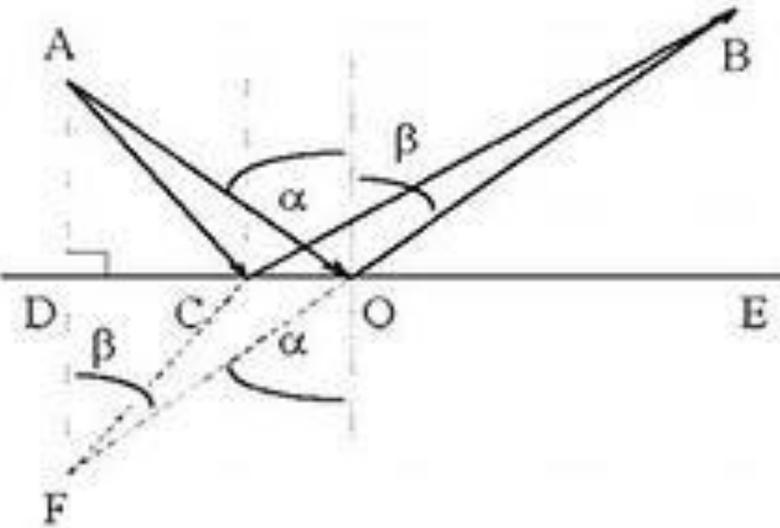
Оптика – раздел физики, рассматривающий явления распространения света.

В геометрической оптике основное понятие – луч (совпадает с направлением распространения света) и законы формулируются на языке геометрии.



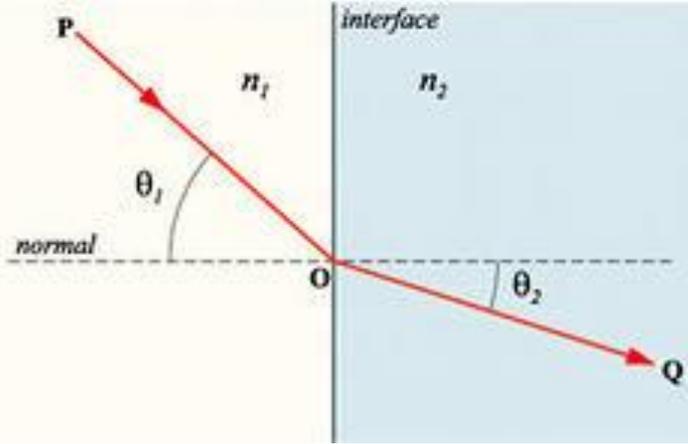
В однородной среде свет распространяется прямолинейно и закон отражения – Евклид в 3 в. до н.э. В 17 в. Снелиус – закон преломления, а **Ферма** сформулировал принцип распространения света: *Оптическая длина пути между двумя заданными точками должна быть минимальна (или стационарна) для всех возможных ближайших путей.*

Отражение света



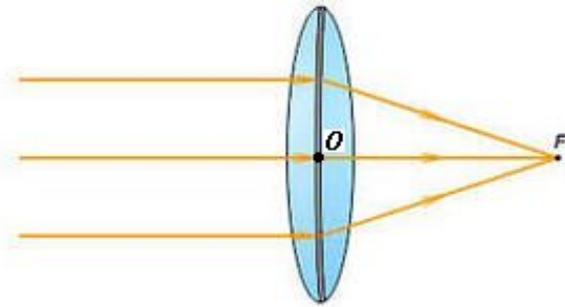
Рассмотрим отражение света от поверхности DE , причем луч должен пройти от A к B .

Построим F симметрично B относительно DE . Путь луча при отражении: $L = AC + CB = CF + CB$. Таким образом луч должен попасть кратчайшим путем из F в B , но кратчайший путь – прямая, т.е. луч пройдет через точку O . Тогда $\alpha = \beta$ – *закон отражения.*



Преломление света

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \text{ — закон преломления}$$

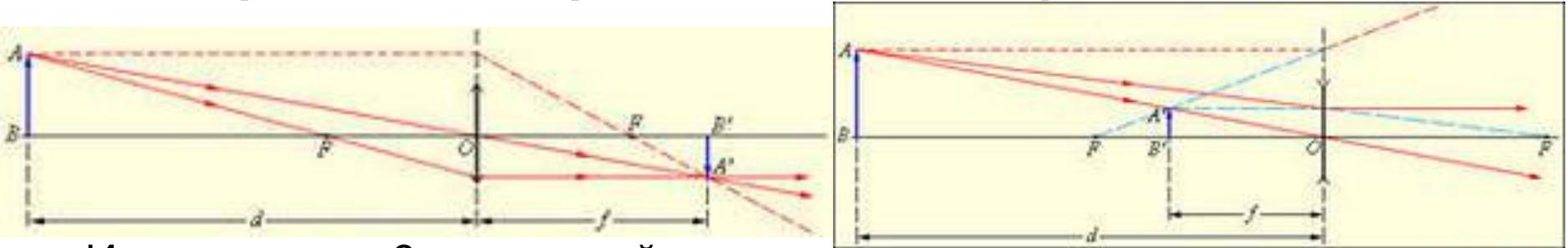


Оптическая система – совокупность отражающих и преломляющих поверхностей, отделяющих оптически однородные среды, центры всех поверхностей лежат на одной прямой – оптическая ось.

Оптический центр системы O – точка на оптической оси, при прохождении которой лучи не меняют своего направления. Фокус F – точка на оптической оси, где собираются параллельные лучи, прошедшие через систему. Фокусное расстояние – расстояние между оптическим центром и фокусом $OF (F)$.

Совокупность лучей – пучок. Если лучи (или их продолжения) пересекаются в одной точке – гомоцентрический пучок. Любая оптическая система осуществляет преобразование световых пучков.

Построение изображения в геометрической оптике



Используются 3 типа лучей, проходящих через:

- фокус (выходят параллельно оптической оси);
- оптический центр (выходят без изменения);
- параллельные (собираются в фокальной плоскости).

Действительное изображение - пересекаются лучи, мнимое – продолжение лучей.

Формула оптической системы:
$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F}$$

при условии, что $F = F'$ (одинаковые и с разных сторон системы);

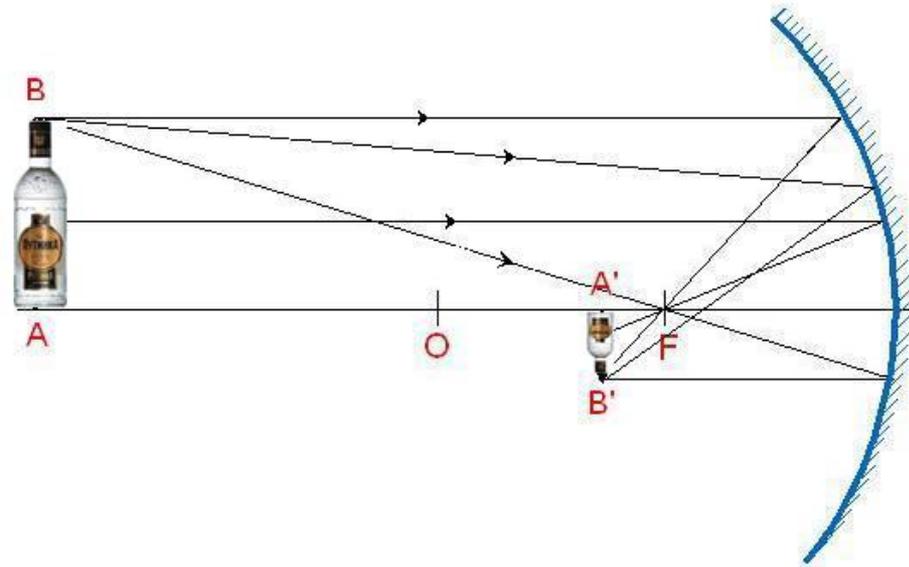
d – расстояние от предмета до оптической системы (+ по ходу луча),

f – расстояние от оптической системы до изображения (+ по ходу луча).

Геометрическая оптика оперирует с параксиальными лучами.

Правило Кеплера для сложных оптических систем: *изображение в предшествующей системе является предметом для последующей.*

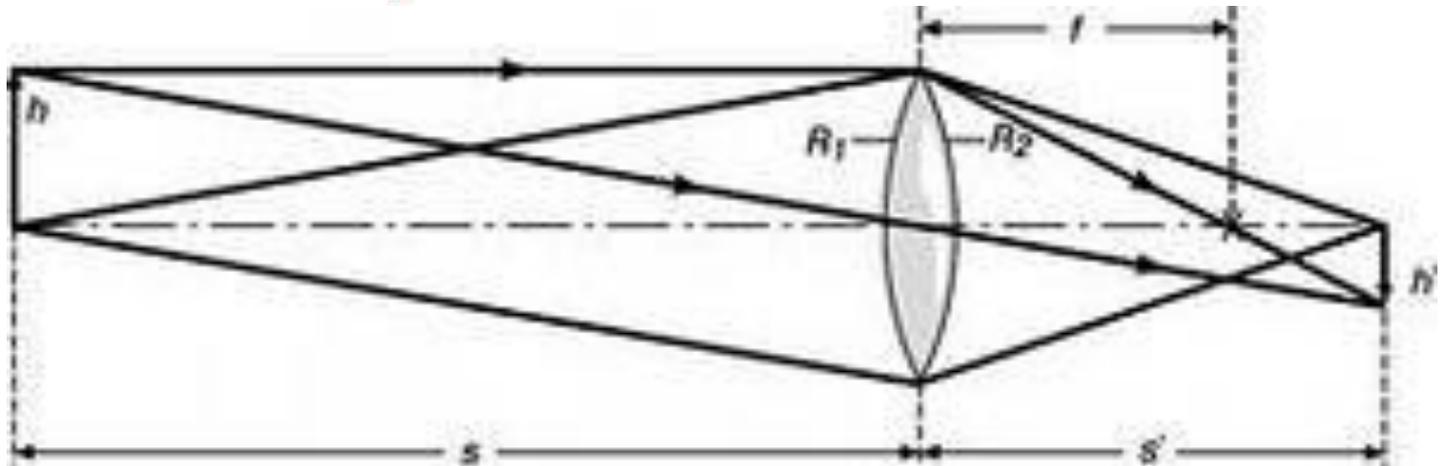
Плоское и сферическое зеркало



В плоском зеркале $F \rightarrow \infty$
 $1/d - 1/f = 0$ – мнимое изображение.

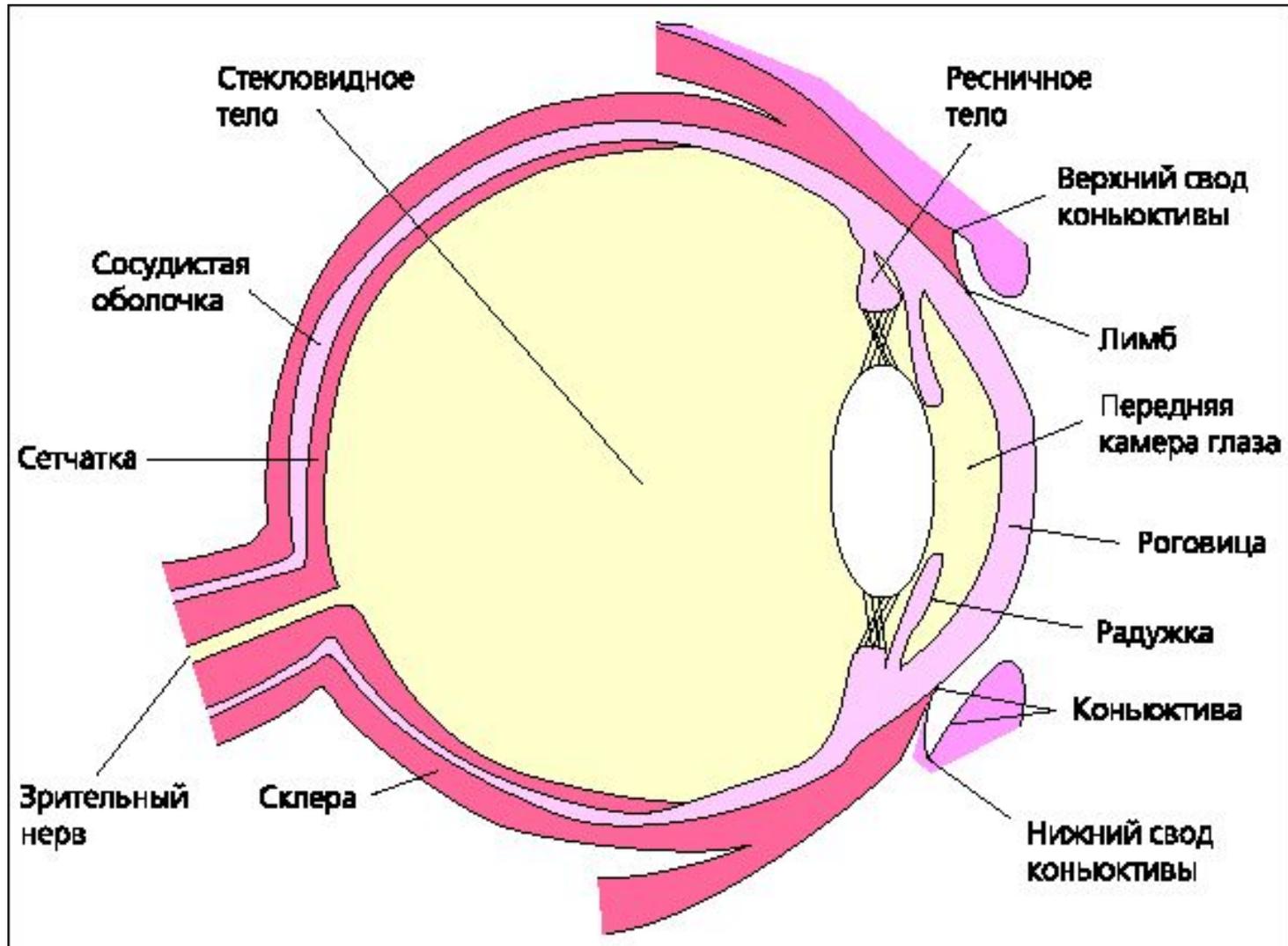
Сферическое зеркало: оптический центр в центре сферы; $F = R/2$.
Вогнутое зеркало – $F > 0$; выпуклое – $F < 0$.

Тонкая линза



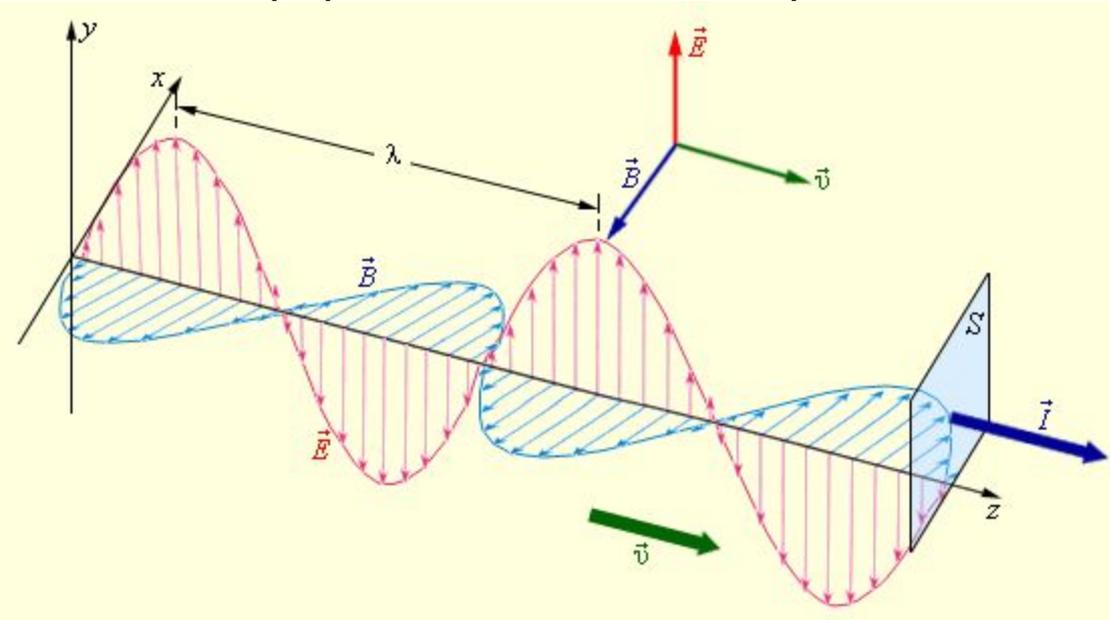
$$(n - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F}$$

Глаз – линза, которая дает перевернутое изображение на задней стенке яблока



Волновая оптика

Свет в разных случаях он проявляет себя как электромагнитная волна или как частица – фотон. Волновая оптика рассматривает круг явлений, обусловленных волновой природой света. В электромагнитной волне колеблются векторы \vec{E} и \vec{H} .



Физиологическое, фотохимическое и другие действия света вызываются колебаниями электрического вектора.

Уравнение световой волны:

$$E = A \cos(\omega t - kr + \alpha)$$

k – волновое число, r – расстояние в направлении распространения волны.

Интенсивность света – плотность потока энергии в данной точке пространства:

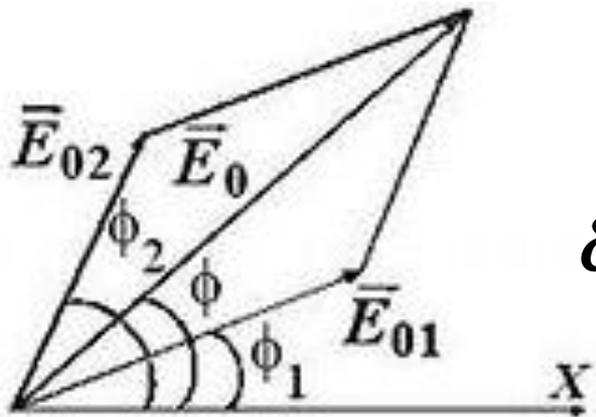
$$I = \left\langle \left\langle \vec{S} \right\rangle \right\rangle = \left\langle \left\langle \left[\vec{E}, \vec{H} \right] \right\rangle \right\rangle; E_m \sqrt{\epsilon \epsilon_0} = H_m \sqrt{\mu \mu_0}$$

$$\mu = 1 \Rightarrow H_m \sim n E_m \Rightarrow I \sim n E_m^2 = n A^2$$

$\tau \sim 10^{-8} \text{ c}$

Интерференция монохроматических волн

При взаимодействии волн выполняется принцип суперпозиции: $E_{рез} = E_1 + E_2$



При сложении по теореме косинусов

$$E_{рез}^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(\alpha_2 - \alpha_1)$$

$$\delta = \alpha_2 - \alpha_1 = const \quad \text{– когерентные волны}$$

Для некогерентных волн $I_{рез} = I_1 + I_2$

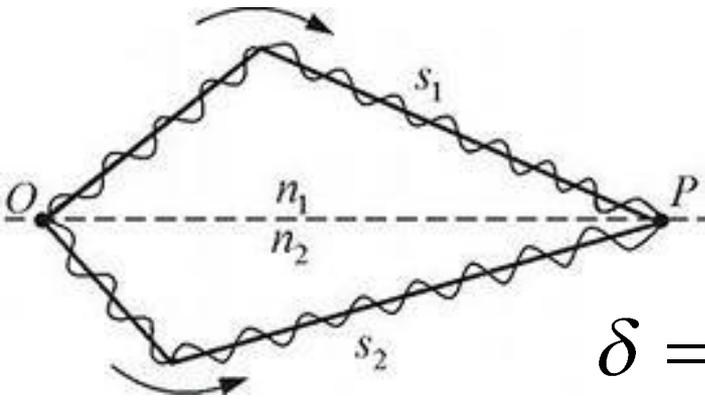
В случае когерентных волн:

$$I_{рез} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta.$$

$\cos \delta$ постоянен во времени, но разное значение в различных точках пространства. Для волн с $I_1 = I_2$ $I_{рез}$ меняется от 0 до $4I_1$ – происходит перераспределение светового потока в пространстве: в одних точках максимумы, а в других – минимумы интенсивности. Это явление называется интерференцией волн.

