

**История
зарождения
квантовой
физики**

Предпосылки зарождения квантовой физики

27 апреля 1900 г., лорд Кельвин прочел ставшую знаменитой лекцию в Королевском институте, озаглавленную «Тучи девятнадцатого века над динамической теорией теплоты и света».

В своей речи, приуроченной к началу XX столетия, он сочувствовал последующим поколениям физиков, сказав, что на их долю не осталось **ничего существенного**.

Но далее он сказал: «Красота и ясность динамической теории, согласно которой теплота и свет являются формами движения, в настоящее время омрачены двумя тучами.

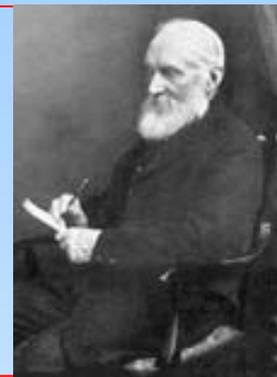
Первая из них... это вопрос: как может Земля двигаться сквозь упругую среду, какой по существу является светоносный эфир?

Вторая – это доктрина Максвелла–Больцмана о распределении энергии».

**Уильям Томсон,
лорд Кельвин**

(26.06.1824 Белфаст, Ирландия -
17.12.1907 Глазго, Шотландия)

Основные работы в области
термодинамики



Предпосылки зарождения квантовой физики

Позднее стало ясно, что он точно нащупал две болевые точки современной ему науки.

Через несколько месяцев, в последние дни XIX в., **Макс Планк** опубликовал свое решение проблемы излучения абсолютно черного тела, **вводя понятие о квантовом характере излучения и поглощения света,**

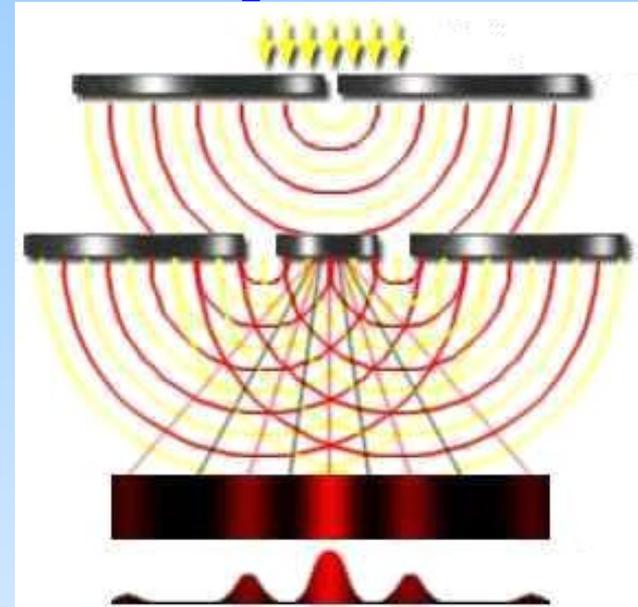
а через пять лет, в 1905 г., **Альберт Эйнштейн** опубликовал работу «К электродинамике движущихся тел», в которой сформулировал частную теорию относительности и дал **отрицательный ответ на вопрос о существовании эфира.**

Таким образом, за двумя «тучами» скрывались **теория относительности** и **квантовая механика**

Предпосылки зарождения квантовой физики

К 1900 году сформировалась классическая физика.

Согласно опытам Томаса Юнга (1803) - свет представляет собой **волны**.



