Тепловое излучение.(С) –

это испускание электромагнитных волн за счет внутренней энергии тел. Атомы и молекулы излучающего тела переходят в возбужденное состояние за счет энергии теплового движения и при обратном переходе в невозбужденное состояние испускают электромагнитные волны. Тепловое излучение имеет место при любой температуре, отличной от T=0K. При низких температурах излучаются длинные (инфракрасные) волны, а при высоких волны видимого диапазона и короткие (ультрафиолетовые) волны.

Характеристики теплового излучения. (С)

Энергетическая светимость – это энергия, испущенная с единицы площади поверхности в единицу времени:

$$R_T = \frac{dW}{dSdt}$$

Энергетическая светимость является функцией температуры.

Спектральной плотностью энергетической светимости называется энергия, излученная с единицы площади поверхности в единицу времени в интервале частот ν до ν+dν:

$$R_{\nu,T} = \frac{dW_{\nu,\nu+d\nu}}{dSdtd\nu}$$

Энергетическая светимость является интегральной суммой по всем частотам.

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

$$R_{\nu,T} = \frac{dW_{\nu,\nu+d\nu}}{dSdtd\nu}$$

$$R_{\lambda,T} = \frac{dW_{\lambda,\lambda+d\lambda}}{dSdtd\lambda}$$

Поэтому

$$R_{\nu,T}d\nu = R_{\lambda,T}d\lambda$$

$$R_{\lambda,T} \to R_{\nu,T}$$

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \Rightarrow \frac{d\lambda}{d\nu} = -\frac{c}{\nu^2}$$

Знак минус показывает, что если частота уменьшается, то длина волны увеличивается и наоборот.

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

С помощью этой формулы можно перейти от $R_{\lambda,T}$ к $R_{\nu,T}$.

Спектральная плотность энергетической светимости зависит от:
1) материала тела
2) состояния поверхности
3) частоты (длины волны)
4) температуры

Спектральная поглощательная способность – это физическая величина, определяемая долей (частью) энергии, приносимой электромагнитной волной за 1 с на 1 м^2 в интервале частот от ν до ν+dν и поглощаемой телом:

$$A_{\nu,T} = \frac{dW^{\text{погл}}_{\nu,\nu+d\nu}}{dW_{\nu,\nu+d\nu}}$$

Зависит от:
1) материала тела,
2) состояния поверхности
3) частоты (длины волны)
4) температуры

Абсолютно черное тело – это тело, которое полностью поглощает все падающее на него излучение любой частоты при любой температуре. $A^{\text{ч.т}}{}_{\nu,T} = 1$.

Серое тело – тело, у которого поглощательная способность меньше единицы и одинакова для всех длин волн:

$$A^{\text{c}}{}_{\nu,T} = A_T < 1 - const$$

Для всех остальных тел $A_{\nu,T} < 1 \neq const$.

Черное тело.(С)

Абсолютно черное тело – это тело, которое полностью поглощает все падающее на него излучение любой частоты при любой температуре. $A^{\text{ч.т}}{}_{\nu,T} = 1.$

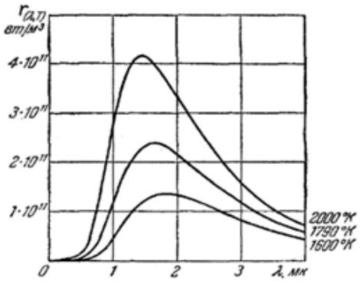
Особенности спектра абсолютно черного тела:

1) Энергия в спектре распределена не равномерно.

2) Спектр непрерывен.

3) Все спектры проходят через максимум.

4) С повышением температуры максимум кривой смещается в сторону более коротких длин волн.



Закон Кирхгофа. (С):

Тело, обладающее большей энергетической светимостью, теряет в единицу времени с единицы поверхности больше энергии, чем тело, обладающее меньшей $R_{\nu,T}$. Поскольку температура тел не меняется, то, значит, первое тело в единицу времени единицей площади поглощает больше энергии, чем второе тело. Отсюда вытекает соотношение:

$$\left(\frac{R_{\nu,T}}{A_{\nu,T}}\right)_1 = \left(\frac{R_{\nu,T}}{A_{\nu,T}}\right)_2 = \left(\frac{R_{\nu,T}}{A_{\nu,T}}\right)_3 = \cdots = \left(\frac{R_{\nu,T}}{A_{\nu,T}}\right)_n = r_{\nu,T}\ldots.$$

отношение спектральной плотности энергетической светимости к спектральной поглощательной способности не зависит от природы тела, оно является для всех тел одной и той же (универсальной) функцией частоты (длины волны) и температуры. $r_{\nu,T}$ - универсальная функция Кирхгофа.

Закон Стефана-Больцмана. (С)

Долгое время попытки получить теоретически вид функции $r_{\nu,T}$ не давали общего решения задачи. Стефан (1879), анализируя экспериментальные данные, пришел к выводу, что энергетическая светимость любого тела пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры. Больцман (1884), исходя из термодинамических соображений, получил теоретически для энергетической светимости абсолютно черного тела: $R_e = \int_0^\infty r_{\nu,T}\, d\nu = \sigma T^4$ - это закон Стефана – Больцмана. $\sigma = 5{,}7\ 10^{-8}$ Вт/(м^{2}К^4) – постоянная Стефана – Больцмана.