Естественный свет некогерентен: отдельные атомы излучают цуг волн $\tau \sim 10^{-8} \text{ c}$ и фаза нового цуга никак не связана с фазой предыдущего цуга. Когерентные волны можно получить, разделив с помощью отражений или преломлений волну от одного источника на две части. Если эти волны затем встретятся, то они дадут устойчивую интерференционную картину.

Интерференция монохроматических волн



В точке O волна разделилась на две: одна прошла путь S_1 в среде с показателем преломления n_1 , а другая – S_2 в среде с n_2 . Если в точке O фаза колебаний волны (ωt), то в точке P разность фаз колебаний будет:

$$\delta = [\omega(t - S_2 / v_2) - \omega(t - S_1 / v_1)];$$

$$\omega / c = 2\pi / \lambda_0 \Rightarrow \delta = 2\pi(n_2 S_2 - n_1 S_1) / \lambda_0$$

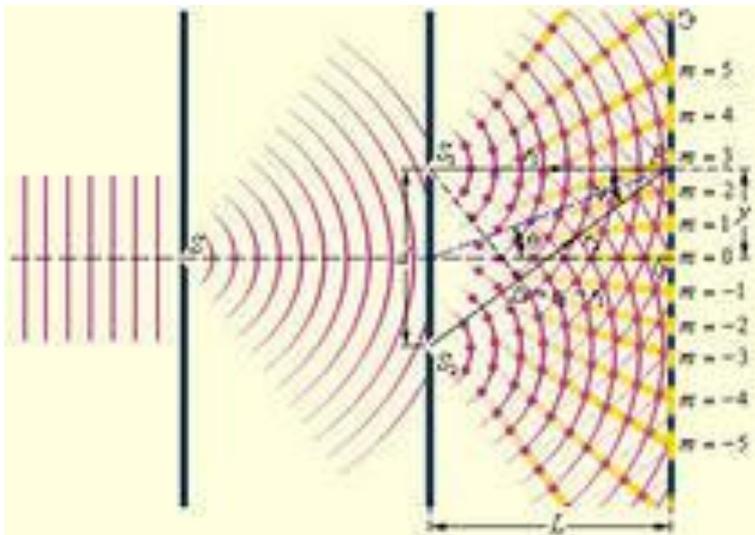
Оптическая разность хода $\Delta = n_2 S_2 - n_1 S_1$; $n_2 S_2$ и $n_1 S_1$ – оптические пути в n_2 и n_1 .

Условие максимумов: $\delta = 2\pi m \Rightarrow \Delta = m\lambda_0, m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Условие минимумов: $\delta = 2\pi(m + 1/2) \Rightarrow \Delta = (2m + 1)\lambda_0 / 2, m = 0, \pm 1, \dots$

В максимуме колебания 2-х волн оказываются в одинаковой фазе, а в минимуме – в противофазе.

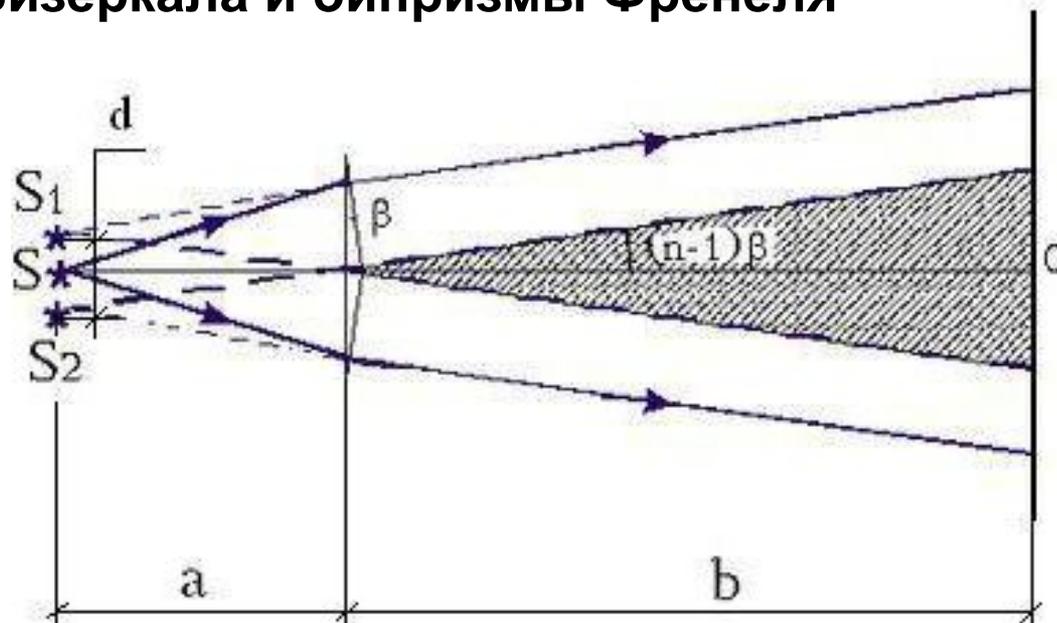
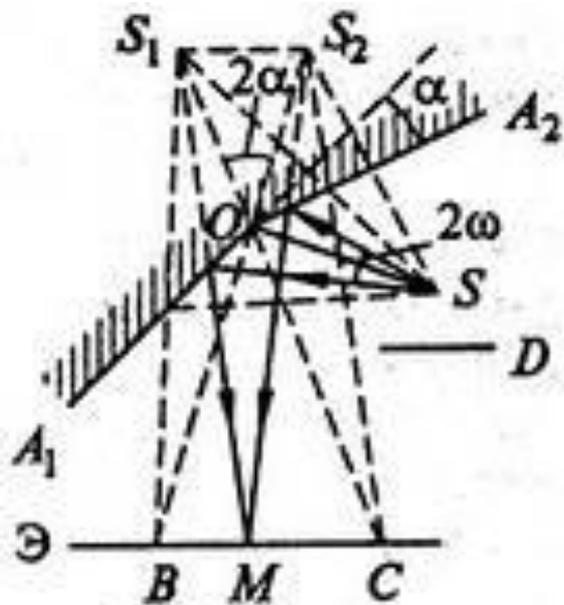
Схемы для получения когерентных волн



Юнг в 1802 г. получил интерференцию на 2 щелях, предварительно пропустив свет от источника через малое отверстие, тем самым увеличив пространственную когерентность падающего на щель света, и он впервые наблюдал интерференцию световых волн и определил длины этих волн.

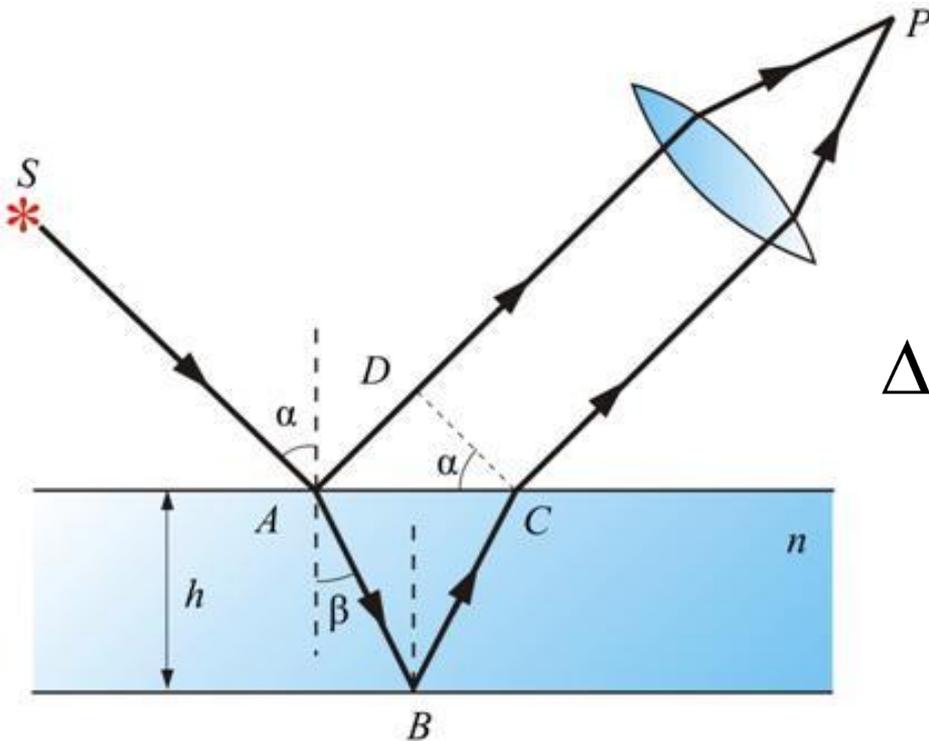
$$x_{\max} = m \frac{L\lambda}{d}; x_{\min} = \frac{(2m+1)}{2} \frac{L\lambda}{d}$$

Бизеркала и бипризмы Френеля



Интерференция в тонких пленках

При падении света на тонкую пластинку может наблюдаться интерференция за счет отражения от различных поверхностей. Практически интерференцию от параллельной пластинки наблюдают, поставив на пути отражающихся лучей линзу, которая собирает все параллельные лучи в точке Р фокальной плоскости.



Освещенность точки Р определяется величиной разности хода:

максимум -

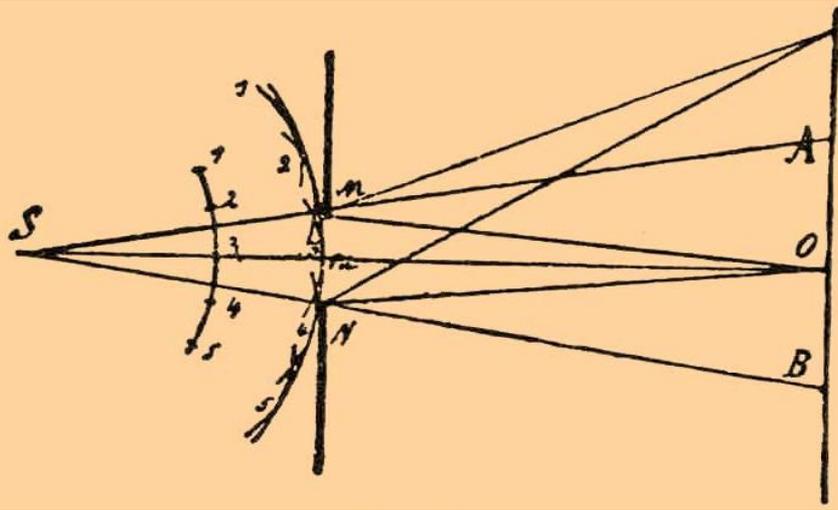
$$\Delta = 2h\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \lambda / 2 = m\lambda$$

минимум -

$$\Delta = 2h\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \lambda / 2 = (m + 1/2)\lambda$$

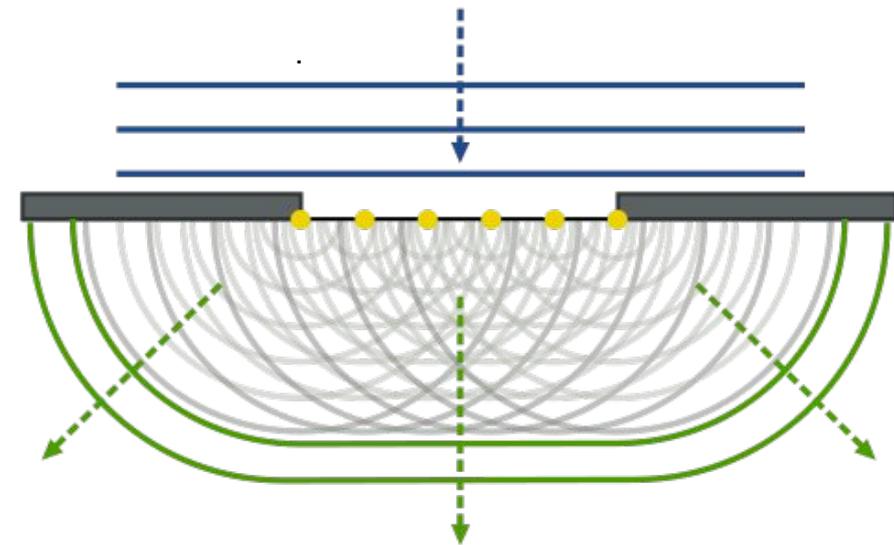
При освещении солнечным светом это происходит при толщинах $h \sim 0,05-0,06$ мм.

Дифракция



Совокупность явлений при распространении света в среде с неоднородностями (огибание препятствий) – отклонения от законов геометрической оптики.

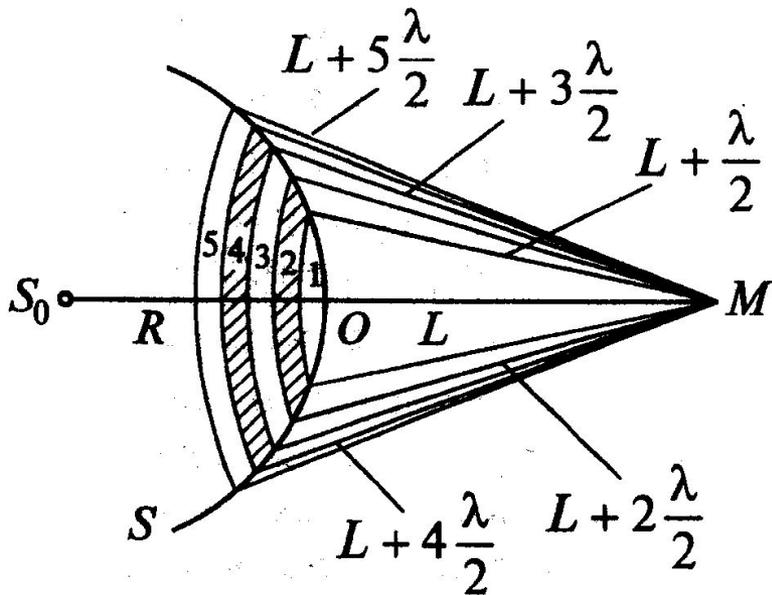
Дифракция тесно связана с интерференцией и обусловлена перераспределением интенсивности при суперпозиции волн.



Принцип Гюйгенса-Френеля.

По Гюйгенсу любая точка волнового фронта является центром вторичных волн, а огибающая формирует фронт волны в следующий момент времени. Френель дополнил этот принцип положением об интерференции вторичных волн, учет амплитуды и фазы которых позволяет найти амплитуду результирующей волны в любой точке пространства.

Дифракция Френеля

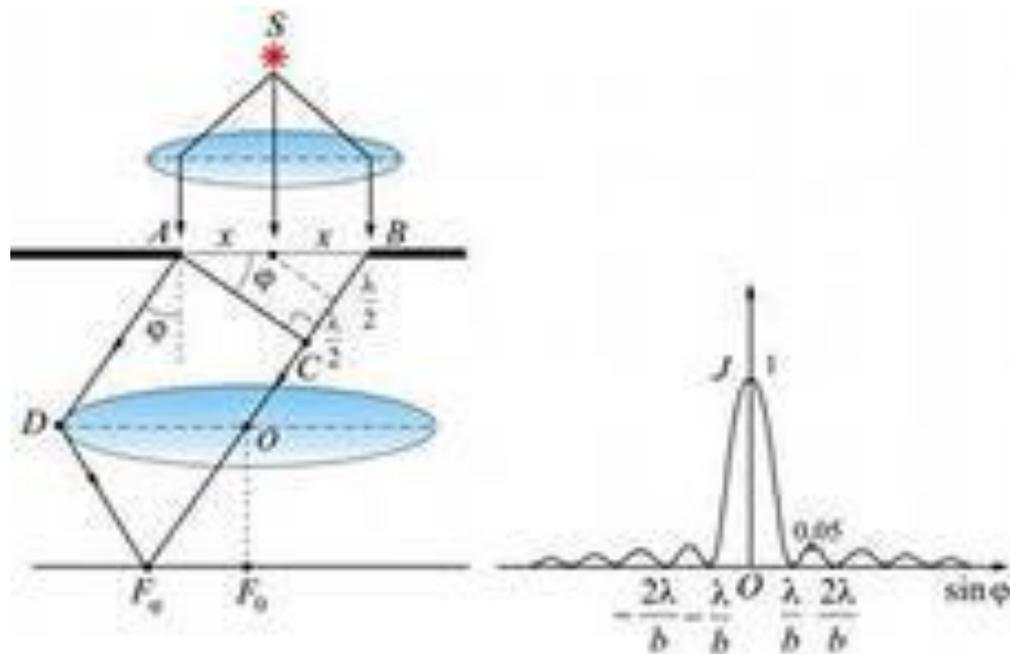


Френель для симметричных задач предложил метод зон. Если есть точечный источник, то он дает сферические волны. Волновая поверхность разбивается на зоны так, чтобы расстояния от границ соседних зон до точки M отличались на $\lambda/2$.

Колебания, приходящие в M от подобных точек соседних зон находятся в противофазе, т.е. освещенность зависит от того, четное или нечетное число зон проходит через отверстие.

Если на пути волны поставить пластинку, которая перекрывает все четные или нечетные зоны, то интенсивность света в точке M резко возрастает. Такая пластинка называется зонной или линзой Френеля, и действует подобно собирающей линзе.

Дифракция Фраунгофера



На щель AB падает параллельный пучок. За щелью стоит линза L_2 , а в ее фокальной плоскости – экран. Все лучи, идущие под углом ϕ , соберутся в фокальной плоскости. $\phi = 0$ – точка, лежащая против центра линзы: колебания всех зон приходят в одинаковой фазе и амплитуда равна сумме амплитуд всех колебаний – центральный максимум дифракционной картины. $b \sin \phi = k\lambda$ – условие минимумов интенсивности.

Между минимумами находятся побочные максимумы интенсивности: интенсивность монотонно убывает от середины картины к краям. Центральный максимум значительно превосходит остальные: $I_0 : I_1 : I_2 : I_3 = 1 : (2/3\pi)^2 : (2/5\pi)^2 : (2/7\pi)^2 = 1 : 0,045 : 0,016 \dots$

Если $b^2/l \ll \lambda$ – дифракция Фраунгофера;

$b^2/l \sim \lambda$ – дифракция Френеля;

$b^2/l \gg \lambda$ – геометрическая оптика.

Дифракционная решетка

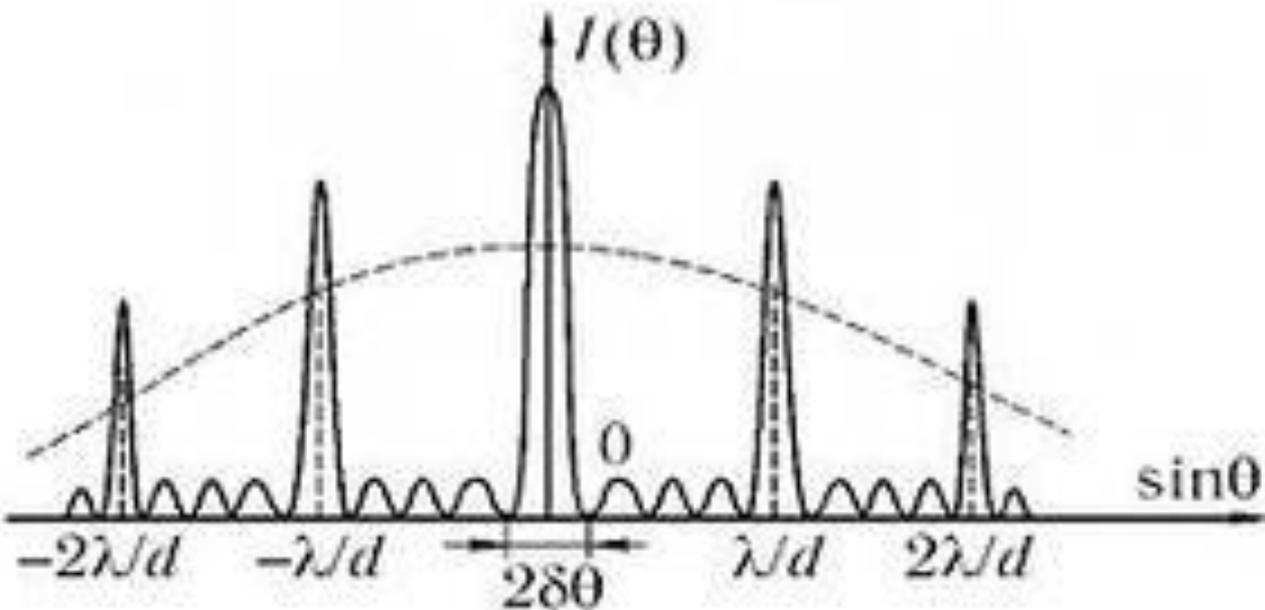
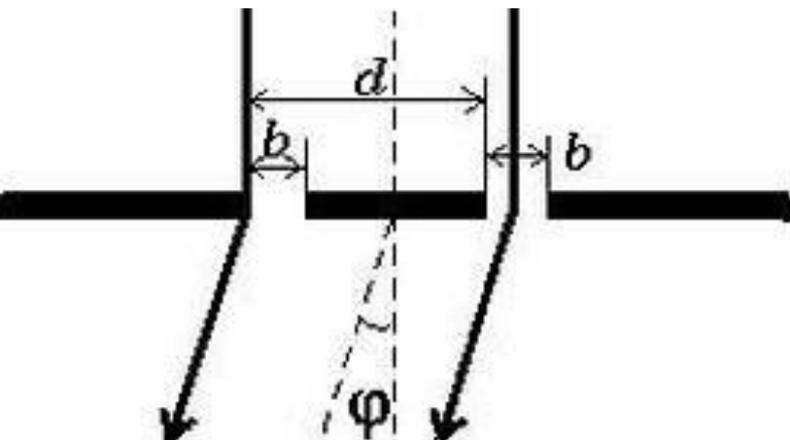
Совокупность большого числа одинаковых, отстоящих друг от друга на одно и то же расстояние щелей. d – период решетки.