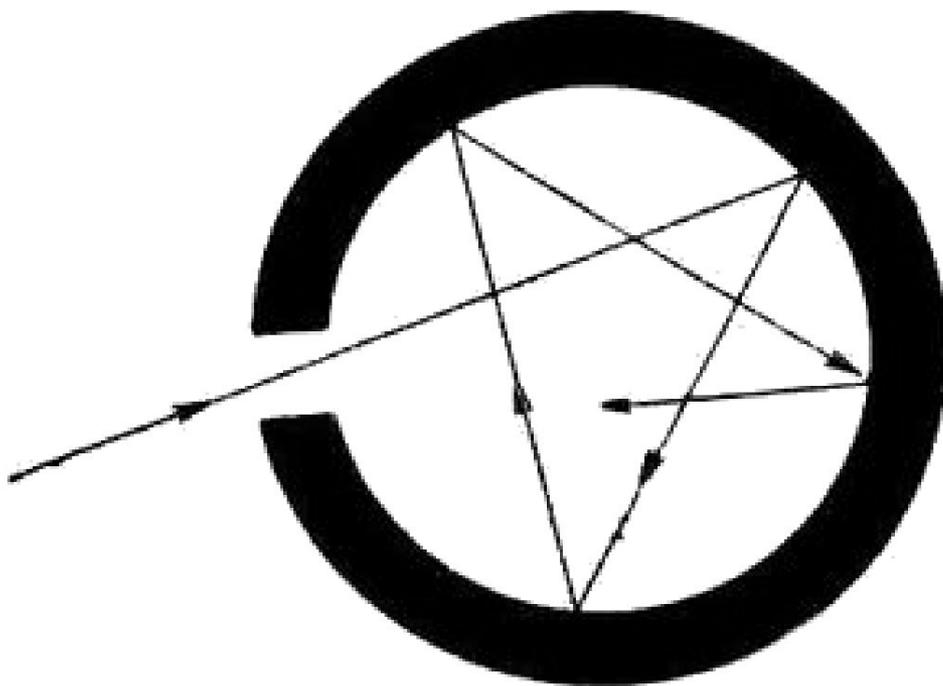
Дж.Дж.Томсон (1897) доказал существование электрона – «ньютоновской» частицы, и измерил ее заряд и массу.

«Темные пятна» на полотне классической физики ☺ :

1. Спектр излучения абсолютно черного тела;
2. Температурная зависимость теплоемкости твердых тел;
3. Законы фотоэффекта;
4. Линейчатые спектры испускания и поглощения света.

Спектральное распределение теплового излучения черного тела.

Абсолютно черное тело (АЧТ) - тело, которое полностью поглощает любое падающее на его поверхность электромагнитное излучение.



Плотность энергии и спектральный состав излучения, испускаемого единицей поверхности АЧТ зависят **только от его температуры**, но не от природы излучающего вещества.

Модель абсолютно черного тела

Спектральное распределение теплового излучения черного тела. Формула Релея-Джинса

Классическая электродинамика дает для описания спектра АЧТ формулу Релея-Джинса:

$$\rho(\omega, T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \cdot kT$$

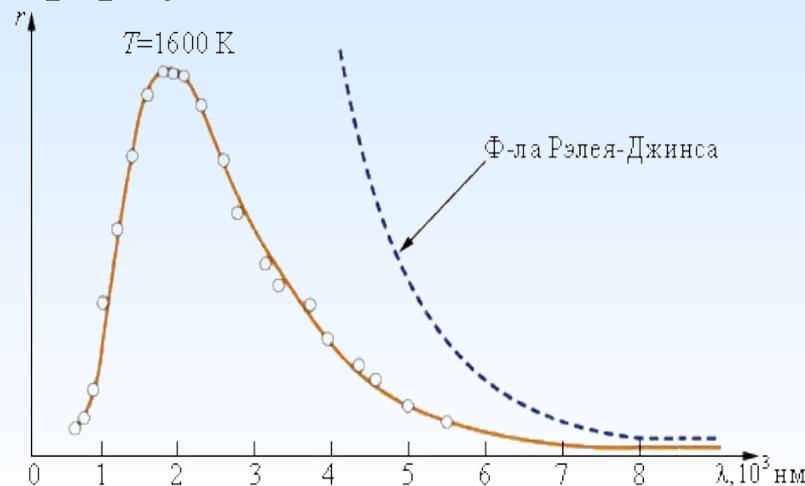
где $\rho(\omega, T)$ плотность энергии в единичном частотном интервале, ω – частота излучения, T – температура, $k = 1.38 \cdot 10^{-16}$ эрг/К

Формула выведена Дж. У. Рэлеем (J. W. Rayleigh) в 1900 г.