Закон Вина и закон смещения Вина (С)

Вин (1893), воспользовавшись, кроме термодинамики, электромагнитной теорией, показал, что спектральная плотность энергетической светимости абсолютно черного тела должна иметь вид $r_{\nu,T} = \nu^3 f\left(\frac{\nu}{T}\right)$ - закон Вина. Здесь $f\left(\frac{\nu}{T}\right)$ - некоторая функция от $\left(\frac{\nu}{T}\right)$. Получим выражение для $r_{\lambda,T}$.

$$r_{\lambda,T} = r_{\nu,T}\frac{d\nu}{d\lambda} = \nu^3 f\left(\frac{\nu}{T}\right)\frac{c}{\lambda^2} = \frac{c^3}{\lambda^5} f\left(\frac{c}{\lambda T}\right) = \frac{1}{\lambda^5}\psi(\lambda T).$$

Согласно экспериментальным данным $r_{\lambda,T}$ имеет максимум, т.е.

$$\left.\frac{dr_{\lambda,T}}{d\lambda}\right|_{\lambda=\lambda_m} = 0.$$

$$\frac{dr_{\lambda,T}}{d\lambda} = \frac{1}{\lambda^6}\left(\lambda T\psi'(\lambda T) - 5\psi(\lambda T)\right).$$

Выражение в скобках представляет собой некоторую функцию $\zeta(\lambda T)$, которая должна быть равна нулю при $\lambda = \lambda_m$:

$$\zeta(\lambda_m T) = 0.$$

Решением этого уравнения относительно $(\lambda_m T)$ является некоторое число b. Таким образом, $\lambda_m = \frac{b}{T}$ - это закон смещения Вина: длина волны, соответствующая максимуму спектральной плотности энергетической светимости абсолютно черного тела обратно пропорциональна температуре. b - постоянная Вина. Экспериментальное значение $b = 2.90 \cdot 10^{-3}$ м · К.

$(r_{\lambda,T})_{max} = C \cdot T^5$, C=1.3· 10^{-5} Вт/(м^{3}К^5).

Формула Рэлея-Джинса.(С)

Рэлей и Джинс представили равновесное излучение в полости как термодинамическую систему, обладающую определенным числом степеней свободы. Рэлей и Джинс применили к равновесному излучению в полости теорему классической статистической механики о равномерном распределении энергии по степеням свободы. В состоянии статистического равновесия на каждую колебательную степень свободы приходится средняя энергия, равная kT. Равновесное излучение в полости представляет собой систему стоячих волн. Число степеней свободы равно числу стоячих волн в полости. Можно показать, что число стоячих волн, частоты которых лежат в интервале от ν до ν+dν , отнесенное к единице объема полости, равно:

$$dn_{\nu,T} = \frac{8\pi\nu^2 d\nu}{c^3}.$$

Здесь учтено, что вдоль заданного направления могут распространяться две электромагнитные волны одинаковой частоты, отличающиеся направлением поляризации. Если число стоячих волн, отнесенное к единице объема полости, умножить на энергию волны, то получим плотность энергии излучения $u_{\nu,T}$, приходящуюся на интервал частот dν:

$$\langle\varepsilon\rangle dn_{\nu,T} = u_{\nu,T}d\nu,$$

$$kT\frac{8\pi\nu^2 d\nu}{c^3} = u_{\nu,T}d\nu \Longrightarrow$$

$$u_{\nu,T} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3}kT \Longrightarrow$$

$$r_{\nu,T} = \frac{cu_{\nu,T}}{4} = \frac{c}{4}\frac{8\pi\nu^2}{c^3}kT = \frac{2\pi\nu^2}{c^2}kT.$$

Таким образом,

$$\boldsymbol{r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2}kT}$$ — это формула Рэлея -Джинса.

Формула Планка. (С)

Формула Планка - формула, описывающая спектральную плотность излучения, которое создаётся абсолютно чёрным телом определённой температуры.

В состоянии равновесия распределение колебаний по значениям энергии должно подчиняться закону Больцмана. Вероятность того, что энергия колебания частоты ν имеет значение ε_n, равна

$$P_n = \frac{e^{-\frac{\varepsilon_n}{kT}}}{\sum_n e^{-\frac{\varepsilon_n}{kT}}}$$

Тогда среднее значение энергии:

$$\langle\varepsilon\rangle = \sum_n P_n\varepsilon_n = \frac{\sum_n nh\nu e^{-\frac{nh\nu}{kT}}}{\sum_n e^{-\frac{nh\nu}{kT}}} = \left[\frac{h\nu}{kT} = x\right] = h\nu\frac{\sum_{n=0}^{\infty} ne^{-nx}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-nx}} = -h\nu\frac{d}{dx}\ln\sum_{n=0}^{\infty} e^{-nx} =$$

$$= \left[\sum_{n=0}^{\infty} e^{-nx} = \frac{1}{1-e^{-x}} - \text{сумма бесконечно убывающей геометрической програссии}\right] =$$

$$= -h\nu\frac{d}{dx}\ln\frac{1}{1-e^{-x}} = h\nu\frac{e^{-x}}{1-e^{-x}} = \frac{h\nu}{e^x-1} = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT}-1}$$

Умножив среднюю энергию на число стоячих волн в полости, получим плотность энергии, приходящуюся на интервал частот $d\nu$:

$$\langle\varepsilon\rangle dn_{\nu,T} = u_{\nu,T}d\nu.$$

Подставляя в эту формулу

$$\langle\varepsilon\rangle = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT}-1}$$

$$dn_{\nu,T} = \frac{8\pi\nu^2 d\nu}{c^3}$$

выразим $u_{\nu,T}$. Перейдя от плотности энергии к спектральной плотности энергетической светимости черного тела

$$r_{\nu,T} = \frac{cu_{\nu,T}}{4}$$

получим формулу Планка:

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2}\frac{h\nu}{e^{h\nu/kT}-1} = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2}\frac{1}{e^{h\nu/kT}-1}.$$

Из этого выражения видно, что первый сомножитель растет, а второй убывает, следовательно, кривая проходит через максимум. Экспериментальная зависимость определяется функцией $r_{\lambda,T}$, поэтому перейдем к этой функции.

$$r_{\lambda,T} = \frac{r_{\nu,T}d\nu}{d\lambda} = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2}\cdot\frac{1}{e^{h\nu/kT}-1}\cdot\frac{c}{\lambda^2} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5}\cdot\frac{1}{e^{hc/\lambda kT}-1}$$

Следствия из формулы Планка: формула Рэлея-Джинса, закон Вина, закон Стефана-Больцмана и закон смещения Вина

Следствия из формулы Планка.