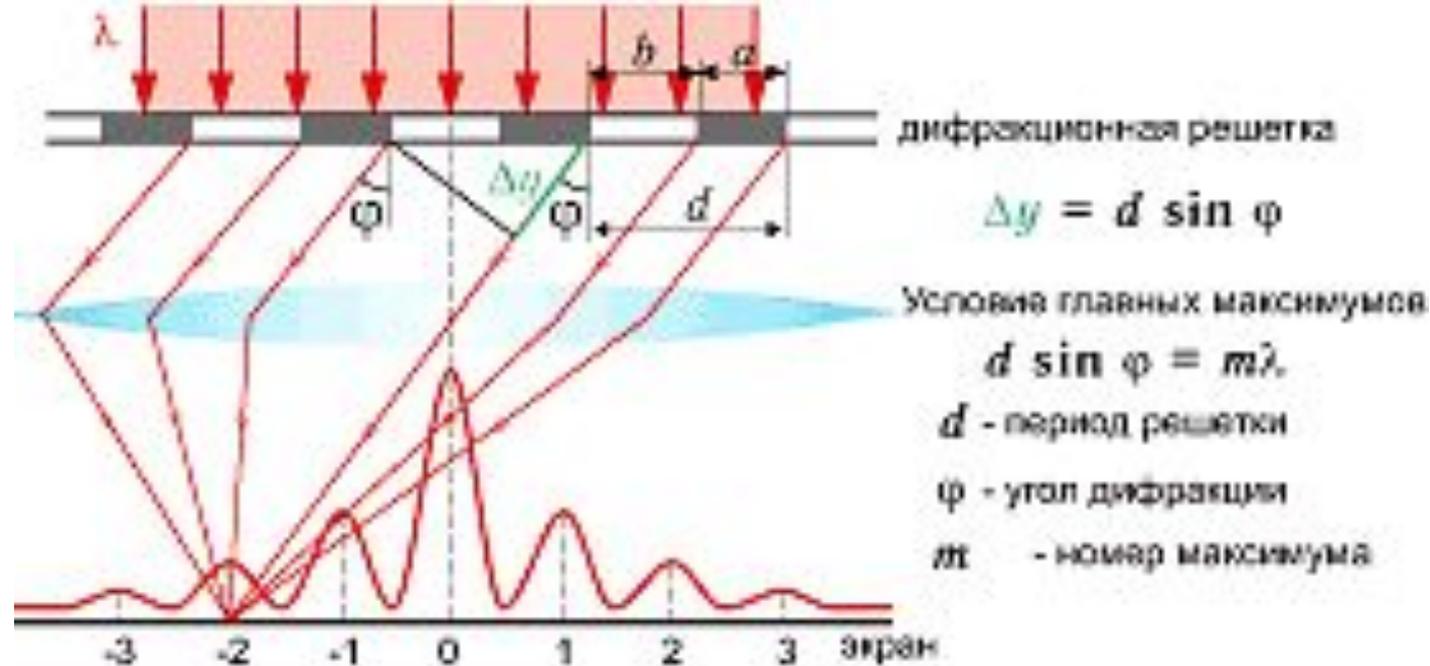
$d \sin \phi = m \lambda$ - условие главных максимумов.

Между соседними главными максимумами есть $(N - 1)$ добавочных минимумов.

Между дополнительными минимумами находятся слабые вторичные $(N - 2)$

максимумы. Пунктирная линия – интенсивность от одной щели.



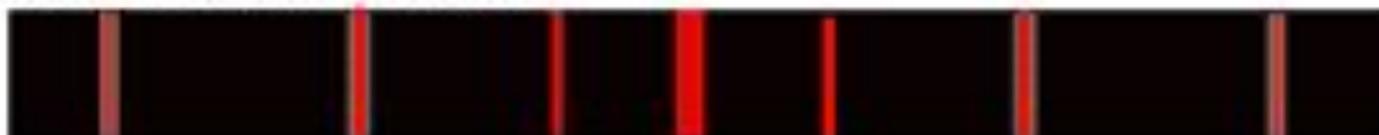


ДИФРАКЦИОННАЯ КАРТИНА

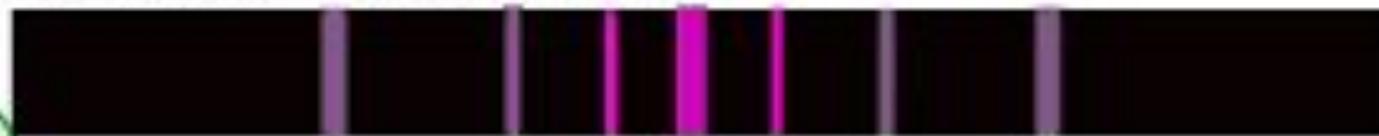
а) белый свет



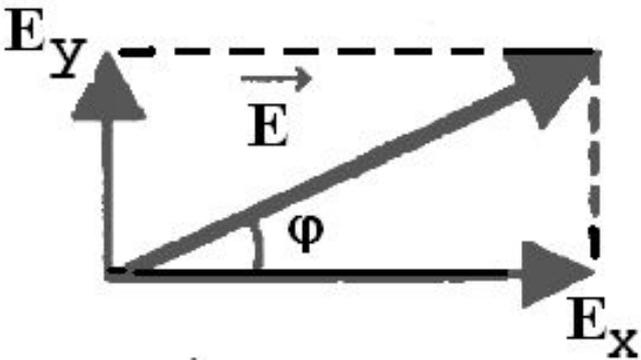
б) красный свет $\lambda = 7,6 \cdot 10^{-7}$ м



в) фиолетовый свет $\lambda = 4,0 \cdot 10^{-7}$ м



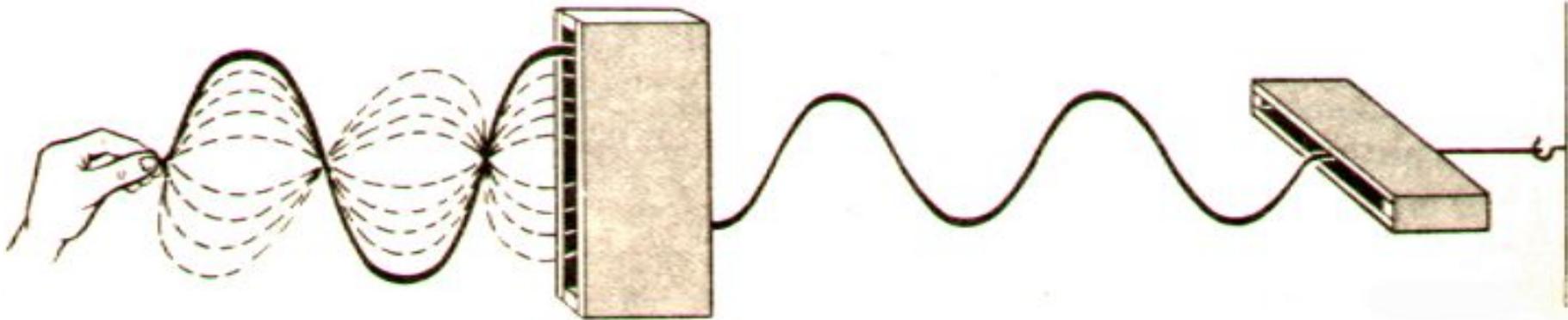
Естественный и поляризованный свет



Любой свет можно представить в виде суммы в 2 взаимно перпендикулярных колебаний : $E_x = E_{0x} \cos \omega t$ и $E_y = E_{0y} \cos(\omega t + \delta)$.

Естественный свет – наложение 2 некогерентных волн, поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях и имеющих одинаковую интенсивность: ϕ - неупорядоченные изменения.

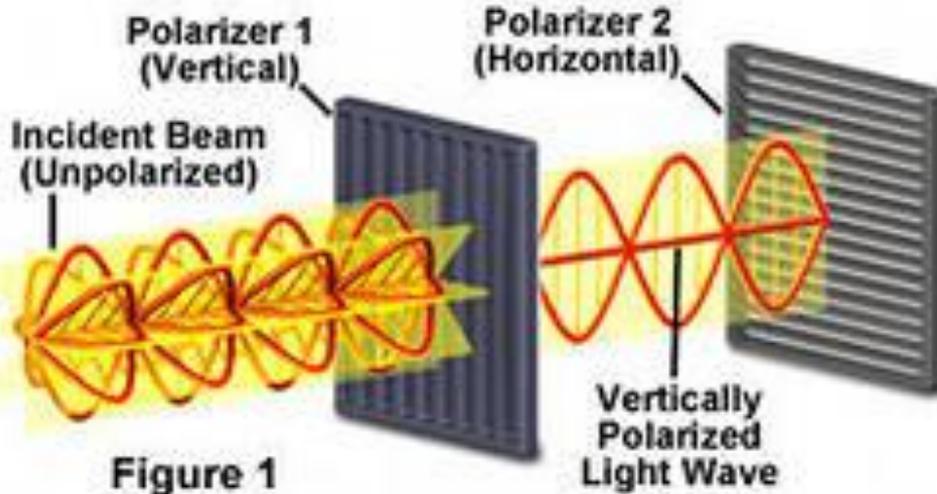
Пусть E_x и E_y когерентны: \vec{E} колеблется в фиксированном направлении – волна плоскополяризована. Плоскость поляризации на векторах скорости волны и \vec{E} .



Поляризаторы – устройства для получения плоскополяризованного света – пропускают E_{\parallel} и задерживают E_{\perp} плоскости поляризатора

Закон Малюса

Polarization of Light Waves



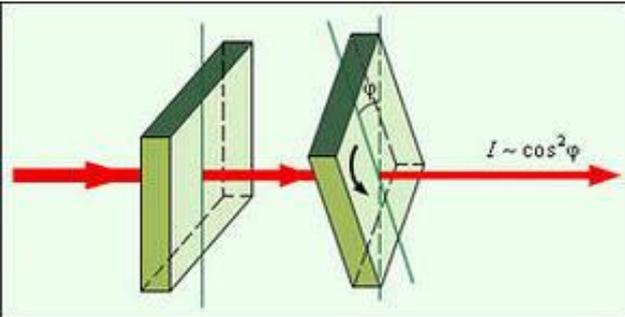
Степень поляризации света:

$$p = (I_{max} - I_{min}) / (I_{max} + I_{min}),$$

I_{max} , I_{min} – интенсивности света, прошедшего через поляризатор при его вращении.

Для плоскополяризованного света $I_{min} = 0$ и $p = 1$. Для естественного света $I_{max} = I_{min}$ и $p = 0$.

Если на поляризатор падает плоскополяризованный свет и угол ϕ – между плоскостью поляризации поляризатора и плоскостью поляризации света, тогда

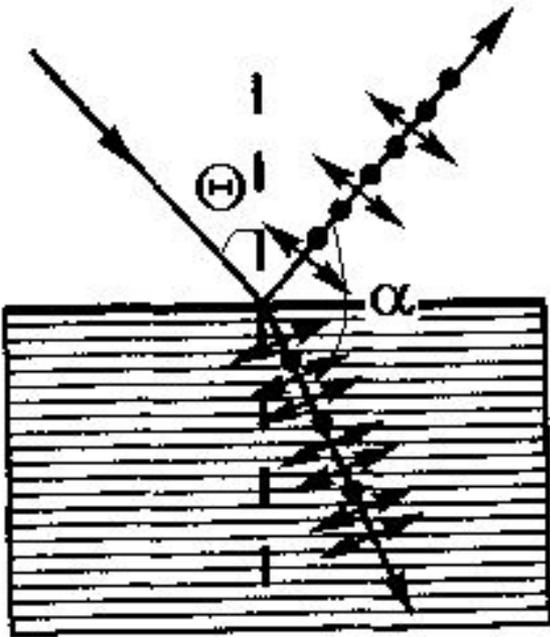


$$E_{||} = E \cos \phi; I \sim E^2 \Rightarrow I = I_0 \cos^2 \phi$$

Для естественного света:

$$I = I_0 \langle \cos^2 \phi \rangle = I_0 / 2$$

Поляризация при отражении и преломлении

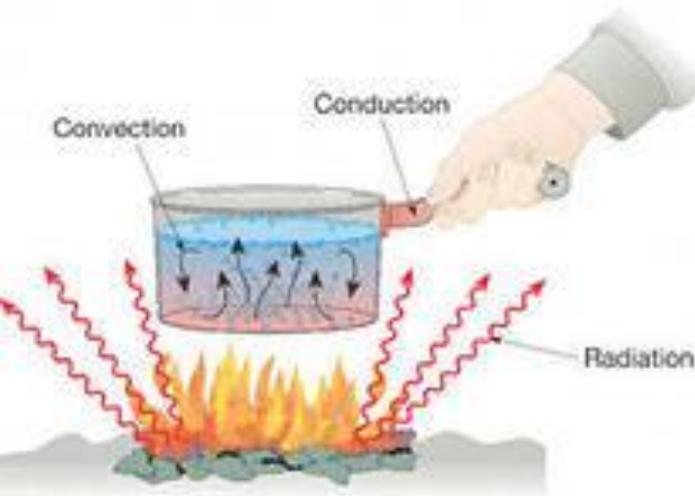


При падении света на границу 2 диэлектриков отраженный и преломленный лучи частично поляризованы. В отраженном луче преобладают колебания, перпендикулярные плоскости падения, а в преломленном – параллельные. Степень поляризации зависит от θ . При угле Брюстера $\text{tg}\theta_{\text{Br}} = n_{21} = n_2/n_1$ – отраженный луч полностью поляризован (только колебания, перпендикулярные плоскости падения). При этом преломленный и отраженный лучи перпендикулярны ($\alpha = \pi/2$).

Двойное лучепреломление. Луч, падающий на кристалл (некубической системы), разделяется внутри кристалла на 2 – обыкновенный “о” и необыкновенный “е” – распространяются с разными скоростями и в разных направлениях вследствие анизотропии кристалла (ϵ разные в разных направлениях). Главное сечение – плоскость, проходящая через ось кристалла и направление луча. В обыкновенном луче плоскость колебаний перпендикулярна главному сечению кристалла, а необыкновенном – в плоскости главного сечения.



Тепловое излучение



Это испускание электромагнитных волн за счет внутренней энергии тел. Другие свечения – люминесценция (фото-, электро-, хими- и т.п.). Энергетическая светимость тела $R_{\omega} = dP/dS$, dP – мощность излучения с поверхности dS .

$r_{\omega, T} = dR_{\omega} / d\omega$ – испускательная способность тела:

$$R_{\omega} = \int r_{\omega, T} d\omega$$

Поглощательная способность $\alpha_{\omega, T} = d\Phi_{\omega}' / d\Phi_{\omega}$, $d\Phi_{\omega}$ – падающая энергия излучения, $d\Phi_{\omega}'$ – поглощенная энергия.

Абсолютно черное тело: $\alpha_{\omega, T} = 1$ – полностью поглощает излучение всех частот.

Закон Кирхгофа: $r_{\omega, T} / \alpha_{\omega, T} = f(\omega, T)$ – универсальная для всех тел функция частоты и температуры.

$f(\omega, T)$ – испускательная способность абсолютно черного тела.

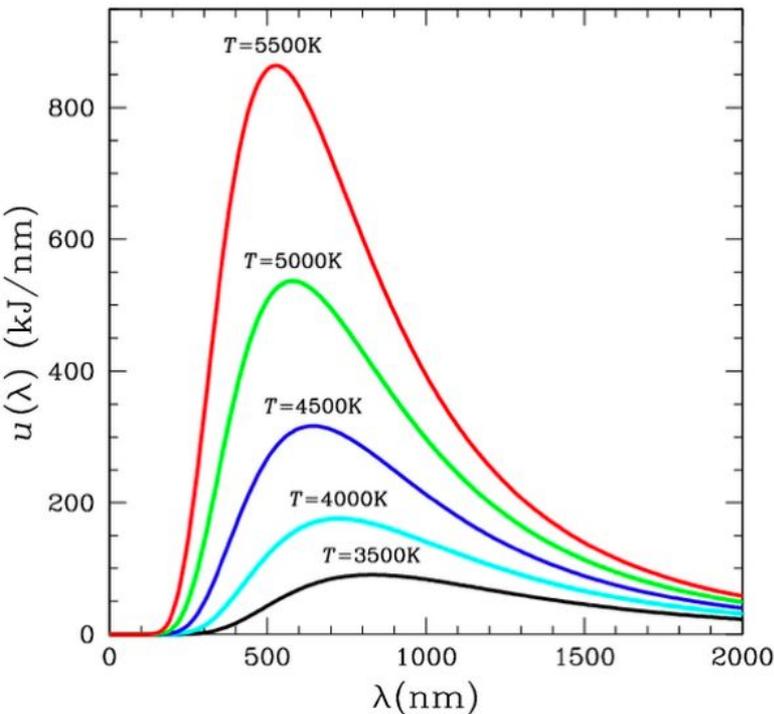
Удобнее пользоваться $\phi(\lambda, T)$: $f(\omega, T) = 2\pi c \phi(\lambda, T) / \omega^2 = \lambda^2 \phi(\lambda, T) / 2\pi c$.



Закон Стефана - Больцмана. Закон Вина

Стефан в 1879 г. экспериментально установил, а Больцман теоретически (1884) получили для абсолютно черного тела: $R_0 = \sigma T^4$.

$\sigma = 5,7 \cdot 10^{-8}$ Вт/мК – постоянная Стефана-Больцмана.



На модели абсолютно черного тела была экспериментально измерена $\phi(\lambda, T)$ для разных T : $T_1 > T_2 > T_3$; $\lambda_{1m} < \lambda_{2m} < \lambda_{3m}$.

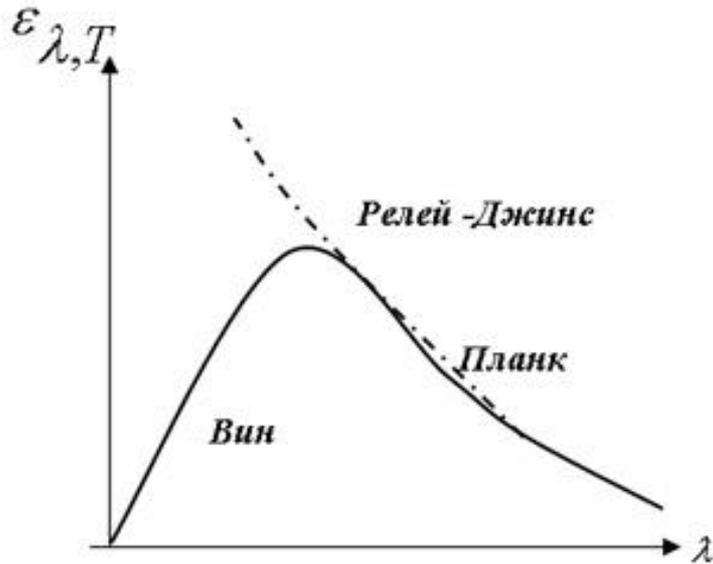
Вин в 1893 г. воспользовался термодинамикой и электромагнитной теорией и показал, что $f(\omega, T) = \omega^3 F(\omega/T)$, где $F(\omega/T)$ – некоторая функция от (ω/T) .