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2}\frac{1}{e^{h\nu/kT}-1}$$

1. Если $h\nu << kT$ (низкие частоты).

$e^{h\nu/kT} \approx 1 + \frac{h\nu}{kT} \Longrightarrow r_{\nu,T} = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2}\frac{kT}{h\nu} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2}kT$, т.е. получили формулу Рэлея – Джинса.

2. Если $h\nu >> kT$ (высокие частоты). В формуле Планка пренебрегаем единицей:

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2}e^{-h\nu/kT}.$$

   Получили закон Вина в современной формулировке.

3. Из формулы Планка можно получить закон Стефана –Больцмана:

$$R_e = \int_0^\infty r_{\nu,T}d\nu = \int_0^\infty \frac{2\pi h\nu^3}{c^2}\frac{1}{e^{h\nu/kT}-1}d\nu$$

$$= \left[\frac{h\nu}{kT} = x \Longrightarrow \nu = \frac{kTx}{h} \Longrightarrow d\nu = \frac{kT}{h}dx\right]$$

$$= \frac{2\pi k^4}{c^2h^3}T^4\int_0^\infty \frac{x^3dx}{e^x-1} = \left[\int_0^\infty \frac{x^3dx}{e^x-1} = \frac{\pi^4}{15}\right] = \sigma T^4$$

4. Формула Планка содержит закон смещения Вина.

$$r_{\lambda,T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5}\frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}}-1},$$

$$\frac{dr_{\lambda,T}}{d\lambda} = 0 \text{ в максимуме.}$$

Введя обозначения $\beta = \frac{hc}{\lambda kT}$, получим уравнение относительно β:

$$5e^\beta - 5 - \beta e^\beta = 0.$$

Решение этого трансцендентного уравнения численными методами дает корень: $\beta = 4{,}9651142$. Поэтому,

$b = \lambda_m T = \frac{hc}{k\beta} = (2.897790 \pm 0.000090) \times 10^{-3}$ м · К.

Измерив на опыте величины c, σ, b, можно вычислить универсальные постоянные k и h, что и было впервые сделано Планком, причем эти значения мало отличаются от современных.

Таким образом, формула Планка совпадает с экспериментальными данными в любой области частот, и из нее следуют все рассматриваемые нами законы и формулы. Т.е. формула Планка является полным решением теплового излучения.

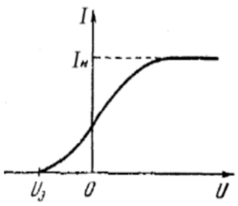
Применение законов теплового излучения.

Законы теплового излучения применяются для определения температуры раскаленных и самосветящихся тел. Пирометрия – метод, использующий зависимость энергетической светимости тел от температуры. Для определения температуры используются пирометры.

Свечение раскаленных тел используется для создания источников света: ламп накаливания (1873) и газовых ламп (1876 - Яблочков). Для вольфрама доля энергии, приходящаяся на излучение в видимой части спектра значительно больше, чем для черного тела, нагретого до той же температуры.

Фотоэффект. (С)
Фотоэффектом называется испускание электронов веществом под действием С. **Внешним фотоэффектом** (или фотоэлектронной эмиссией) называют явление вырывания электронов с поверхности твёрдых или жидких веществ под действием электромагнитного излучения. К **внутреннему фотоэффекту** относятся: изменение электропроводности (фотопроводимость) ,возникновение электродвижущей силы, изменение диэлектрической проницаемости (фотодиэлектрический эффект).
Теория фотоэффекта: фотоны, падая на поверхность металла, проникают на очень короткое расстояние в металл и поглощаются нацело отдельными его электронами проводимости. Они сразу же увеличивают свою энергию до значения, достаточного, чтобы преодолеть потенциальный барьер вблизи поверхности металла, и вылетают наружу.
Вольт-амперная характеристика фотоэффекта. (С)

Вольт-амперная характеристика (ВАХ) **фотоэффекта** – зависимость фототока $I_ф$, образуемого потоком электронов, испускаемых катодом под действием света, от напряжения U между электродами при постоянной интенсивности света (энергетической освещённости катода E_e).



На рисунке приведена вольт-амперная характеристика. Эта характеристика снималась при постоянном потоке С.
Вольт-амперная характеристика имеет следующие особенности:
1. При U = 0 фототок есть, но он мал. Некоторые из вырванных электронов имеют достаточную энергию и могут достигнуть анода без приложения напряжения.
2. С увеличением напряжения сила тока возрастает полого, что означает, что электроны вылетают с поверхности металла с разными по величине скоростями. Следовательно, электроны выбиваются из металла из разных глубин, чем глубже они находились, тем больше энергии они потеряли.
3. Сила фототока достигает насыщения, следовательно, все электроны, выбитые из катода в единицу времени, достигли анода. $I_{нас} = ne$, где n – число электронов вышедших из металла в единицу времени.
4. Ток становится равным нулю при обратном напряжении $U_з$, т.е. даже электронам, которые обладали максимальной скоростью (максимальной кинетической энергией), не удается преодолеть задерживающее поле и достигнуть анода. Следовательно, $\frac{mv_{max}^2}{2} = eU_з$, $U_з$- задерживающее напряжение, m – масса электрона.

Законы внешнего фотоэффекта. (С)
Для изучения фотоэффекта измерения проводились в вакууме, на свежих поверхностях, при различных частотах падающего на катод излучения и при различных энергетических освещенностях катода. В результате были установлены следующие законы фотоэффекта (эмпирические):
1. Фотоэффект безынерционен, т.е. фототок наблюдается сразу же при освещении катода
2. При фиксированной частоте падающего С сила тока насыщения пропорциональна интенсивности С, т.е. число фотоэлектронов, вырванных из катода в единицу времени, пропорционально интенсивности С
3. Максимальная начальная скорость фотоэлектронов (максимальная начальная кинетическая энергия) фотоэлектронов не зависит от интенсивности падающего С, а зависит от частоты С.
4. Для каждого вещества существует красная граница фотоэффекта, т.е. минимальная частота $\nu 0$ С (зависящая от природы вещества и состояния его поверхности) ниже которой фотоэффект не наблюдается.

Уравнение Эйнштейна. (С)

Закон сохранения энергии позволяет написать простое соотношение, связывающее скорость фотоэлектронов с частотой поглощаемого С.

Безынерционность фотоэффекта объясняется тем, что передача энергии при поглощении фотона электроном происходит почти мгновенно.

Часть энергии фотона, которую поглощает электрон, равная работе выхода $A_{вых}$, затрачивается на то, чтобы электрон мог покинуть тело. Работа выхода зависит от вещества и от состояния поверхности. Если электрон освобождается светом не у самой поверхности, а на некоторой глубине, то часть энергии E′ может быть потеряна вследствие случайных столкновений в веществе. Остаток энергии образует кинетическую энергию электрона $E_к = \frac{mv^2}{2}$, покинувшего вещество. Таким образом,

$$h\nu = E' + A_{вых} + \frac{mv^2}{2}$$

Кинетическая энергия вылетевшего электрона будет максимальной, если $E' = 0$. В этом случае должно выполняться соотношение:

$$h\nu = A_{вых} + \frac{mv_{max}^2}{2}$$ - это формула Эйнштейна.

Из формулы Эйнштейна следует, что начальная скорость электронов v_{max} не зависит от интенсивности света, а зависит от частоты (v_{max} растет с ростом ν), поэтому скорость электронов зависит от частоты света и не зависит от интенсивности света (от числа фотонов).

Для любого вещества существует минимальная частота, зависящая от материала и состояния поверхности, ниже которой фотоэффект невозможен. Если $h\nu_0 = A_{вых}$, то энергии фотона хватает только на то, чтобы вырвать электрон с поверхности металла. Если $\nu < \nu_0$ то энергии фотона не хватает даже на то, чтобы вырвать электрон с поверхности вещества. Поэтому наименьшая частота света, при которой еще наблюдается фотоэффект, определяется выражением $\nu_0 = \frac{A_{вых}}{h}$, или $\lambda_0 = \frac{ch}{A_{вых}}$. Т.е. формула Эйнштейна объясняет красную границу фотоэффекта.

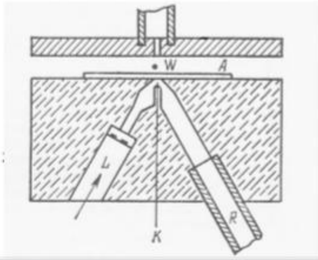
Эксперименты, подтверждающие квантовые свойства С: опыты Боте, Иоффе и Добронравова, Вавилова

Эксперименты, подтверждающие квантовые свойства света.

<u>Опыт Боте (1924 г.).</u>

Тонкая металлическая фольга помещалась между двумя счетчиками Гейгера. Фольга освещалась слабым пучком рентгеновских лучей, под действием которых она сама становилась источником рентгеновских лучей. Вследствие малой интенсивности первичного пучка количество квантов, испускаемых фольгой, было невелико. При попадании рентгеновских лучей счетчик срабатывал и приводил в действие механизм, делающий отметку на движущей ленте. Если бы излучаемая энергия распространялась во все стороны равномерно, как это требует классическая теория, то оба счетчика должны были бы срабатывать одновременно и согласованно и отметки на ленте находились бы одна против другой. В опыте наблюдалось совершенно беспорядочное расположение меток. Это можно объяснить лишь тем, что в отдельных актах испускания возникают световые частицы, летящие то в одном, то в другом направлении

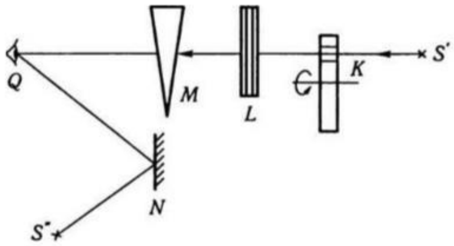
Опыт Иоффе и Добронравова (1925 г.).



В толстой эбонитовой пластине просверлены отверстия R и L. Через отверстие R воздух откачивается из полости, чтобы полость стала прозрачной для ультрафиолетового излучения. Через отверстие L, закрывавшееся кварцевым окошком, проходили ультрафиолетовые лучи, освещавшие конец алюминиевой проволоки K. Образовавшиеся фотоэлектроны ускорялись напряжением 12 кВ, приложенным между проволокой и алюминиевой фольгой А, закрывающей полость сверху. Толщина фольги 5 10^{-3}мм подбиралась так, что она практически не поглощала рентгеновские лучи, возбуждавшиеся в ней при торможении электронов. Освещение проволочки подбирается столь малым, что число фотоэлектронов и связанных с ними рентгеновских импульсов составляло около 1000 в секунду. Алюминиевая фольга одновременно служила нижней обкладкой конденсатора, в котором уравновешивалась заряженная висмутовая пылинка размером 6 10^{-5} см. Опыты показали, что в среднем раз в 30 мин. пылинка выходила из равновесия, т.е. рентгеновское излучение вырывало из нее электрон. В течение указанного времени образовывалось около $N = 1,8 \cdot 10^6$ рентгеновских импульсов. Если бы рентгеновские волны распространялись бы в виде сферических волн, то каждый рентгеновский импульс отдал бы пылинке очень малую часть своей энергии, которая распределялась бы, в свою очередь между огромным числом электронов, содержащихся в пылинке. Поэтому трудно представить, что за 30 мин. какой-то один электрон пылинки может накопить достаточную энергию, чтобы вырваться. С корпускулярной точки зрения это возможно. Если считать, что рентгеновское излучение распространяется в виде потока квантов, то электрон вырвется из пылинки только тогда, когда в нее попадет фотон. Расчет показывает, что если в 1с вылетаем 1000 фотонов, то раз в 30 мин один фотон попадает в пылинку, что согласуется с результатами опыта.