Максимум функции $\phi(\lambda, T)$ при λ_m :

$\lambda_m T = b$ – закон смещения Вина.

$b = 2,90 \cdot 10^{-3}$ м*К – постоянная Вина.

Гипотеза и формула Планка



Рэлей и Джинс рассчитали равновесную плотность излучения абсолютно черного тела, исходя из равномерного распределения энергии по степеням свободы и получили $f(\omega, T) = \omega^2 kT / (4\pi^2 c^2)$. Эта формула удовлетворяет условию Вина и хорошо согласуется с экспериментом при больших λ , а при малых λ – ультрафиолетовая катастрофа

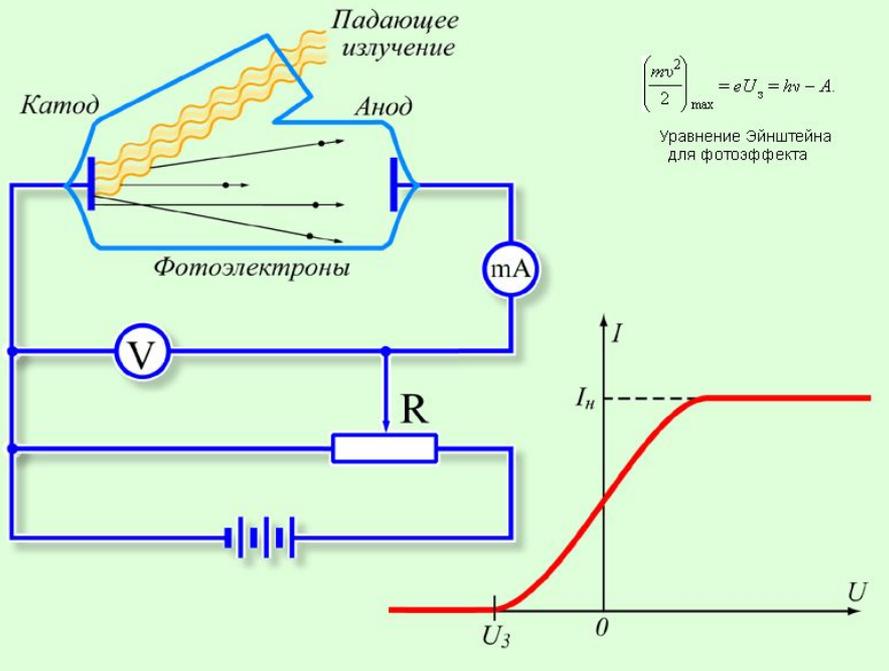
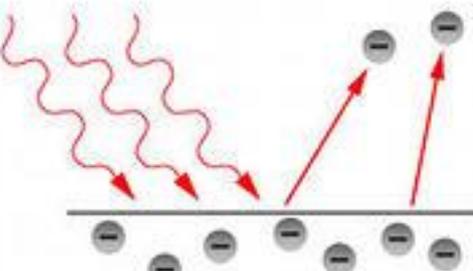
В 1900 г. Планк разрешил противоречие классической физики, предположив, что излучение испускается в виде отдельных порций (квантов) энергии ($E = h\nu$, h – постоянная Планка = $6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж*с). Приняв во внимание, что энергия излучения кратна величине кванта $E_n = nh\nu$ и учитывая распределение (Больцмана) колебаний по энергиям в состоянии равновесия, Планк получил:

$$f(\omega, T) = \frac{\omega^3}{4\pi^2 c^2} \frac{1}{\exp(\hbar \omega / kT) - 1} \quad \text{или} \quad \phi(\lambda, T) = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc / \lambda kT} - 1}$$

Формула Планка удовлетворяет условию Вина и с ее помощью легко получаются законы Стефана-Больцмана и Вина

Фотоэффект

В 1887-88 г.г. Герц, Аррениус, Гальвакс обнаружили влияние УФ облучения на электрический разряд – фотоэлектрический эффект, а в конце 90-х годов 19 в. Томсон установил, что частицы, испускаемые при фотоэффекте – электроны.



Столетов исследовал фотоэффект, измерил ВАХ и сформулировал законы:

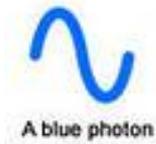
1. Наличие красной границы
2. кинетической энергии электронов $mv_m^2/2 = eU_3$ не зависит от интенсивности, а зависит от частоты
3. Ток насыщения пропорционален падающему световому потоку – противоречие с классической теорией.

В 1905 г. Эйнштейн показал, что при фотоэффекте электрон поглощает, как и испускает у Планка, энергию порциями: $h\nu = mv_m^2/2 + A_{\text{вых}}$.

$$\hbar\omega \geq A_{\text{вых}} \Rightarrow \lambda_{\text{ед}} = 2\pi\hbar / \omega_{\text{ед}} = hc / A_{\text{вых}}$$

ФОТОНЫ

Эйнштейн предположил, что свет не только испускается и поглощается, но и распространяется в виде частиц – фотонов (квант света). Это нашло подтверждение в опыте Боте.



Энергия фотона $E = h\nu$,

но по теории относительности $E = mc^2$:

масса фотона $m = h\nu/c^2$;

импульс фотона $p = mc = h\nu/c = E/c$;

фотон имеет $m_0 = 0$.

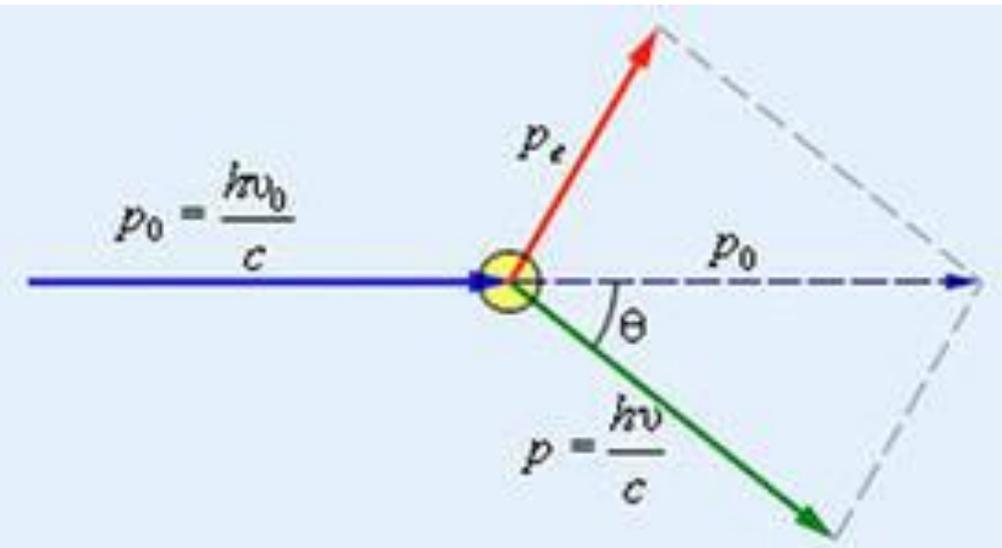
$$p = \hbar 2\pi / \lambda = \hbar \omega / c = \hbar k \Rightarrow \vec{p} = \hbar \vec{k}$$

\vec{k} – волновой вектор

При поглощении света давление $P = pnc = En = w$, n – концентрация фотонов, – плотность электромагнитной энергии – совпадение с теорией Максвелла. Свет обладает корпускулярно-волновым дуализмом: в одних явлениях – волна (интерференция, дифракция), в других – частица (фотоэффект и т.п.).

Эффект Комптона

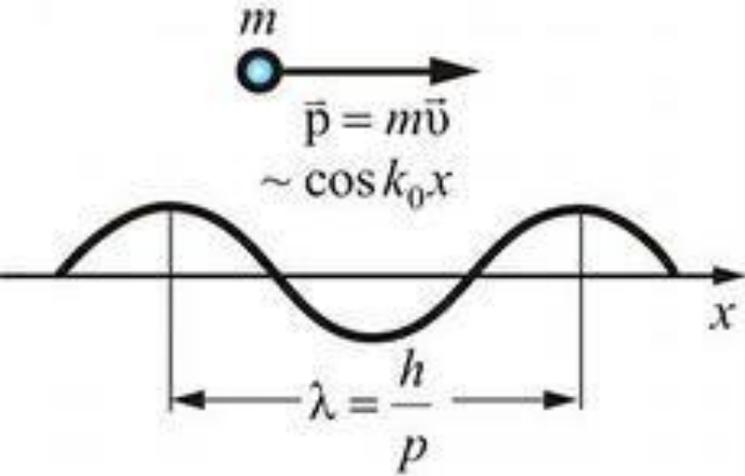
Подтверждение корпускулярных свойств света (квантовой теории) было получено в 1923 г. Комптоном, который исследовал рассеяние рентгеновских лучей различными веществами и обнаружил, что в рассеянных лучах наряду с излучением λ_0 содержатся лучи $\lambda > \lambda_0$. Разность $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ зависит только от угла Θ , который образует рассеянное излучение с первичным пучком.



Эффект Комптона объясняется упругим столкновением рентгеновского фотона со свободным электроном.

$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \lambda_c(1 - \cos\Theta)$, где $\lambda_c = h/mc$ – длина волны Комптона.

Гипотеза де Бройля



В 1924 г. де Бройль выдвинул гипотезу, что корпускулярно-волновой дуализм присущ не только свету, но и всем частицам. По аналогии со светом по де Бройлю движение любой частицы связано с волновым процессом:
 $p = h/\lambda \Rightarrow \lambda = h/p = h/(mv)$ и частота $\nu = E/h$.

Эта идея была подтверждена (1927) Дэвиссоном и Джермером (США), которые исследовали отражения электронов от кубического монокристалла Ni. Эксперимент давал для $\lambda = 1,65 \text{ \AA}$. По формуле де Бройля получалось $\lambda = 1,67 \text{ \AA}$. Практически одновременно в Шотландии Дж.П.Томсон получил дифракцию электронов при их прохождении через фольгу. Штерн также наблюдал дифракцию для атомных и молекулярных пучков. Таким образом, частицы обладают волновыми свойствами.

Соотношение неопределённостей

Микрочастицы не обладают одновременно определенными значениями координаты и импульса, но не бывает части частицы (пол-электрона). Понятие траектории применимо к микрочастице только с некоторой степенью точности (в рамках классической физики). В классической физике состояние материальной точки определяется заданием значений координат, импульса, энергии и т.п. К микрообъекту не может быть в общем случае применены эти динамические переменные. Характеристики микрочастиц определяются по их взаимодействию с макроскопическими приборами. Особенность микрочастиц: не для всех переменных при измерениях получаются определенные значения. Для канонически сопряженных величин выполняется соотношение неопределенности Гейзенберга (1927): $\Delta A \cdot \Delta B \geq \hbar$



Для импульса и координаты:

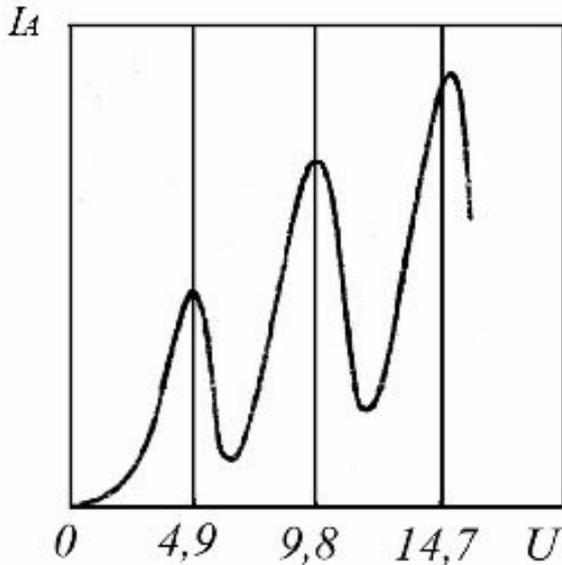
$$\Delta p_x \cdot \Delta x \geq \hbar$$

Для энергии и времени:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$$

Опыт по дифракции частицы на щели

Экспериментальное обоснование основных идей квантовой механики

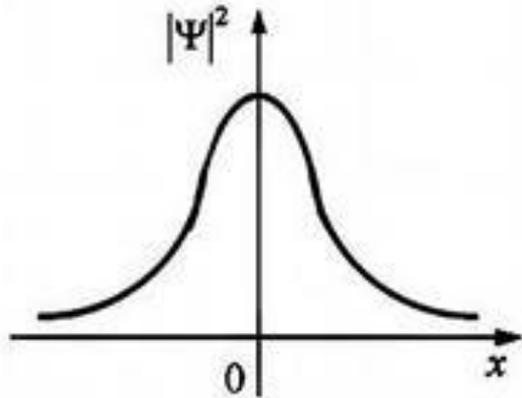


В 1914 г. Франком и Герцем было показано, что атомы могут принимать дискретные значения энергии: опыт по прохождению электронов в трубке с катодом, анодом и сеткой. При малых энергиях ($<4,9$) электроны упруго соударялись с атомами Hg и проходили через сетку без изменения энергии. Когда $E > \Delta E_1 = 4,9$ эВ – столкновения неупругие – ΔE_1 отдается атому Hg – ток резко падает.

Штерн и Герлах в своих опытах обнаружили, что квантуется также проекция магнитного момента атомов. Они пропускали узкий пучок атомов через сильно неоднородное магнитное поле. Без поля наблюдалась узкая полоска, а в поле вместо сплошного следа (α меняется непрерывно от 0 до π) получались отдельные линии, симметричные относительно следа без поля: магнитные моменты атомов \mathbf{p}_m ориентируются по отношению к магнитному полю под определенными, дискретными углами. В атомах Hg , Mg – отклонения не было – отсутствие магнитного момента, у атомов Ag , Al , Cu , K , Na – 2 возможные проекции, у V , Hal – 4, у O – 5, Mn – 6, Fe – 9, Co – 10 и т.д. Это создало предпосылки к описанию движения микрочастиц с позиций квантовой теории.

Волновая функция. Уравнение Шредингера

В 1926 г., развивая идеи де Бройля о волновых свойствах частиц, Э.Шредингер получил уравнение, где движению микрочастиц сопоставил волновую или ψ -функцию: $-\hbar^2 \nabla^2 \psi / 2m + U\psi = i\hbar \partial \psi / \partial t$, где U – функция координат и времени.



В 1926 г. М.Борн дал интерпретацию ψ -функции: $|\psi|^2$ определяет вероятность того, что частица может быть обнаружена в пределах объема dV :

$$dP = A|\psi|^2 dV$$
$$\int dP = A \int \psi \psi^* dV = 1$$

Условие нормировки – частица всегда находится в какой-нибудь точке пространства.

Квантовая механика имеет статистический характер: нельзя определить траекторию частицы. С помощью ψ -функции можно лишь предполагать, с какой вероятностью частица может быть обнаружена в определенной области пространства.

$|\psi|^2$ – плотность вероятности нахождения частицы в соответствующем месте пространства.

Стационарные состояния

Если поле, в котором движется частица, не имеет явной зависимости от времени, т.е. U имеет смысл потенциальной энергии, то решение уравнения Шредингера распадается на 2 множителя:

$$\Psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) e^{-iEt/\hbar}$$

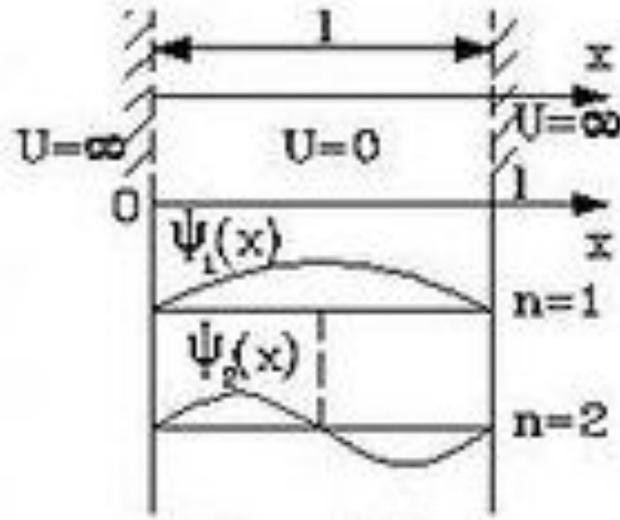
где E – полная энергия частицы, которая в случае $U \neq U(t)$ постоянна. Тогда

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + U\psi = E\psi \quad \text{- уравнение Шредингера для стационарных состояний}$$

Из уравнения Шредингера для стационарных состояний и условий, налагаемых на ψ -функцию, вытекают правила квантования энергии. ψ -функция должна быть однозначной, непрерывной и конечной. Она должна иметь непрерывную и конечную производную – **стандартные условия**. Уравнения типа Шредингера имеют решения не при любых значениях E , а только при собственных \Rightarrow собственные функции задачи. Совокупность собственных значений – спектр величины (E) – может быть дискретным или сплошным. Для дискретного спектра собственные функции и собственные значения можно пронумеровать:

$\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n; E_1, E_2, \dots, E_n$. Таким образом, квантование энергии получается из основных положений квантовой механики.

Частица в глубокой потенциальной яме



Пусть движение по x ограничено непроницаемыми для частицы стенками с $x = 0$ и $x = l$: $U = 0$ при $x \in (0, l)$ и $U \rightarrow \infty$ при $x < 0$ и $x > l$. Тогда при $x \in (0, l)$

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi = 0$$

$$k^2 = 2mE / \hbar^2 \Rightarrow \psi'' + k^2 \psi = 0$$

Решение имеет вид $\psi(x) = a \sin(kx + \alpha)$. Вне ямы частица быть не может, следовательно и на границах $\psi(0) = \psi(l) = 0$. Откуда $\psi(0) = a \sin \alpha = 0 \Rightarrow \alpha = 0$; $\psi(l) = a \sin kl = 0 \Rightarrow kl = n\pi$. Подставив k - дискретный спектр:

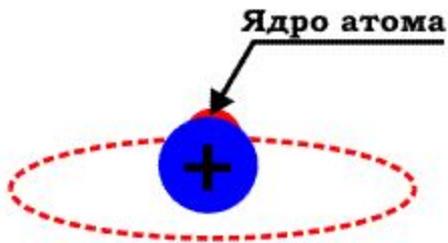
$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} n^2$$

Оценим зазор между соседними уровнями: $\Delta E_n = E_{n+1} - E_n$
 Для молекул ($m \sim 10^{-23}$ г) на длине $l \sim 10$ см (газ в сосуде):
 $\Delta E_n \sim 10^{-32} n$ эрг – почти сплошной спектр. Для электронов при тех же размерах ямы (свободные электроны в металле)
 $\Delta E_n \sim 10^{-16} n$ эВ – почти такая же картина. А для электронов в атоме ($l \sim 10^{-8}$ см) $\Delta E_n \sim 10^2 n$ эВ – уже заметная дискретность.

Строение атома

Во 2-й половине 19 в. был открыт электрон - составная часть атома, который до тех пор считался неделимым. Были обнаружены катодные лучи, которые были исследованы Круксом, установившим их материальную природу. Перрен в 1895 г. установил, что это отрицательные частицы, а в 1897 г. Дж. Дж. Томсон подтвердил их материальную природу и определил массу и заряд новых частиц – электронов. Томсон также параллельно определил характеристики носителей заряда при фотоэффекте и термоэлектронной эмиссии, показав, что это электроны. Таким образом к концу 19 в. было окончательно установлено существование первой элементарной частицы – электрона (Нобелевская премия 1906 г.).