Опыт Вавилова.

Если свет представляет собой поток фотонов, то каждый фотон, попадая в регистрирующий прибор (глаз, фотоэлемент), должен вызывать действие независимо от других фотонов. Это означает, что при регистрации слабых световых потоков должны наблюдаться флуктуации их интенсивности. Эти флуктуации наблюдал Вавилов. Он воспользовался тем, что палочки сетчатки глаза после достаточно длительного пребывания в темноте, обладают необходимой чувствительностью к слабому свету, с которым приходилось иметь дело на опыте. Кроме того, существует порог зрительного ощущения. Если число квантов света, попавших на палочки сетчатки при кратковременной вспышке, превышает некоторую допустимую величину, то глаз видит вспышку. Если оно меньше этого значения, то вспышка не видна вообще.



На рисунке изображена схема установки С. И. Вавилова для наблюдения квантовых флуктуаций. Свет от источника S' попадает на диск K с отверстием, который медленно вращался (1 оборот за 1 с), периодически пропуская свет в течение 0,1 с и задерживая его 0,9 с. Затем с помощью фильтра L выделяется зеленая составляющая света, и после ослабления его интенсивности в клине M свет попадал на сетчатку глаза Q. От источника S" с помощью зеркала N на сетчатку глаза постоянно направлялось красный свет. Глаз все время фиксирован на красную точку, вследствие чего зеленая точка наблюдается периферийно. Опуская или поднимая на пути светового пучка в темноте клин, можно регулировать световой поток зеленого пятна вблизи порога зрительного ощущения.

Наблюдатель в момент, когда он видел вспышка, нажимал на специальную кнопку, в результате чего на движущуюся ленту наносилась четкая метка. На этой самой ленте фиксировался каждый оборот диска.

Для наблюдений требуется достаточно длительное предварительное тренировки (5-10 сеансов по одному часу). Цель этой тренировки - приучить глаз к фиксации периферического зрения и одновременно к внимательности, которая нужна для своевременной регистрации наблюдаемых вспышек. При вращении диска К наблюдатель, фиксируя глаз на красное пятно, постепенно снижает яркость зеленого пятна до порога чувствительности. Со снижением яркости зеленого пятна наблюдатель замечает сначала, что каждому прохождению отверстия диска соответствует вспышка, яркость которого ослабевает. Потом начинается флуктуационный режим: с незначительным ослаблением интенсивности света вспышки видны не всегда. Если уменьшать интенсивность света и дальше, то вспышки будут наблюдаться все реже и, наконец, так редко, что их легко пропустить. Это объясняется флуктуациями интенсивности света: число фотонов оказывалось по случайным причинам меньше порогового значения.

Масса и импульс фотона.(С) -

Согласно гипотезе Эйнштейна свет испускается, поглощается и распространяется дискретными порциями (квантами), называемыми фотонами. Энергия фотона

$$\varepsilon = h\nu.$$

Если фотон обладает энергией, значит, он должен обладать и импульсом, как это требует теория относительности. Связь между импульсом и энергией при движении частицы в теории относительности выражается формулой:

$$\left(\frac{\varepsilon}{c}\right)^2 - p^2 = (m_0c)^2.$$

Фотон движется в вакууме со скоростью света с, т.е. является релятивистской частицей. Релятивистская масса

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

будет бесконечно велика, если масса покоя не будет равна нулю.

Поэтому масса покоя фотона $m_0 = 0$.

Тогда получим:

$$\varepsilon = pc \Rightarrow$$

$$p = \frac{\varepsilon}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} = \hbar k.$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad \hbar = \frac{h}{2\pi}$$

Импульс фотона:

$$p = \frac{h}{\lambda} = \hbar k.$$

Масса фотона:

$$m = \frac{\varepsilon}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{c\lambda} = \frac{\hbar k}{c}.$$

Давление С.(С)-

Если фотон обладает импульсом, то свет, падающий на поверхность должен оказывать на него **давление**. Согласно квантовой теории, давление света на поверхность обусловлено тем, что каждый фотон при столкновении с поверхностью передает ей свой импульс. Давление света

$$p = \frac{F}{\Delta S} = \frac{\Delta p}{\Delta t \cdot \Delta S},$$

где p –давление света, Δp – импульс, переданный площадке ΔS за время Δt всеми фотонами – отраженными и поглощенными.

Эффект Комптона. (С)

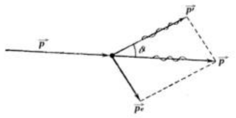
Единство корпускулярных и волновых свойств электромагнитного излучения.

Эффект Комптона – это упругое рассеяние коротковолнового электромагнитного излучения на свободных (или слабосвязанных) электронах вещества, приводящее к увеличению длины волны.

$$m_0c^2 + h\nu = \sqrt{p_e^2c^2 + m_0^2c^4} + h\nu'$$

§ ЭФФЕКТ КОМПТОНА.

$$W_0 + \varepsilon_\gamma = W_e + \varepsilon'_\gamma$$



$$m_0c^2 + h\nu = \sqrt{p_e^2c^2 + m_0^2c^4} + h\nu'$$

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

$$m_0c^2 + h(\nu - \nu') = \sqrt{\left(\left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right) - 2\frac{h^2}{c^2}\nu\nu'\cos\theta\right)c^2 + m_0^2c^4}$$

$$m_0^2c^4 + 2hm_0c^2(\nu - \nu') + h^2\nu^2 + h^2\nu'^2 - 2h^2\nu\nu' = h^2\nu^2 + h^2\nu'^2 - 2h^2\nu\nu'\cos\theta + m_0^2c^4$$

$$2hm_0c^2(\nu - \nu') - 2h^2\nu\nu' = -2h^2\nu\nu'\cos\theta$$

$$m_0c^2(\nu - \nu') = h\nu\nu'(1 - \cos\theta)$$

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \Rightarrow$$

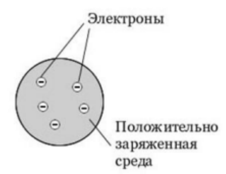
$$\frac{m_0c^3(\lambda' - \lambda)}{\lambda'\lambda} = \frac{hc^2}{\lambda'\lambda}(1 - \cos\theta)$$

$$\boldsymbol{\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\theta)},\qquad \lambda_C = \frac{h}{m_0c} = 2{,}426 \text{ пм}$$

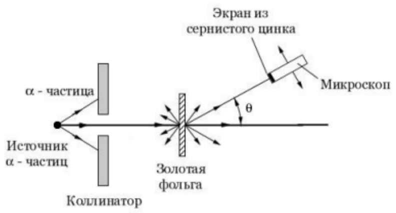
$$\boldsymbol{\Delta\lambda = \lambda_C(1 - \cos\theta)}$$

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

Модели атома Томсона и Резерфорда(С)



Первая попытка создания модели атома принадлежит Томсону (1903) (пудинг с изюмом). Согласно этой модели, атом представляет собой заряженный положительным зарядом шар (пудинг) внутри которого около положений равновесия колеблются электроны (изюм). Электронов столько, что атом электрически нейтрален. Но эта модель не смогла объяснить спектр атомов и периодичность элементов.



В 1911 году Резерфорд исследовал рассеяние α - частиц на тонкой золотой фольге. α - частица – положительно заряженная частица с зарядом 2e и массой $m_\alpha \approx 7300m_e$. Пучки α - частиц обладают высокой монохроматичностью (т.е. α - частицы имели одну и туже скорость). Основная часть α - частиц отклоняется на небольшие углы, но некоторые (одна из 20000) отклоняется на углы от 90^0 до 180^0. Вывод:

1. α - частица – положительная частица. Она отклоняется. Следовательно, она должна взаимодействовать с положительной частицей.
2. Это должна быть достаточно тяжелая частица.
3. Т.к. отклоняются немногие α - частицы, то, следовательно, эта тяжелая заряженная частица должна занимать маленький объем.

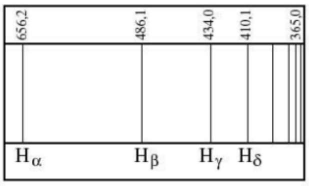
Резерфорд сделал предположение о планетарной модели атома: атом состоит из положительно заряженного ядра с размером 10^{-14} - 10^{-15} м, вокруг ядра по круговым (эллиптическим) орбитам движутся электроны. $r = 10^{-10}$м. Заряд ядра Ze, где Z – порядковый номер элемента в таблице Менделеева, e – элементарный заряд. Т.к. атомы электрически нейтральны, то вокруг ядра должны вращаться Z электронов.

Электрон движется вокруг ядра под действием кулоновской силы, поэтому можно написать:

$$\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Z \cdot e \cdot e}{r^2} = m\frac{v^2}{r}.$$

Линейчатый спектр атома водорода. (С)

Излучение невзаимодействующих друг с другом атомов состоит из отдельных спектральных линий. Поэтому такой спектр испускания называется линейчатым. Такой спектр имеют газы. Изучение спектров послужило ключом к познанию строения атома. Было замечено, что линии в спектре расположены не беспорядочно, а объединяются в группы – серии. Отчетливо это видно в спектре испускания атомарного водорода в видимой области спектра и близкой к ультрафиолетовой. Расстояние между линиями убывает от более длинных волн к коротким, сгущаясь к границе спектра см. рис)



Швейцарский физик Бальмер (1885) подобрал эмпирическую формулу, описывающую все известные в то время линии атома водорода в видимой части спектра:

$$\frac{1}{\lambda} = R'\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right),$$

$R' = 1{,}10 \cdot 10^7 \text{м}^{-1}$ - постоянная Ридберга. $\nu = \frac{c}{\lambda}$. Перейдя к частотам, получим:

$$\nu = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right),$$

где $R = cR' = 3{,}29 \cdot 10^{15} c^{-1}$ - также постоянная Ридберга. Формула называется формулой Бальмера, а соответствующая серия спектральных линий, отличающаяся различными значениями n>2, называется серией Бальмера. Значение $n = \infty$ определяет границу серии.

Дальнейшие исследования показали, что в спектре водорода имеется еще несколько серий. Линии этих серий могут быть представлены в виды формул:

Серия Лаймана $\nu = R(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2})$ - ультрафиолетовая область,
Серия Пашена $\nu = R(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2})$ - инфракрасная область,
Серия Брэкета $\nu = R(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2})$ - инфракрасная область,
Серия Пфунда $\nu = R(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2})$ - инфракрасная область.

Формула Бальмера. (C)

Частоты всех линий спектра атома водорода можно представить одной формулой – обобщенной формулой Бальмера:

$$\nu = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right),$$

m = 1 для серии Лаймана,
m = 2 – для серии Бальмера, и т.д.
При заданном m число n принимает все целочисленные значения, начиная с m + 1.

Приведенные формулы подобраны эмпирически и долгое время не имели теоретического обоснования.

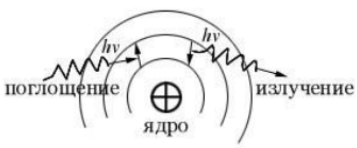
Спектр паров щелочных металлов имеет более сложный вид. Ридбергу удалось разделить их на три серии, каждая из которых располагается подобно линиям бальмеровской серии.