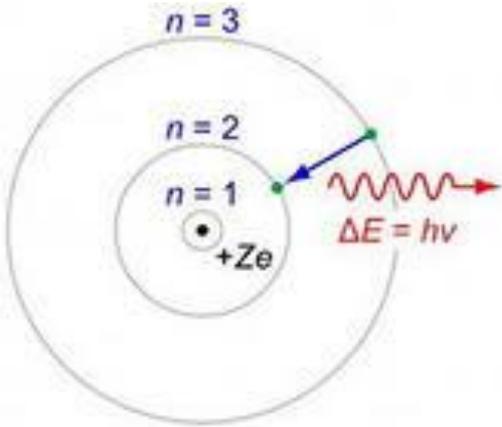
**Модель атома водорода
Бора - Резерфорда.
(1913 г.)**



В начале 20 в. появились первые модели строения атома. Дж.Дж.Томсон предложил модель атома из электронов, вращающихся в равномерно положительно заряженном пространстве. В 1904 г. японский физик Нагаока предложил модель, которую затем развил Резерфорд – положительное ядро с располагавшимися вокруг электронами. Резерфорд подтвердил планетарную модель экспериментально по рассеянию α -частиц тонкими металлическими пластинками.

Принципиальным развитием этой модели было предложение Бором в 1913 г. своей теории электронных орбит.

Атом водорода



Теория Бора основывалась на 2 постулатах:

1. Электроны в атоме движутся на дискретных стационарных орбитах с квантовыми условиями и при этом не излучают электромагнитные волны.

2. Электрон испускает или поглощает кванты $h\nu$ при переходе из одного состояния в другое: $E_n - E_k = \hbar \omega$

Для определения параметров стационарных орбит Бор применил постулат Планка По правилу квантования $mr\nu = n\hbar$ - условие для стационарных боровских орбит, n – главное квантовое число

Радиус орбиты и энергия движущегося электрона

$$r_n = \frac{\hbar^2}{mZe^2} n^2; \quad r_1 \approx 0,5 \text{ \AA} \quad \text{- Боровский радиус атома водорода}$$

Тогда для перехода электрона с одной орбиты на другую:

$$E_n = \frac{me^4 Z^2}{2\hbar^2 n^2} \quad \hbar \omega = E_n - E_k = (me^4 / 2\hbar^2)(1/n^2 - 1/k^2)$$

Это совпадает с обобщенной формулой Бальмера, где постоянная Ридберга

$$R = me^4 / 2\hbar^3 \quad \text{хорошо совпадает с экспериментальным значением.}$$

Квантовые числа

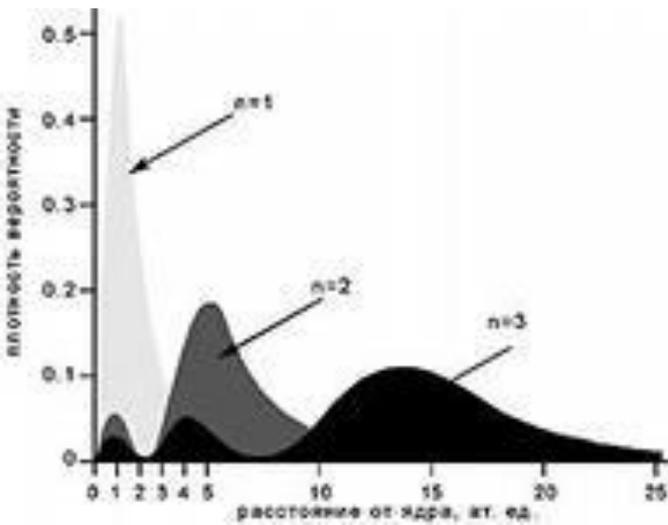
Но теория Бора хорошо описывала только атом водорода. Основная неудача обуславливалась непоследовательностью – то квантовая, то классическая физика. Уравнение Шредингера имеет необходимые решения

$$\Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{Ze^2}{r} \right) \psi = 0 \quad (1)$$

при любом $E > 0$ – непрерывный спектр, соответствует электрону, пролетающему вблизи ядра и удаляющемуся на ∞

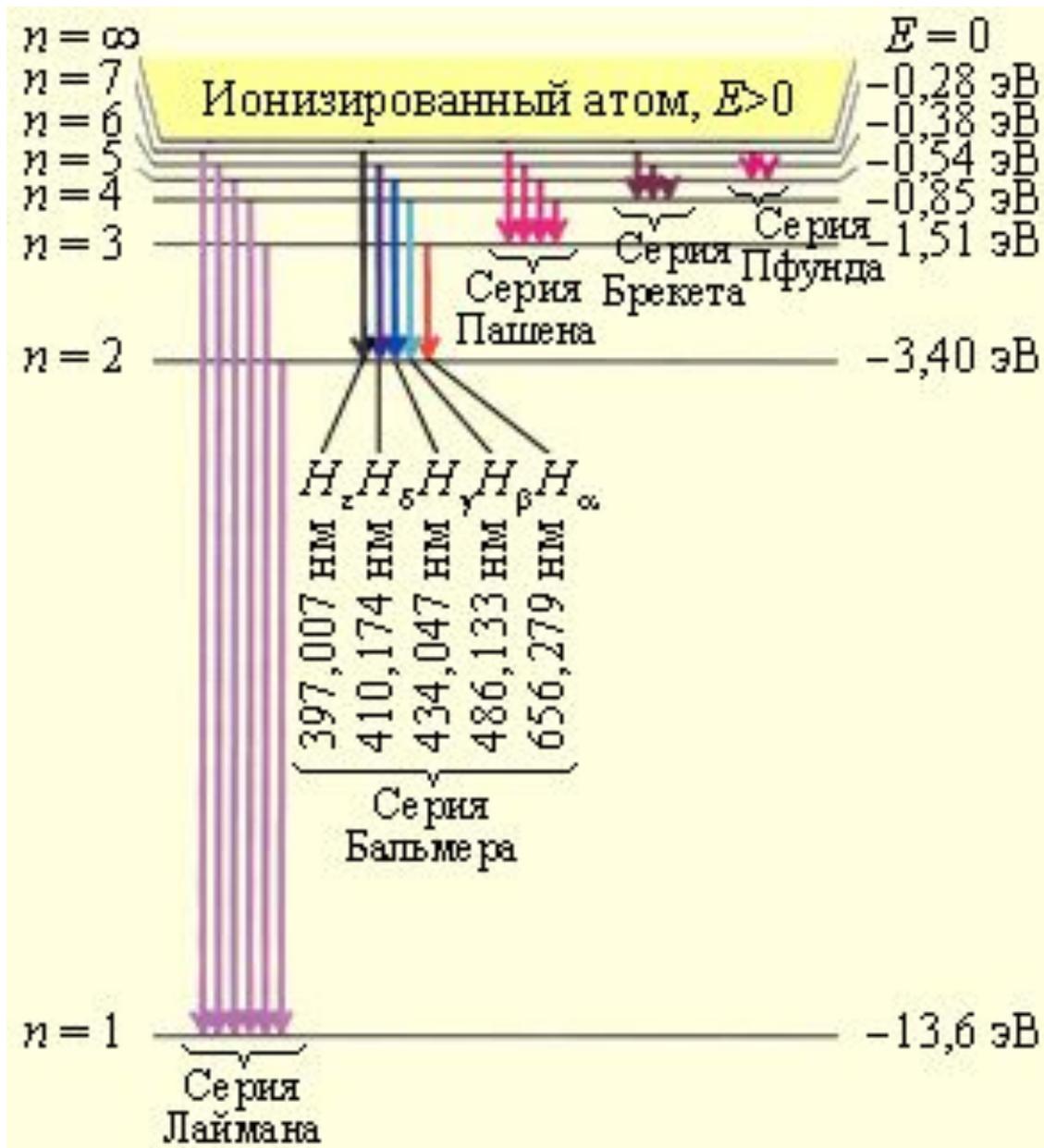
Собственному значению E_n соответствует несколько собственных функций ψ_{nlm} .

- n – главное квантовое число – определяет уровень энергии,
- l – побочное или азимутальное квантовое число – определяет модуль момента импульса: $l = 0, 1, \dots, (n-1)$;
- m – магнитное квантовое число – определяет проекцию момента импульса на направление $m = -l, -(l-1), \dots, 0, \dots, (l-1), l$.



Максимумы плотности вероятности соответствуют Боровским радиусам r_n – наиболее вероятное расстояние от ядра.

Энергетические уровни



Энергетические уровни и переходы электронов, соответствующие различным сериям спектральных линий водорода показаны на рис. При переходах выполняются правила отбора для $\Delta l = \pm 1$

Это обусловлено тем, что фотон обладает собственным моментом импульса, поэтому для сохранения момента импульса необходимо учесть увеличение (при поглощении) или уменьшение (при испускании) момента импульса системы на эту величину.

Спин электрона. Принцип Паули

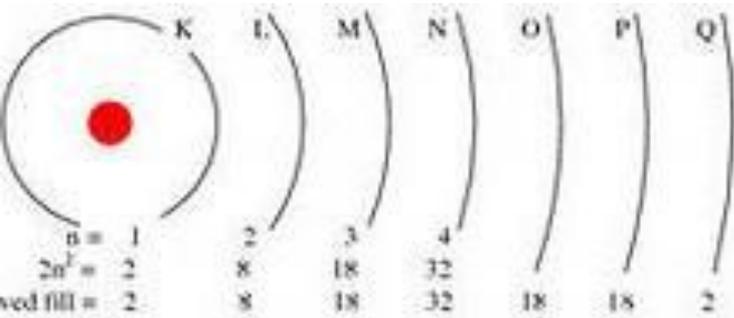
Спектры щелочных металлов на приборах с большой разрешающей силой состоят не из отдельных линий, а из дуплетов. У других металлов могут быть мультиплеты (триплеты, квартеты и т.д.). Такое расщепление линий на компоненты называется тонкой структурой спектров и обусловлено расщеплением энергетических уровней. Для объяснения этого явления Гаудсмит и Уленбек в 1925 г. выдвинули идею о спине - собственном моменте импульса электрона M_s , не связанном с движением электрона в пространстве. Это внутреннее свойство электрона как заряд, масса. s – спиновое квантовое число, равное $\frac{1}{2}$.

Любой электрон в атоме может занимать соответствующие состояния, которые характеризуются квантовыми числами n, l, m, s : $n = 1, 2, 3, \dots$ - главное квантовое число; $l = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$ – азимутальное квантовое число; $m = -l, \dots, -1, 0, 1, \dots, l$ – магнитное квантовое число; $s = \pm 1/2$ - спиновое квантовое число.



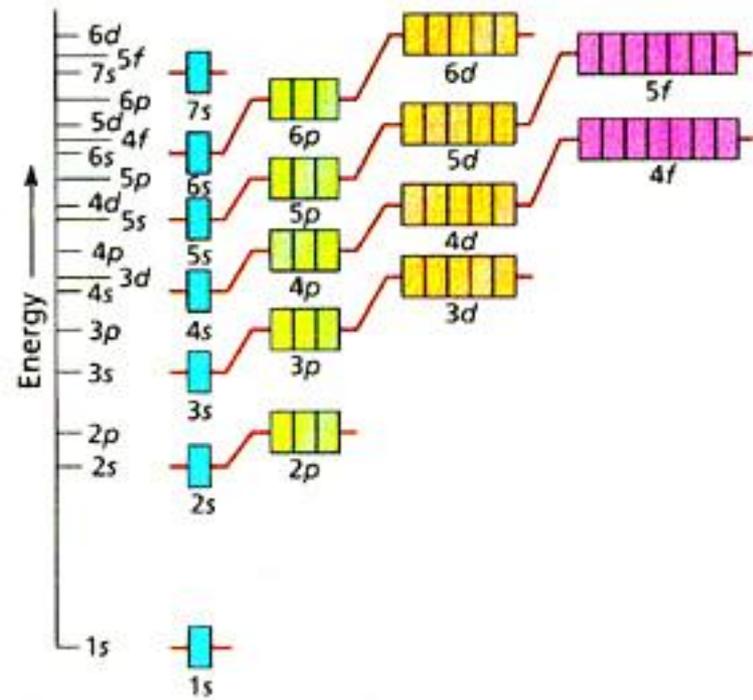
В 1925 г. Паули сформулировал свой принцип: в одной квантовой системе не может быть двух электронов в одинаковом состоянии – обладать одинаковой совокупностью всех квантовых чисел. Каждому значению n соответствует совокупность l, m, s так, что суммарное число состояний $N = 2n^2$

Периодическая система элементов Д. И. Менделеева

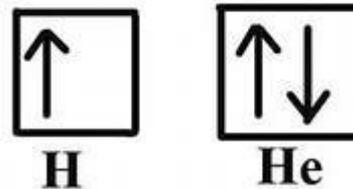


Совокупность электронов с одинаковым n образует атомную оболочку (K, L, M и т.д.). Для различных l образуются подоболочки s , p , d и т.д. Постепенное заполнение оболочек в нормальном (невозбужденном – минимальная энергия) состоянии атомов производится в соответствии с принципом Паули и минимумом энергии.

Это дает объяснение периодичности повторяемости свойств атомов в системе Менделеева. Для каждого атома может быть представлена конфигурация электронов. Сначала заполняются подоболочки s , потом p , потом d и т.д.: $H - 1s^1$; $He - 1s^2$; $Li - 1s^2 2s^1$; $Be - 1s^2 2s^2$; $B - 1s^2 2s^2 p^1$ и т.д.



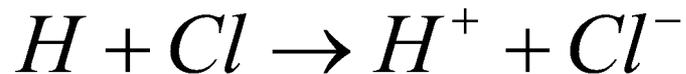
1s Orbital



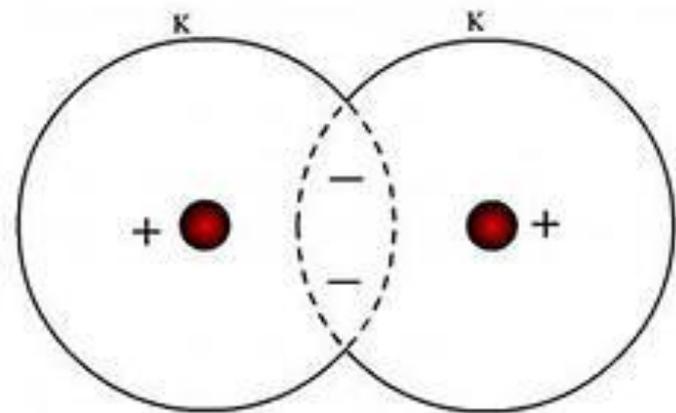
Основные представления о строении молекул

Взаимодействие атомов в молекулах обусловлено взаимодействием внешних валентных электронов. Рассмотрим 2-атомные молекулы. Различают 2 основных вида связи – ионную (гетерополярную) и ковалентную (гомополярную).

Ионная – электроны одного атома переходят к другому атому, достраивая его оболочку до устойчивой (полностью заполнена): HCl -

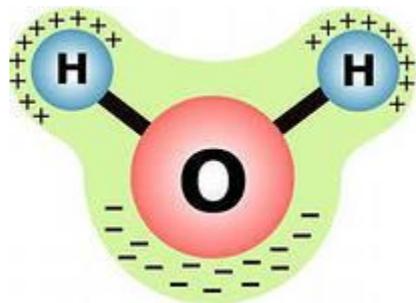


↑↓ При этом образуется 2 иона, притягивающиеся друг к другу.



В ковалентно связанных молекулах электроны движутся около обоих ядер – единая система. Простейшая молекула H_2 : Гайтлер и Лондон в 1927 г. сделали квантовомеханический расчет основного состояния H : два протона и два электрона. Собственные значения $E = E(R)$ зависят от ориентации спинов: при $\uparrow\uparrow$ атомы расходятся – подтверждение принципа Паули, при $\uparrow\downarrow$ возможно устойчивое состояние – молекула при равновесном расстоянии R_0 .

Физическая природа химической связи



Ковалентная связь наблюдается и для разных атомов: H_2O , CN , CH_4 – различная степень ионности – дипольные моменты молекул.

СТРОЕНИЕ МОЛЕКУЛЫ МЕТАНА



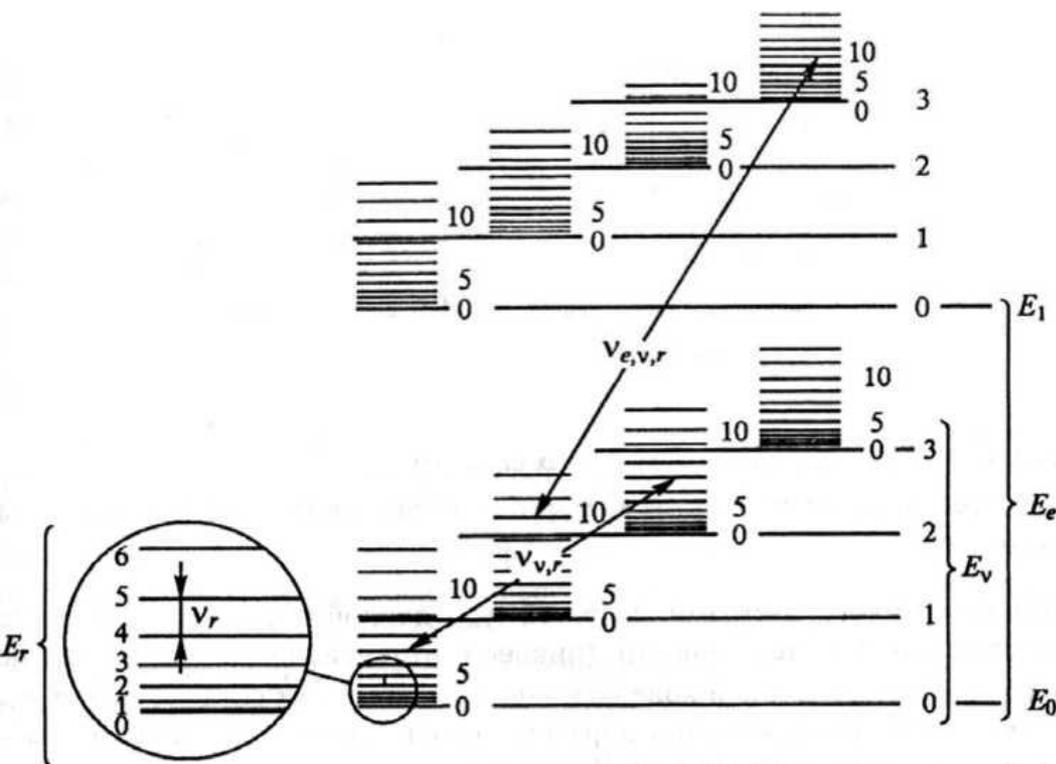
ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ С-С 348 кДж/моль ДЛИНА СВЯЗИ С-С 0,154 нм

ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ С-Н 414 кДж/моль ДЛИНА СВЯЗИ С-Н 0,110 нм

Для молекулы CH_4 наблюдается гибридизация орбиталей C: $1s^2 2s^2 p^2 \Rightarrow 1s^2 2sp^3$ – все связи равноценны – следствие запрета Паули – расположены по углам тетраэдра. Внешние электроны определяют валентность элементов.

Колебательные и вращательные спектры молекул

Энергетические уровни молекулы определяются в основном электронной конфигурацией. Однако ядра вносят вклад в энергию молекулы за счет колебаний и вращения относительно центра масс: $E = E_e + E_v + E_r$, где E_v и E_r – энергия колебательного и вращательного движения.

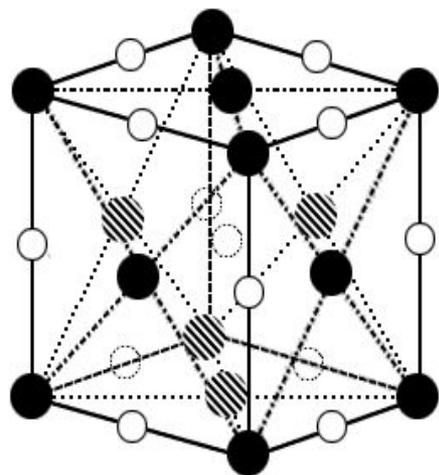


Интервал $\Delta E_v \ll \Delta E_e$ и $\Delta E_r \ll \Delta E_v$. Спектры молекул состоят из полос, которые при высоком разрешении разбиваются на отдельные линии: 1) электронно-колебательные, 2) электронно-колебательно-вращательные, 3) электронно-вращательные. С участием колебательных и вращательных подуровней происходит комбинационное рассеяние, открытое в 1928 г. Раманом и Мандельштамом: при прохождении света через газы, жидкости или прозрачные кристаллы в спектре рассеяния кроме основной частоты ω_0 наблюдаются частоты $(\omega_0 + \omega_i)$ – фиолетовые и $(\omega_0 - \omega_i)$ – красные спутники.

Виды межатомных связей в твердых телах

Различают аморфные и кристаллические твердые тела. Аморфные – изотропны, а в кристаллических – упорядоченное расположение атомов – анизотропия свойств.

По типу связей между атомами или молекулами в кристалле различаются:

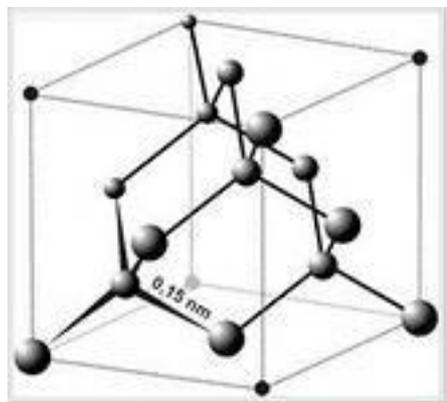


1. *Ионные кристаллы* – в узлах решетки располагаются ионы разных знаков – химическая связь ионная (NaCl) – электростатическое взаимодействие ионов разных знаков.

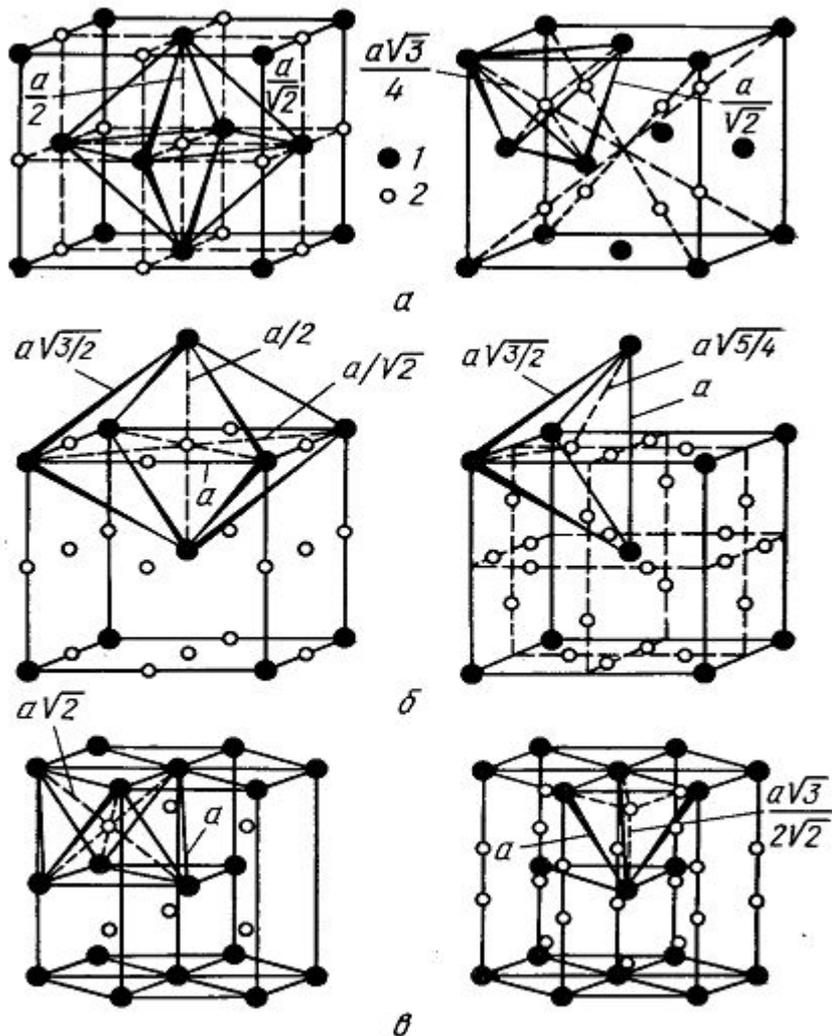
2. *Атомные кристаллы* – в узлах решетки нейтральные атомы. Связь между атомами – ковалентная: алмаз, графит. В алмазе каждый атом связан с 4 соседями по углам тетраэдра, в графите – с 3 соседями в слое и 1 в соседней плоскости \Rightarrow различные свойства кристаллов. Каждый из 4 валентных электронов в алмазе входит в электронную пару, связывающую атом с соседним (также Si , Ge).

3. *Металлические кристаллы* – в узлах решетки ионы, а электроны (электронный газ) движутся между ними, обуславливая металлическую связь.

4. *Молекулярные кристаллы* – в узлах решетки ориентированные молекулы, между которыми Ван-дер-Ваальсовы силы притяжения (CO_2 , H_2O)



Структура твердых тел.



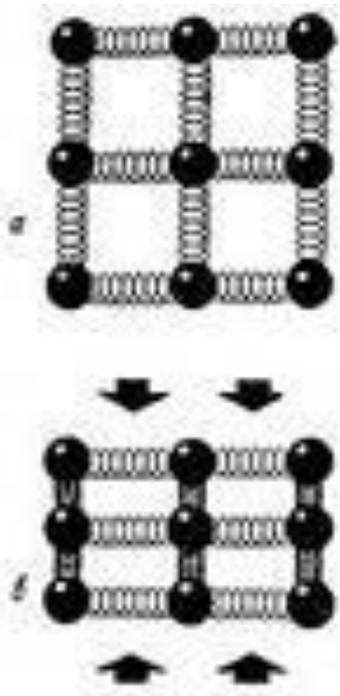
Г. ц. к. (а), о. ц. к. (б) и г. к. (в) решетки. Позиции октаэдрических пустот даны слева, тетраэдрических — справа:

1 — атомы; 2 — пустоты

Весь кристалл может быть получен многократным повторением в 3 пространственных направлениях a, b, c одного и того же структурного элемента — элементарной кристаллической ячейки — параллелепипед на 3 векторах a, b, c под углами α, β, γ . Величины a, b, c — периоды или постоянные решетки, которые вместе с α, β, γ определяют элементарную ячейку и называются параметрами решетки.

Кристаллы образуются из-за плотной упаковки атомов — различные решетки: кубическая, объемноцентрическая, гексагональная, гранецентрическая и т.п.

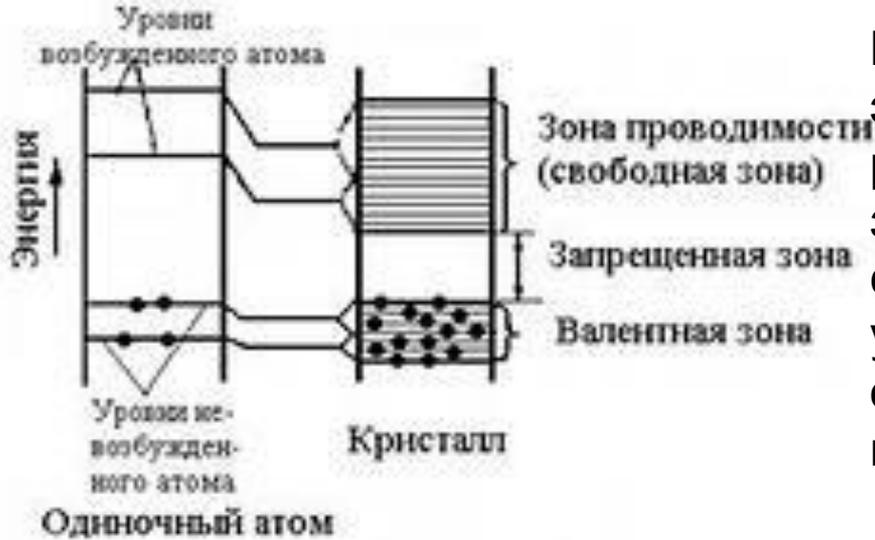
Колебания кристаллической решетки



Атомы или ионы в узлах решетки могут колебаться около своих положений равновесия. Однако эти колебания не являются независимыми. Дебай в своей теории учел не колебания отдельных атомов, а колебания в решетке как целом. Он показал, что в кристалле между его стенками устанавливаются стоячие волны различных частот вплоть до акустических. Минимальная длина волны, возбуждаемая в кристалле, соответствует удвоенному расстоянию между атомами: $\lambda_{min}/2 = d = \lambda$ стоячей волны – меньше быть не может, т.к. нет в узлах волны атомов.

По характеру изменения собственной частоты колебаний, возбуждаемых в решетке, с изменением величины волнового вектора k различают оптические и акустические моды колебаний: акустические (звуковые частоты) – колеблются друг относительно друга одинаковые атомы в различных ячейках; а в оптической ветви (ИК частоты) – колеблются различные атомы друг относительно друга внутри каждой элементарной ячейки.

Зонная теория электропроводности металлов и полупроводников



В твердом теле электроны могут занимать энергетические уровни, которые распределяются по зонам разрешенных и запрещенных значений энергии. По мере сближения N атомов их энергетические уровни расщепляются на N уровней: образуется система разрешенных зон, между которыми запрещенные зоны E_g

При этом валентная зона полностью заполнена, а зона проводимости свободна – реализуется в диэлектриках. Валентная зона заполнена частично или зоны могут перекрываться: образуются металлы. В полупроводниках зонная структура такая же, как у диэлектриков, но только величина E_g меньше, и поэтому при комнатной температуре часть электронов переходит в зону проводимости – образуются носители: электроны в зоне проводимости и дырки в валентной зоне .

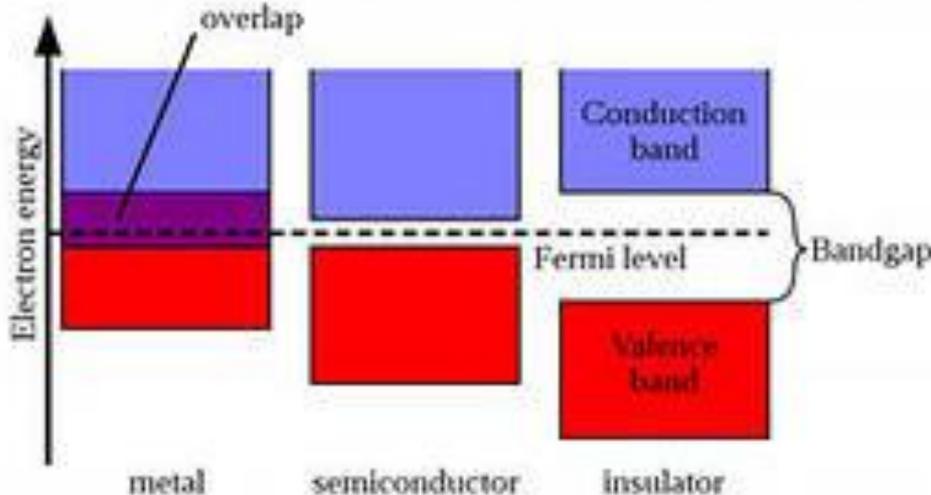
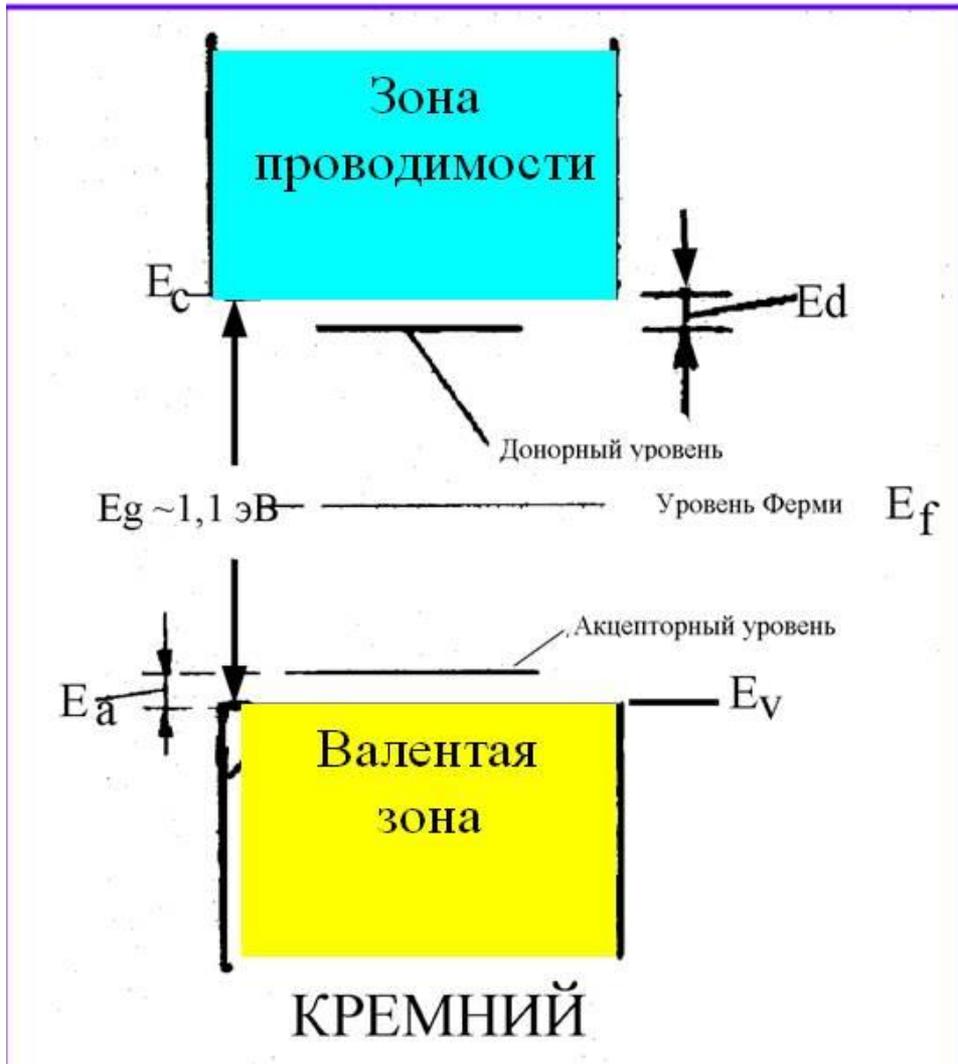


Схема зонной структуры полупроводника



Характерные энергии:

E_c – дно зоны проводимости
 \equiv потолок запрещенной
зоны;

E_g – ширина запрещенной
зоны;

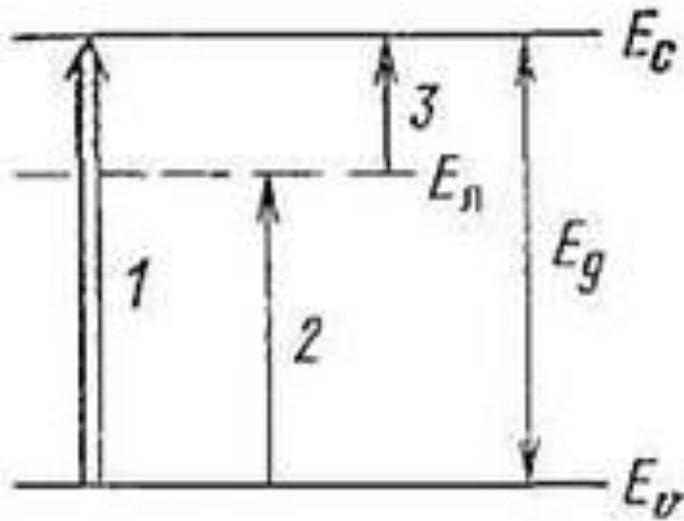
E_v – потолок валентной
зоны \equiv дно запрещенной
зоны;

E_f – энергия уровня Ферми;

E_d – энергия донорного
уровня;

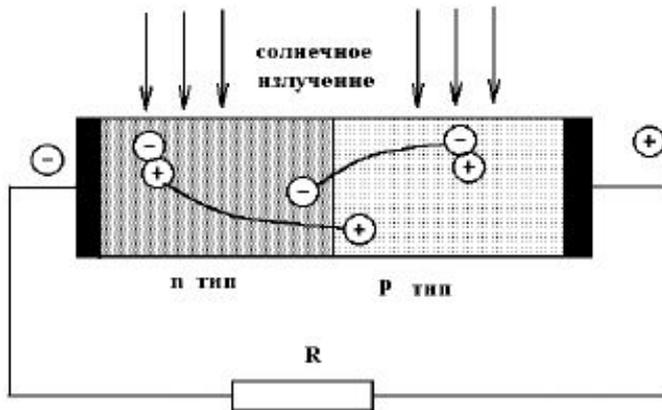
E_a – энергия акцепторного
уровня;

Внутренний фотоэффект



Если полупроводник осветить $h\nu > E_g$, появится дополнительная концентрация носителей: электронов в C -зоне и дырок в V -зоне – собственная фотопроводимость (1). В зависимости от подвижности и времени жизни электронов и дырок наблюдается электронная или дырочная фотопроводимость.

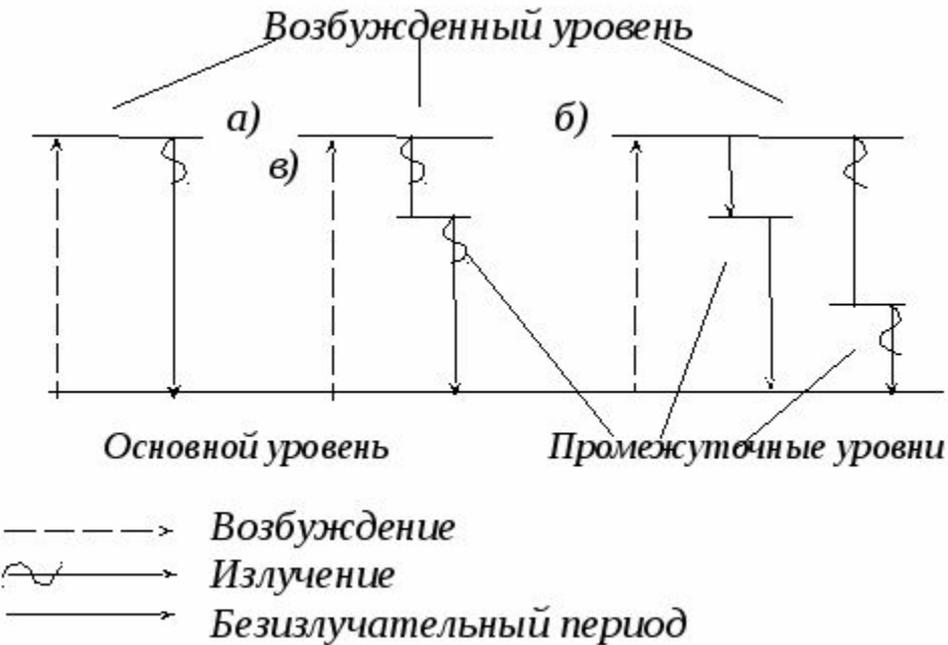
Примесная фотопроводимость – переходы электронов из валентной зоны на акцепторные уровни (2) или с донорных уровней в зону проводимости (3).



Принцип действия ФЭП

В основе солнечных батарей лежит внутренний фотоэффект (фото-ЭДС). На внутреннем фотоэффекте работают системы регистрации изображений: фотография, электрофотография, электронная фотография.