Постулаты Бора. (C)

Нильс Бор (1913) предпринял первую попытку построения квантовой теории атома. Он хотел объединить линейчатый спектр атома, ядерную модель атома Резерфорда и квантовый характер излучения и поглощения С.

1. Постулат стационарных состояний. В атоме существуют стационарные состояния (не изменяющиеся со временем) находясь в которых атом не излучает энергии. Стационарным состояниям соответствуют определенные дискретные значения энергии и стационарные орбиты, по которым движутся электроны. Движение электронов хотя и ускоренное, но электроны на этих орбитах не излучаю энергию.

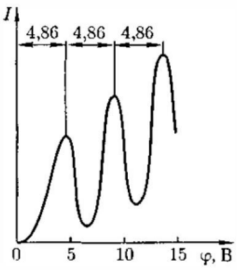
2. **Правило частот.** При переходе электрона с одного стационарного состояния в другое излучается (поглощается) один фотон с энергией $h\nu = E_n - E_m$. E_n, E_m- энергии стационарных состояний до излучения (поглощения) и после, соответственно. Если $E_n > E_m$ - происходит испускание фотона – переход атома из состояния с большей энергией в состояние с меньшей энергией, т.е. переход электрона с более удаленной от ядра орбиты на более близлежайшую. Если $E_n < E_m$- происходит поглощение фотона – переход атома из состояния с меньшей энергией в состояние с большей энергией, т.е. переход электрона на более удаленную от ядра орбиту. Набор различных дискретных частот $\nu = \frac{E_n - E_m}{h}$ и определяет линейчатый спектр атома.



Опыты Франка и Герца. (C)

Существование дискретных энергетических уровней атома экспериментально подтвердили опыты Франка и Герца (1914 г.).

В трубке, заполненной парами ртути при небольшом давлении (13 Па) имелись катод (К), две сетки (C_1 и C_2) и анод (А). Электроны, вылетавшие из катода вследствие термоэлектронной эмиссии, ускорялись разностью потенциалов, приложенной между катодом и сеткой C_1, и попадали в область между сетками, где испытывали соударения с атомами паров ртути. Между сеткой C_2 и анодом приложен небольшой задерживающий потенциал (0,5 В).



Исследовалась зависимость тока I в цепи анода от напряжения между катодом и сеткой C_1. Сила тока вначале возрастает, достигает максимума при U = 4,86 В, после чего при дальнейшем увеличении U резко падает, достигает минимума и снова начинает расти. Максимумы силы тока повторялись при U = 2· 4,86 В; 3· 4,86 В…. Такой ход объясняется тем, что атомы, в силу дискретности уровней, могут воспринимать энергию только порциями: $\varDelta E_1 = E_2 - E_1$ или $\varDelta E_2 = E_3 - E_1$, где E_1, E_2, E_3… энергия 1-ого, 2-ого, 3-его стационарных состояний.

Пока энергия электрона меньше $\varDelta E_1 = 4{,}86$эВ- первого потенциала возбуждения атома ртути, соударения между электроном и атомом ртути носит упругий характер, причем, поскольку масса электрона во много раз меньше массы атома ртути, энергия электрона при столкновении практически не меняется. Часть электронов падает на сетку C_2, остальные, проскочив сетку, достигают анода, создавая ток в цепи. Чем больше разность потенциалов между катодом и сеткой C_1, тем больше скорость, с которой электроны достигают сетку C_2, тем больше доля электронов, проскочивших сетку, и, следовательно, больше ток. Когда энергия, накапливаемая электроном в промежутке катод – сетка C_1, достигает значения $\varDelta E_1$, и электроны при столкновении с атомами ртути передают им энергию $\varDelta E_1$ и продолжают двигаться с меньшей скоростью. Между сеткой C_2 и анодом – задерживающее напряжение 0,5 В и уже не все электроны смогут преодолеть это напряжение и дойти до анода, поэтому ток уменьшается. Атом, получивший при соударении с электроном энергию $\varDelta E_1$, переходят в возбужденное состояние, из которого они спустя время 10^{-8} с возвращаются в основное состояние, излучая фотон частотой $\nu = \frac{\varDelta E_1}{h} \Rightarrow \lambda = \frac{hc}{\varDelta E_1}$. Из опыта $\varDelta E_1 = 4{,}86$эВ. Поэтому $\lambda = 0.2537$ *мкм* - такая линия существует.

При напряжении, превышающем 9.8 В, электрон может дважды претерпеть столкновения, теряя энергию 9,8 эВ, из-за чего сила тока начнет уменьшаться снова. При достаточном разрежении паров ртути и соответствующей величине ускоряющего напряжения электроны могут приобретать скорость, достаточную для перевода атома ртути в состояние E_3, и тогда на зависимости I(U) будут наблюдаться максимумы при напряжениях, кратных второму потенциалу возбуждения.

Т.о. в опытах Франка и Герца непосредственно обнаруживается существование у атомов дискретных энергетических уровней.

Правило квантования круговых орбит. (С)

Условие для стационарных орбит Бор получил, исходя из постулата Планка, согласно которому гармонический осциллятор принимает дискретный ряд значений $E_n = nh\nu$, n – целое число. Обозначим координату осциллятора q, а импульс – p. Полная энергия осциллятора

$$E_n = \frac{p^2}{2m} + \frac{mw^2q^2}{2} = n\hbar w \implies$$

$$\frac{q^2}{2n\hbar/mw} + \frac{p^2}{2mn\hbar w} = 1.$$

Получили уравнение эллипса, ориентированного относительно координатных осей. Координатная плоскость p,q – фазовая плоскость. Полуоси эллипса:

$$a = \sqrt{2n\hbar/mw}, b = \sqrt{2nm\hbar w}.$$

Площадь эллипса

$$S = \pi ab = 2\pi n\hbar.$$

С другой стороны площадь эллипса

$$S = \oint pdq.$$

Следовательно,

$$\oint pdq = 2\pi n\hbar.$$

Полученное для гармонического осциллятора правило Бор применил и на другие механические системы. Для электрона, движущегося вокруг ядра по круговой орбите, перейдем к угловым величинам.

$$dq = r \cdot d\varphi,$$

где r – радиус круговой орбиты, $d\varphi$ – угол, на который повернулся электрон. Момент импульса материальной точки (электрона) $\vec{L} = [\vec{r},\ \vec{p}]$. При движении по окружности угол между $\vec{r}$ и $\vec{p}$ равен 90^0. Поэтому модуль момента импульса $L = rp$. Таким образом, $\oint p dq = \oint \frac{L}{r} r d\varphi = \oint L d\varphi$. Следовательно,

$$\oint L d\varphi = 2\pi n\hbar.$$

Сила, с которой ядро действует на электрон, является центральной. Поэтому L = const. ⇒

$$\oint L d\varphi = 2\pi L \Rightarrow$$

$$2\pi L = 2\pi n\hbar \Rightarrow$$

$$\boldsymbol{L = n\hbar}.$$

Т.о. из всех возможных орбит электрона возможны с точки зрения классической механики, только те, для которых момент импульса равен целому кратному постоянной Планка $\hbar$.

Спектр атома водорода по Бору. (С)

Постулаты, выдвинутые Бором, позволили рассчитать спектр атома водорода и водородоподобных систем – систем, состоящих из ядра с зарядом Ze и одного электрона и теоретически вычислить постоянную Ридберга.

$$\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Ze^2}{r^2} = m\frac{v^2}{r}$$

$$mvr = n\hbar \Rightarrow$$

$$v = \frac{n\hbar}{mr} \Rightarrow$$

$$\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Ze^2}{r^2} = m\frac{n^2\hbar^2}{m^2r^3} \Rightarrow$$

$$r = \frac{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}{Ze^2m}n^2.$$

Если n = 1, то $r_1 = \frac{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}{Ze^2m} = 52.8 \cdot 10^{-12}м$ - первый боровский радиус для атома водорода (Z=1).

Энергия атома складывается из кинетической энергии электрона T (ядро покоится) и потенциальной энергии электрона в поле ядра П:

$$T = \frac{mv^2}{2} = \frac{1}{8\pi\varepsilon_0}\frac{Ze^2}{r}$$

$$d\Pi = -Fdr$$

$$\Pi = -\int_r^\infty \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{Ze^2}{r^2} dr = -\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Ze^2}{r}$$

$$E = T + \Pi = \frac{1}{8\pi\varepsilon_0}\frac{Ze^2}{r} - \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Ze^2}{r} = -\frac{1}{8\pi\varepsilon_0}\frac{Ze^2}{r} = -\frac{1}{8\pi\varepsilon_0}\frac{Ze^2Ze^2m}{4\pi\varepsilon_0\hbar^2n^2}$$

$$= -\frac{Z^2me^4}{8h^2\varepsilon_0^2}\frac{1}{n^2}$$

$$\boldsymbol{E = -\frac{Z^2me^4}{8h^2\varepsilon_0^2} \cdot \frac{1}{n^2}}$$

Знак минус означает, что электрон находится в связанном состоянии.

Из формулы следует, что энергетические состояния атома образуют последовательность дискретных энергетических уровней, изменяющихся в зависимости от значения n – главное квантовое число.

1. Если n увеличивается, то E возрастает и уменьшается по модулю.
2. $E \approx \frac{1}{n^2}$ - по мере увеличения n энергетические уровни сближаются

n главное квантовое число, которое определяет энергию электрона в атоме

Энергетическое состояние с **n = 1** является основным, и соответствующий этому состоянию энергетический уровень называется **основным**. Все остальные состояния (уровни) являются **возбужденными**. Энергетические уровни сближаются с увеличением n к границе, соответствующей значению $n = \infty$.

$$\boldsymbol{E_{min} = E_1 = -13,6} \text{ эВ}$$

$$\boldsymbol{E_{max}} = E_\infty = \boldsymbol{0}.$$

Состояние с n = 2 – первый возбужденный уровень; n = 3 – второй возбужденный уровень.

Энергия возбуждения – это та энергия, которую нужно сообщить электрону в основном состоянии для перевода его в одно из возбужденных состояний.

Энергия связи данного состояния – это энергия, которую нужно сообщить электрону, находящемуся в данном состоянии, чтобы он покинул атом.

С помощью теории Бора получим постоянную Ридберга. При переходе атома водорода из состояния n в состояние m излучается фотон:

$$h\nu = E_m - E_n$$

$$h\nu = -\frac{me^4}{8h^2\varepsilon_0^2}\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right) \Rightarrow$$

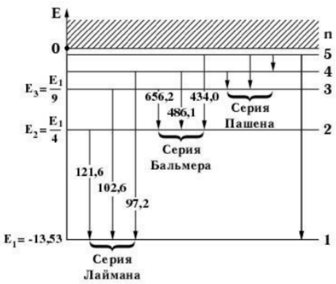
$$\nu = \frac{me^4}{8h^3\varepsilon_0^2}\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right) \Rightarrow$$

$$R = \frac{me^4}{8h^3\varepsilon_0^2}.$$

Серия Лайммана: $\begin{matrix} 2 \to 1 \\ 3 \to 1 \\ 4 \to 1 \end{matrix}$, серия Бальмера $\begin{matrix} 3 \to 2 \\ 4 \to 2 \\ 5 \to 2 \end{matrix}$.

Для любой серии n = ∞ - граница серии.

Следовательно, значение $E_\infty = 0$ соответствует ионизации атома – отрыву электрона от атома.



Энергия связи – это энергия, которую нужно сообщить атому, чтобы электрон покинул атом.

Энергия ионизации – это такая энергия, которую нужно сообщить электрону, находящемуся в основном состоянии, чтобы он покинул атом. $E_i = E_\infty - E_1 = 0 - (-13{,}6) = 13{,}6$эВ.