Вынужденные и спонтанные переходы



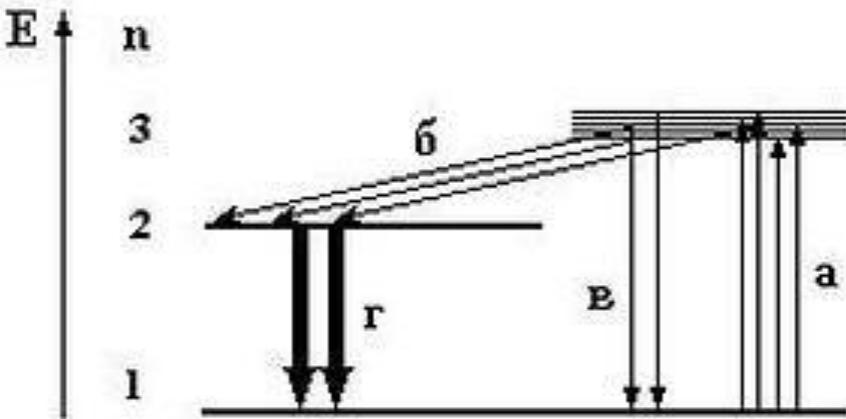
Между энергетическими уровнями возможны различные типы переходов: спонтанные безизлучательные и излучательные (спонтанное излучение) и вынужденные (поглощение) с более низких на более высокие уровни. В 1918 г. Эйнштейн ввел новый вид перехода – вынужденное или индуцированное излучение.

Вынужденное необходимо для установления термодинамического равновесия между излучением и веществом при произвольной интенсивности падающего света, поскольку спонтанное излучение не зависит от падающего излучения.

Свойства вынужденного излучения:

1. Направление вынужденного излучения совпадает с направлением вынуждающего (внешнего) излучения.
2. Совпадают частота, фаза и поляризация вынужденного и вынуждающего излучения.

Населенности энергетических уровней. Принцип работы квантового генератора

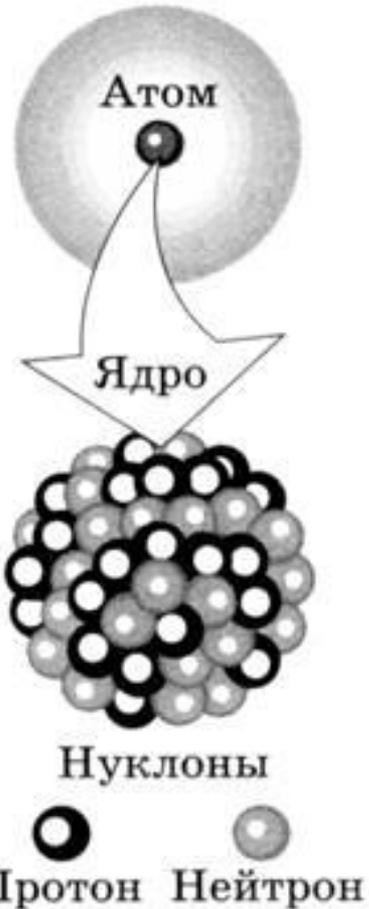


В условиях равновесия населенности уровней определяются распределением Больцмана: с ростом E населенность уменьшается. В этих условиях при прохождении света поглощение преобладает над излучением – свет ослабляется. $E_3 > E_1$; $N_3 < N_1$ – поглощение.

Если создать $N_3 > N_1$, то наблюдается увеличение вынужденного излучения и такая населенность называется инверсной. При этом вынужденное излучение может превысить поглощение – проходящий свет усиливается. На этом принципе основана работа квантовых генераторов.

В 1953 г. Басовым и Прохоровым (СССР) и Таунсом и Вебером (США) были созданы первые молекулярные генераторы в сантиметровом диапазоне – мазеры. В 1960 г. Мейманом (США) был создан первый лазер на рубине ($Al_2O_3(Cr)$). Для создания инверсной населенности использовался метастабильный уровень иона Cr^{3+} , время жизни которого в $\sim 10^5$ раз больше времени жизни в обычном возбужденном состоянии ($\sim 10^{-8}$ с) из-за запрета правилами отбора. При поглощении света накачки (ксеноновой лампы) система переходит в возбужденное состояние 3. Из возбужденного состояния можно вернуться в основное состояние 1 или перейти в метастабильное 2. При достаточной мощности накачки на 2 может создаваться инверсная населенность.

Строение атомных ядер



Протон – ядро водорода. Остальные ядра: протоны + нейтроны – нуклоны.

Протон открыл Резерфорд (1919): заряд «+e», масса $m_p = 1836m_e$, спин $s = \frac{1}{2}$, собственный магнитный момент $m_p = +2,79 m_j$.

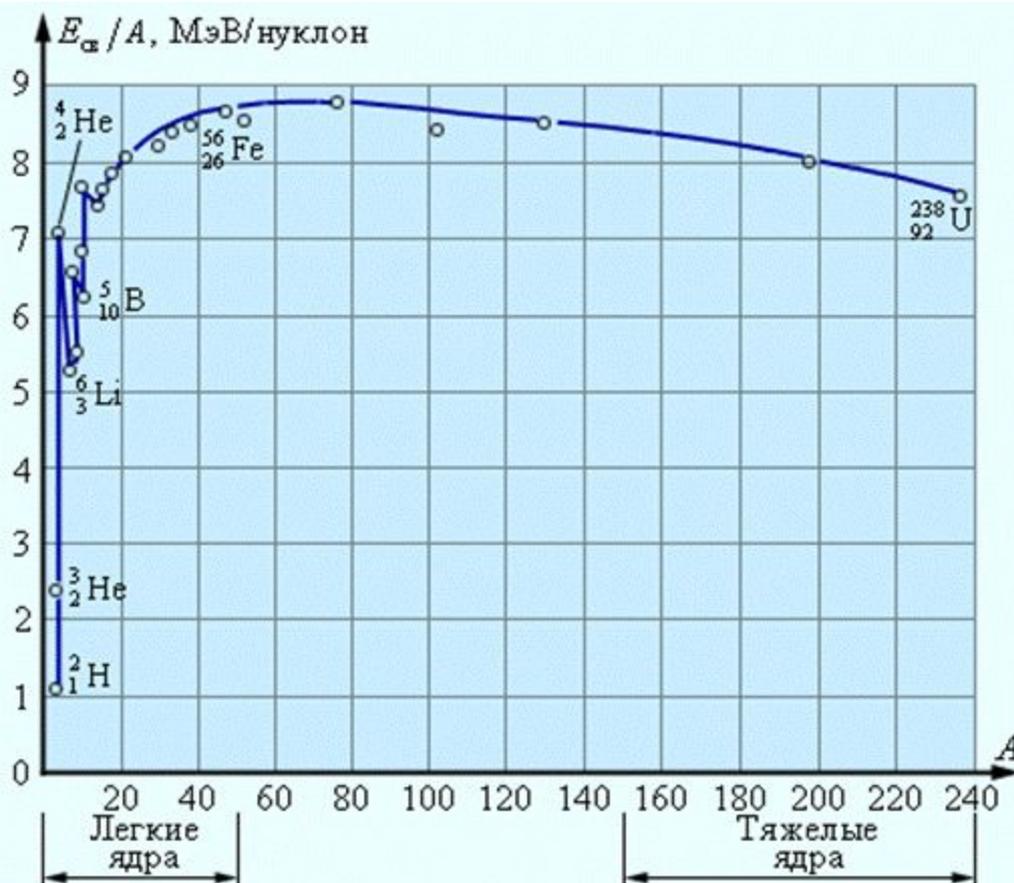
Нейтрон открыл Чедвик (1932): заряд $q = 0$, $m_n = m_p + 2,5m_e$, спин $s = \frac{1}{2}$, собственный магнитный момент (несмотря на $q = 0$) $m_n = -1,91 m_j$ – собственный механический и магнитный моменты противоположны.

Зарядовое число Z определяется порядковым номером в периодической системе (атомный номер). Заряд Ze определяется числом протонов. Число нуклонов A – массовое число. Число нейтронов $N = A - Z$. Ядра с одинаковым Z , но разными A – изотопы; одинаковые A , но разные Z – изобары.

Спины нуклонов складываются в результирующий спин ядра, но при этом большинство нуклонов в ядре имеют взаимно компенсирующие спины: у четно-четных ($N = 2n$, $Z = 2k$) ядер спин равен 0. Ядро в 1 приближении можно считать шаром: $r = 1,3 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3} \text{ см} = 1,3 \cdot A^{1/3} \text{ Ферми}$ – плотность во всех ядрах почти одинакова.

Энергия связи и устойчивость ядер

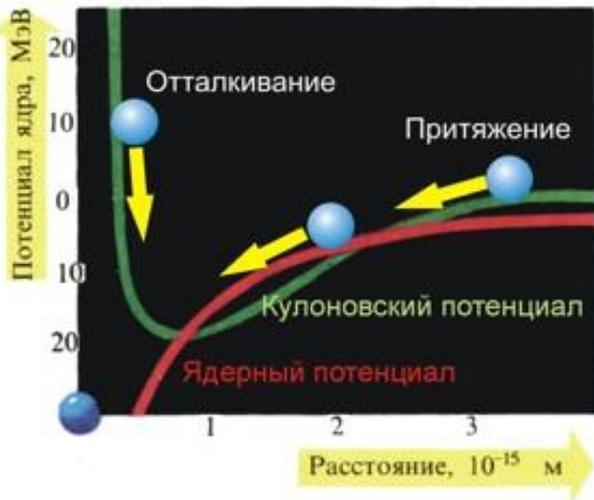
В 1920 г. английский физик Ф.Астон установил с помощью масс-спектрографа, что $M_{\text{я}}$ меньше суммы масс нуклонов. Дефект масс $\Delta M = (Zm_p + Nm_n) - M_{\text{я}}$ в соответствии с теорией относительности сопоставляется с энергией связи нуклонов в ядре: $E_{\text{св}} = \Delta Mc^2$ – работа для разделения ядра на нуклоны. Удельная энергия связи $E_{\text{св.уд}} = E_{\text{св}}/A = 1-9$ МэВ/нуклон в 10^6 раз больше, чем энергия связи валентных электронов в атоме (~ 10 эВ), - обеспечивает устойчивость ядер.



- $E_{\text{св.уд}}$ немонотонно зависит от массового числа A : она максимальна у элементов с $A = 50-60$ (от Cr до Zn). Это делает энергетически выгодными 2 процесса:
- 1) деление тяжелых ядер на более легкие;
 - 2) слияние очень легких ядер в более тяжелые (синтез).

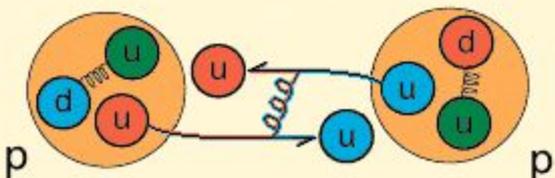
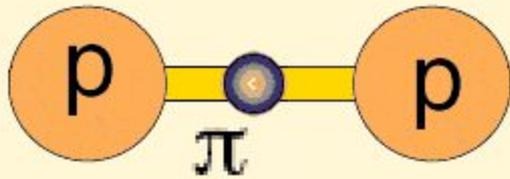
Ядерные силы

Сразу же после открытия нейтронов Иваненко предложил протонно-нейтронную модель ядра, которая стала основой всех дальнейших моделей.

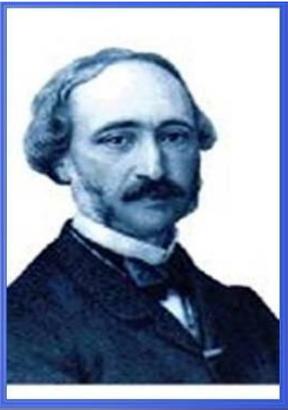
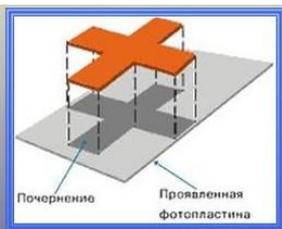


Ядерное взаимодействие называется сильным и описывается с помощью поля ядерных сил, которые имеют особенности:

1. Короткодействие: $r < 10^{-13}$ – отталкивание;
 2. Не зависят от заряда (протоны и нейтроны взаимодействуют одинаково);
 3. Зависят от ориентации спинов (дейтрон только с параллельными спинами нейтрона и протона);
 4. Не являются центральными (зависят от спинов нуклонов);
 5. Насыщаемы (нуклон может взаимодействовать с ограниченным числом нуклонов) – удельная энергия связи почти постоянна и объем ядра $\sim A$.
- Японский физик Юкава в 1935 г. выдвинул гипотезу о ядерном взаимодействии как обмене частицами – π -мезонами (пионы). Поскольку взаимодействие должно осуществляться только на $r \sim 10^{-13}$ см, то мезоны должны иметь массу покоя 200-300 m_e .

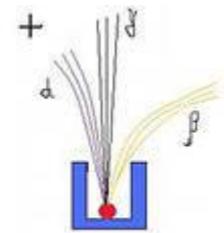


Естественная радиоактивность

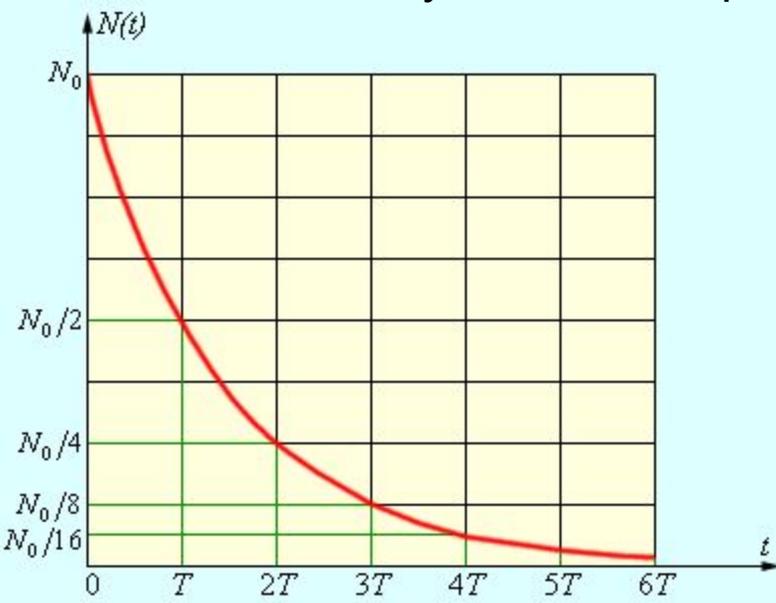


Самопроизвольное превращение одних ядер в другие наблюдается у ядер в природных условиях и сопровождается испусканием частиц. Было открыто в 1896 г. французским ученым А.Беккерелем.

А.А. Беккерель



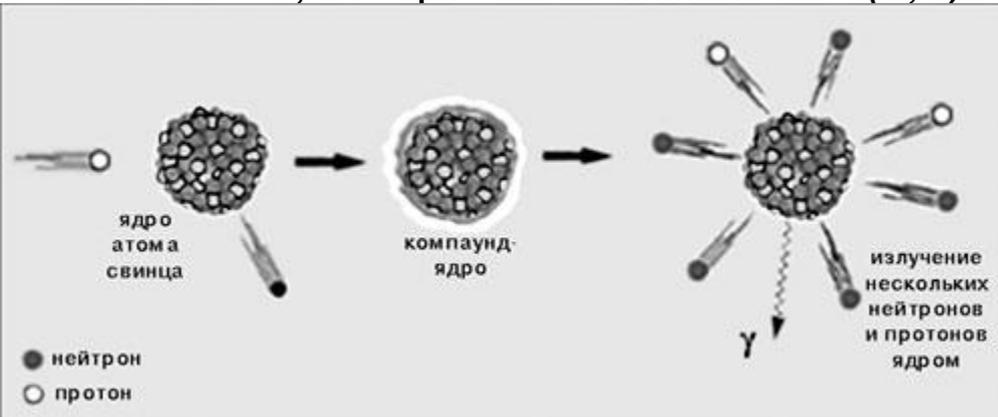
Резерфорд обнаружил, что радиоактивное излучение по-разному ведет себя в магнитном поле: α -излучение и β -излучение – положительные и отрицательные частицы. Позже было открыто γ -излучение – нейтральные частицы



Закон радиоактивного распада. Отдельные радиоактивные ядра распадаются независимо друг от друга: $dN = -\lambda N dt \Rightarrow N = N_0 e^{-\lambda t}$ – закон радиоактивного распада, открытый в 1903 г. П. Кюри, λ – постоянная распада. $N = N_0/2 \Rightarrow N_0/2 = N_0 e^{-\lambda T}$. Период полураспада $T = \ln 2 / \lambda = 0,693 / \lambda$. $T = 3 \cdot 10^{-7} \text{ с} - 5 \cdot 10^{15} \text{ лет}$ – широко используется для определения возраста различных пород, отмерших растений (${}^{14}_6\text{C}$ -радиография).

Ядерные реакции. Искусственная радиоактивность

Ядерная реакция – процесс взаимодействия атомного ядра с элементарной частицей или другим ядром, приводящий к преобразованию ядра. Взаимодействие осуществляется ядерными силами при сближении на $r \sim 10^{-13}$ см. Обычно легкая частица «а» взаимодействует с ядром X и получается ядро Y и легкая частица «b»: $X + a \Rightarrow Y + b$, которая записывается $X(a,b)Y$.



В 1936 г. Бор установил, что реакции с участием не очень быстрых частиц протекают с образованием промежуточного ядра Π (компаунд-ядро): $X + a \Rightarrow \Pi \Rightarrow Y + b$. Время жизни компаунд-ядра $\tau_{\Pi} = 10^{-14} - 10^{-12}$ с.

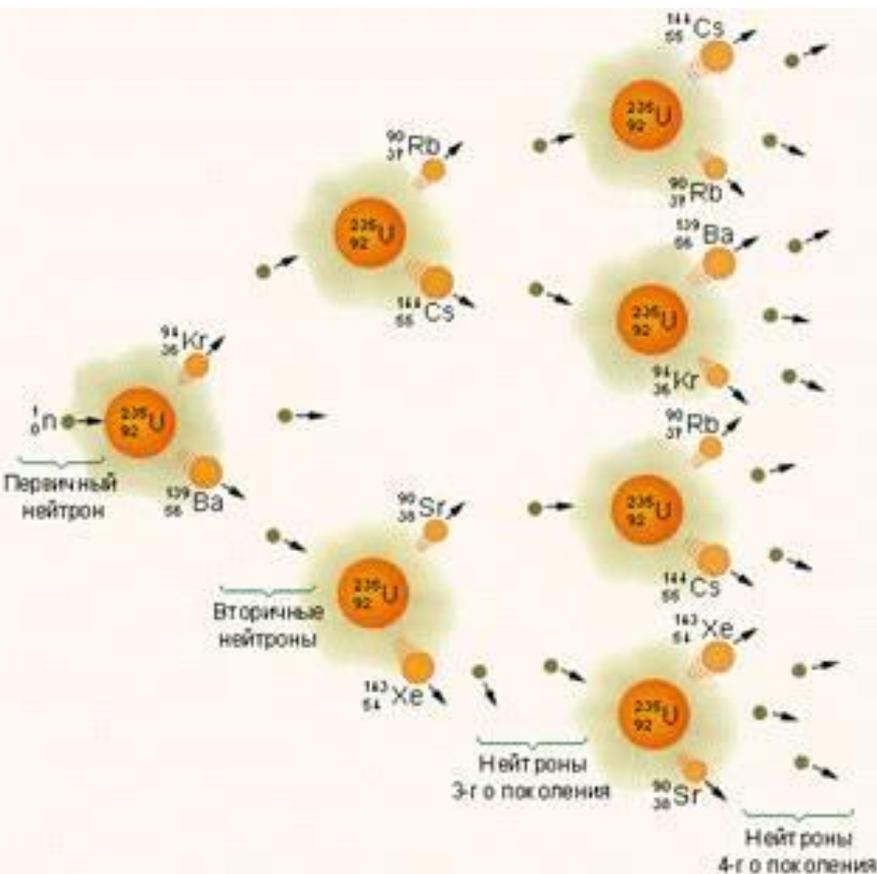
Первую ядерную реакцию осуществил Резерфорд в 1919 г.: ${}^7_{14}\text{N} + \alpha \Rightarrow {}^8_{17}\text{O} + p$, где использовались природные α -частицы.

В 1932 г. Кокрофт и Уолтон осуществили первую ядерную реакцию с помощью искусственно ускоренных частиц: ${}^3_7\text{Li} + p \Rightarrow {}^2_4\text{He} + \alpha$.

Радиоактивность ядер, полученных в результате ядерных реакций – искусственная радиоактивность. Широко используется для получения новых элементов: в 1934 г.

Ган и Мейтнер – первые трансураниевые элементы Np и Pu .

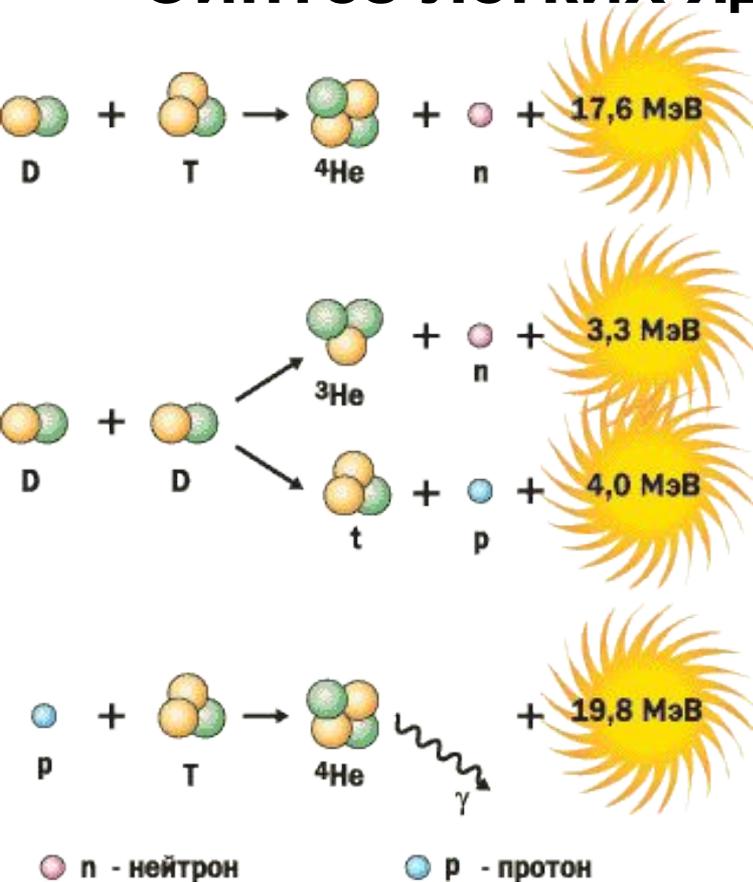
Деление тяжелых ядер. Цепная реакция деления



В 1938 г. немецкие ученые Ган и Штрассман открыли реакцию деления урана при облучении нейтронами: $U + n \Rightarrow X + Y$. Относительное число нейтронов в тяжелых ядрах больше, чем в средних, в связи с чем осколки неустойчивы и в результате реакции выделяются избыточные нейтроны. В среднем на каждый акт деления приходится 2,5 нейтрона. Эти дополнительные нейтроны могут инициировать следующие реакции деления U и таким образом возможно развитие цепной реакции: $1n \Rightarrow 2n \Rightarrow 2^2n \Rightarrow 2^3n$ и т.д., т.е. количество нейтронов увеличивается в геометрической прогрессии.

Реально не все нейтроны поглощаются активными ядрами: часть вылетает из зоны реакции. Для возникновения цепной реакции существует критическая масса. Эффективными для развития цепной реакции являются ядра ${}_{92}^{235}\text{U}$, ${}_{94}^{239}\text{Pu}$. В природе уран содержит $\sim 1\%$ ${}_{92}^{235}\text{U}$ и $\sim 99\%$ ${}_{92}^{238}\text{U}$. Для эффективной цепной реакции в атомной бомбе используется обогащенный ${}_{92}^{235}\text{U}$: 2 части докритической массы быстро приводятся в контакт и под действием естественного фона нейтронов (космические лучи) развивается цепная реакция на быстрых нейтронах.

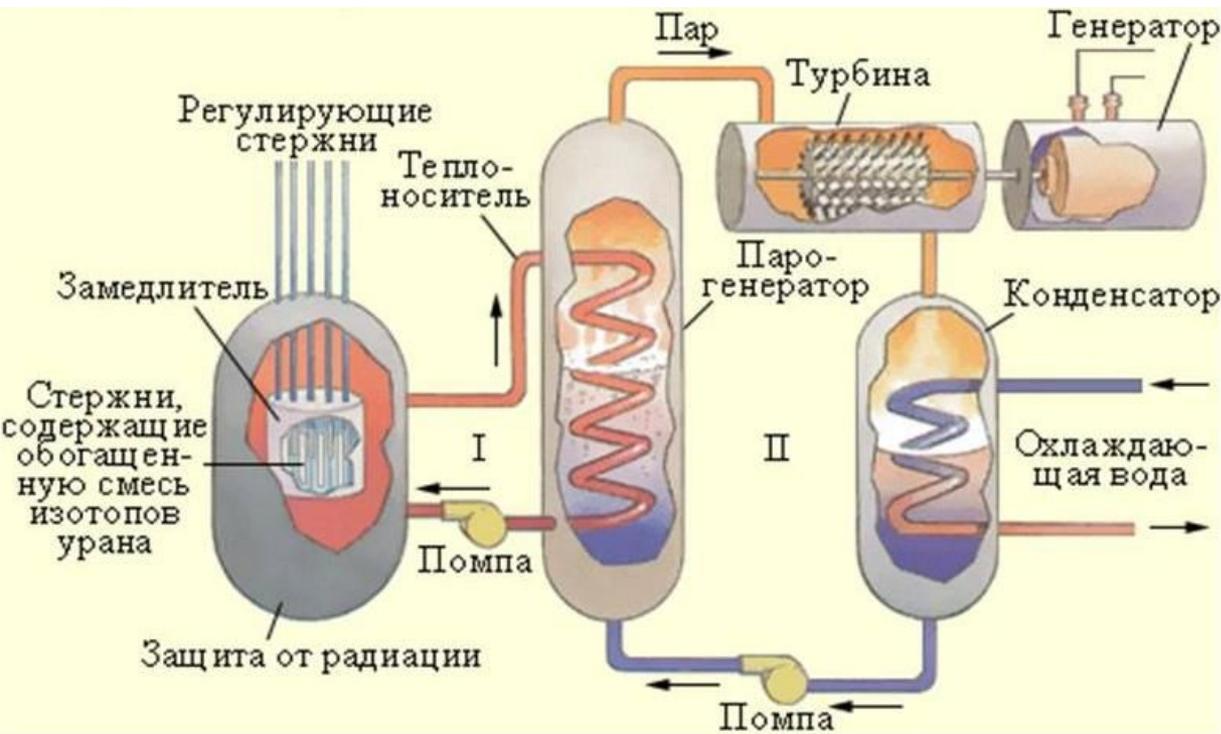
Синтез легких ядер. Термоядерные реакции



Слияние легких ядер в одно, как и деление тяжелых ядер, сопровождается выделением энергии. Для преодоления отталкивания нужны большие кинетические энергии – высокие температуры, поэтому такой процесс называется термоядерным синтезом. Энергия отталкивания $E = Z_1 Z_2 e^2 / r_{\text{я}}$ и при $Z_1 = Z_2 = 1$ получается $E \sim 0,7 \text{ МэВ}$, что соответствует температуре $\sim 2 \cdot 10^9 \text{ К}$. Однако термоядерная реакция может протекать и при меньших T , т.к. из-за распределения частиц по скоростям есть частицы с очень большими скоростями и слияние ядер может происходить в результате туннельного эффекта. Поэтому некоторые термоядерные реакции протекают с заметной интенсивностью при $T \sim 10^7 \text{ К}$.

Наиболее благоприятны условия для синтеза ядер дейтерия и трития, т.к. эта реакция резонансна: ${}_1^2\text{H} + {}_1^3\text{H} \Rightarrow {}_2^4\text{He} + n$. Такая реакция лежит в основе водородной бомбы, для создания высокой температуры ($\sim 10^7 \text{ К}$) в которой служит атомная бомба. Эта реакция сопровождается выделением энергии $\sim 3,5 \text{ МэВ/нуклон}$, а при делении урана $E \sim 0,7 \text{ МэВ/нуклон}$. Термоядерная реакция является одним из возможных источников энергии Солнца и звезд, где температура достигает $10^7 - 10^8 \text{ К}$.

Ядерный реактор

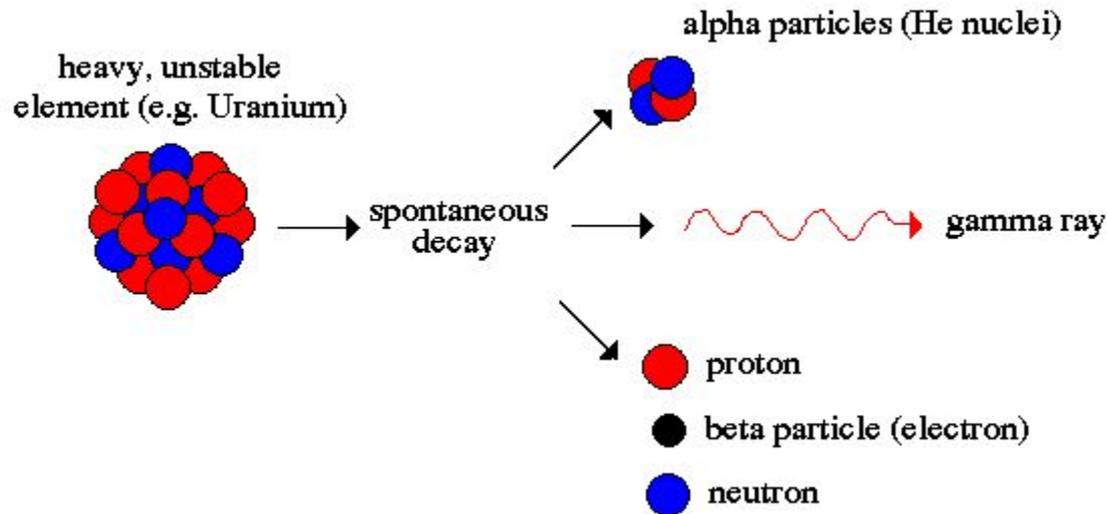


Первый уран-графитовый реактор – 1942 г. в Чикаго Э. Ферми, а в 1946 г. в Москве – И.В.Курчатов. Для регулирования скорости реакции используются поглотители нейтронов – стержни с Cd или B . Вначале ядерные реакторы использовались для получения ${}_{94}^{239}Pu$ для атомных бомб, а деление ${}_{92}^{235}U$ использовалось лишь для поддержания цепной реакции.

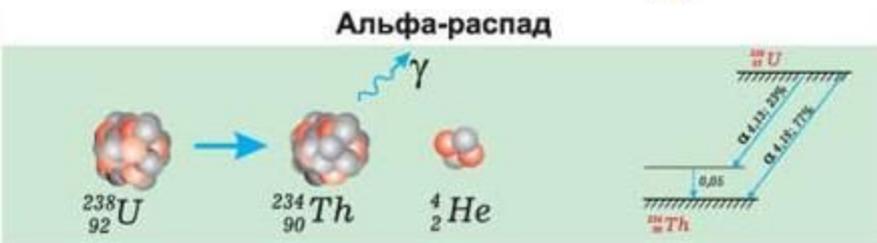
Если выделяемую энергию снимать теплоносителем и превращать воду в пар, который вращает турбину, то получится АЭС, которая впервые была построена в СССР в 1954 г. в Обнинске (5000 кВт).

Перспективны управляемые термоядерные реакции, поскольку являются практически неисчерпаемыми источниками энергии. При этом нужно решать очень сложные технические и экологические задачи.

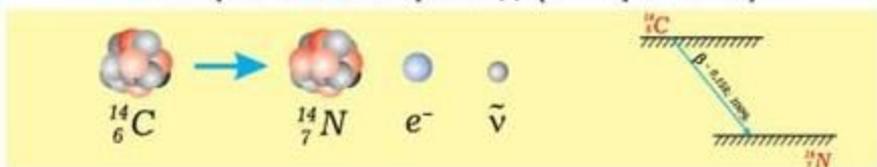
Виды радиоактивности



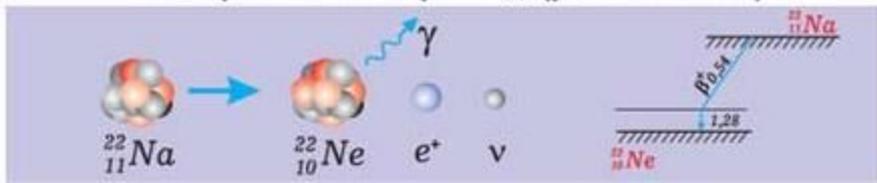
Общая схема α -распада с излучением α -частиц (ядра ${}^4_2\text{He}$):
 ${}_Z^A\text{X} \rightarrow {}_{Z-2}^{A-4}\text{Y} + {}^4_2\text{He}$. α -частицы обладают кинетической энергией за счет разницы энергии покоя исходного ядра X и суммарной энергии покоя дочернего ядра Y и α -частицы, и эта энергия ~ 6 МэВ.



Электронный бета-распад ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$)

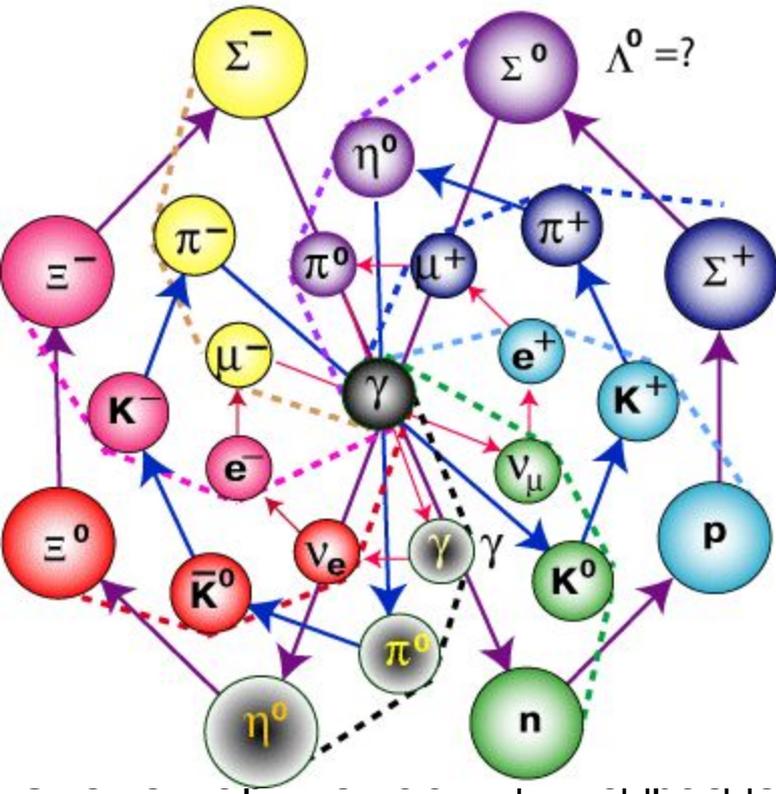


Позитронный бета-распад ($p \rightarrow n + e^+ + \nu$)



При β -распаде должна образовываться еще одна частица (нейтрино или антинейтрино) – Паули (1932) из-за сохранения энергии и спина. Ядра Y также могут образовываться в возбужденном состоянии и при переходах в основное состояние может излучаться γ -квант, протон, нейтрон, электрон и т.п. При взаимодействии γ -кванта с веществом он может поглотиться (Y^*), рассеяться (комptonовское рассеяние) или родить пару ${}_{-1}^0e$ и ${}_{1}^0e$.

Элементарные частицы



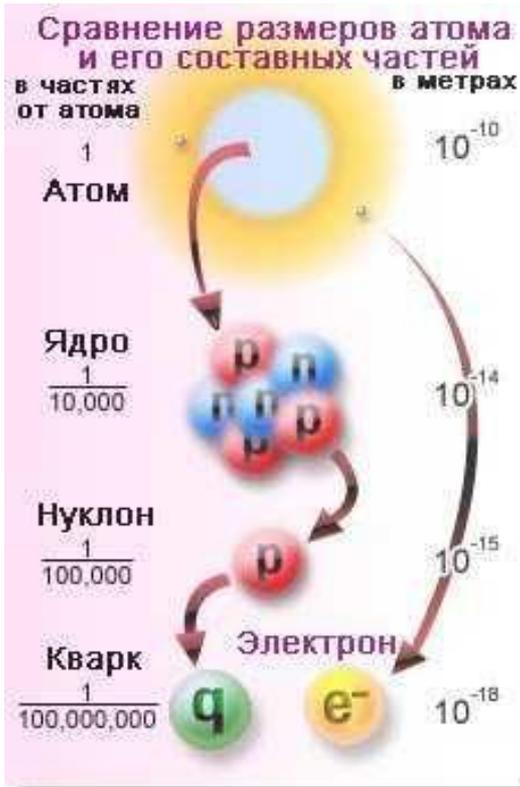
Под элементарными частицами обычно понимают микрочастицы, которые не являются объединениями других частиц, не имеют собственной структуры. Элементарная частица обнаруживается и регистрируется по взаимодействию с веществом. Известны 4 вида взаимодействия частиц, интенсивность которых характеризуется константой взаимодействия K :

1. Сильное – связь нуклонов в ядре: $K \sim 10$, радиус действия $r \sim 10^{-13}$ см.
2. Электромагнитное – $K \sim 10^{-2}$, r .
3. Слабое – ответственно за все виды β -распада: $K \sim 10^{-14}$, $r \sim 10^{-13}$ см.
4. Гравитационное – связано с массой: $K \sim 10^{-39}$, $m_0 = 0$.

1. Фотоны – участвуют в электромагнитном взаимодействии, $m_0 = 0$.
2. Лептоны (легкие) – не обладающие сильным взаимодействием – электроны, мюоны, нейтрино. Спин $s = 1/2$. Заряженные участвуют в эл/магн. взаимодействии.
3. Мезоны – сильновзаимодействующие частицы без барионного заряда: пионы, K -мезоны, h -мезон. Участвуют в сильном и эл/магн. взаимодействии. $s = 0$.
4. Барионы – нуклоны и гипероны (масса больше нуклонов), обладающие сильным взаимодействием. $s = 1/2$.

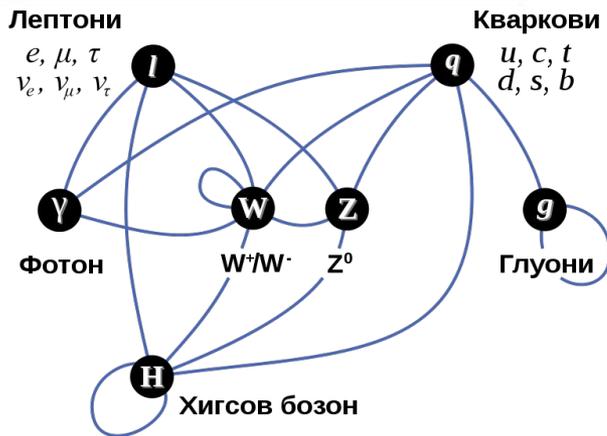
Есть гипотеза о существовании гравитонов

Субъядерные структуры. Кварки



Основные проблемы связаны с множественностью элементарных частиц, вопросами их взаимодействия, а также с «элементарностью» частиц. В 1964 г. Гелл-Манн (США) и независимо Цвейг (Швейцария) выдвинули идею кварков (« q »): все частицы построены из 3 частиц, которым приписываются дробные квантовые числа. В частности, электрический заряд кварков: u (up – верхний) – « $+2/3$ »; d (down – нижний) – « $-1/3$ », s (strange – странный) – « $-1/3$ ». Кроме кварков рассматриваются антикварки ($u\sim, d\sim, s\sim$).

Мезоны образуются из пары кварк-антикварк: $\pi^+ = u d\sim$ ($q = 2/3 + 1/3 = 1; B=0; s=0$); $\pi^- = u\sim d$ ($q = -2/3 - 1/3 = -1, s=0$). Барионы – 3 кварка: $p = uud$ ($q = 1, s = 1/2$); $n = udd$ ($q = 0, s = 1/2$) и т.д.



Модель кварков плодотворна: позволяет систематизировать уже известные частицы и предсказывать новые. Пока кварки в свободном состоянии не обнаружены и физики склоняются к тому, что их и не может быть в таком состоянии.