из классических представлений о равномерном распределении энергии по степеням свободы.

В 1905-09 гг. Дж. Джинс (J. Jeans), применив методы статистической физики к волнам в полости, пришёл к той же формуле, что и Рэлей.

Оказалось, что формула Релея-Джинса реализуется при малых частотах излучения.



Спектральное распределение теплового излучения черного тела. Закон Вина

При **больших** частотах справедлив эмпирический **закон смещения Вина**:

$$\rho(\omega, T) \sim \omega^3 \cdot F\left(\frac{\omega}{T}\right)$$

В дальнейшем он его переписал, введя явный вид функции F :

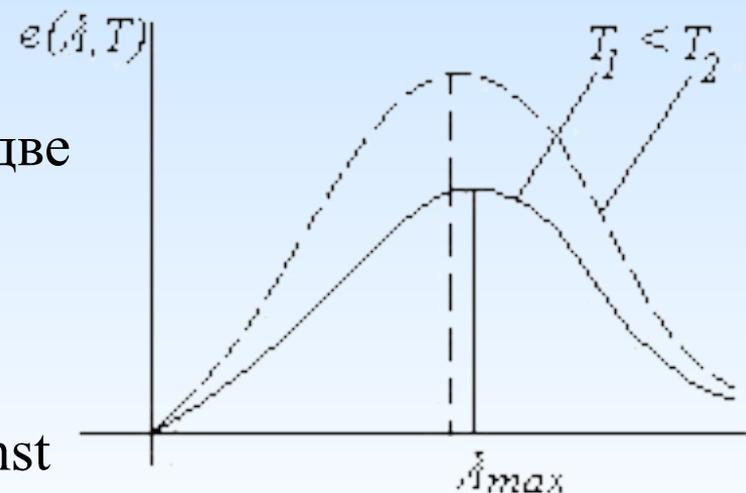
$$\rho(\omega, T) = C_1 \omega^3 \cdot e^{-C_2 \frac{\omega}{T}}$$

Закон смещения впервые выведен В. Вином (W. Wien) в 1896 методом, который в неявной форме вводил квантовую гипотезу, что выяснилось лишь впоследствии (в первоначальную формулу Вина входили две неизвестные постоянные, оказавшиеся комбинациями постоянных h , k и c).

Почему закон **смещения** ?

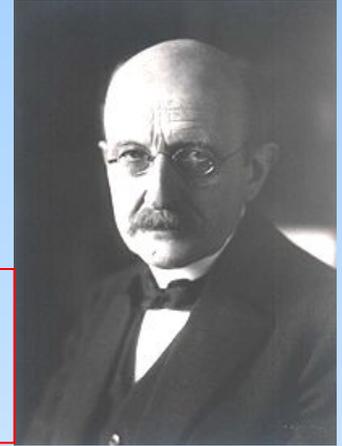
$$\omega_{max} / T = \text{const}$$

$$\lambda_{max} \cdot T = 0,2897 \text{ см} \cdot \text{К}$$



Спектральное распределение теплового излучения черного тела. Формула Планка

В октябре 1900 г. немецкий физик М. Планк сначала эмпирически, а затем, обосновав теоретически, записал формулу для спектральной плотности излучения черного тела.



Макс Карл Эрнст Людвиг Планк, 1858 – 1947, немецкий физик-теоретик. Нобелевская премия 1918 г.: «В знак признания его заслуг в развитии физики благодаря открытию квантов энергии».

Сначала эту формулу Планк получил просто интерполяционным путем (комбинация закона Рэлея-Джинса и формулы Вина). Далее при теоретическом выводе ему пришлось ввести *гипотезу квантов*.

Через 8 недель после полуэмпирического открытия своей формулы Планк представил её теоретический вывод на заседании Немецкого физического общества. Это случилось 14 декабря 1900 г.

При выводе формулы Планк выдвинул гипотезу, в корне противоречащую всему построению классической физики: *излучение происходит не непрерывно, а конечными порциями – квантами света или квантами энергии.*

Спектральное распределение теплового излучения черного тела.

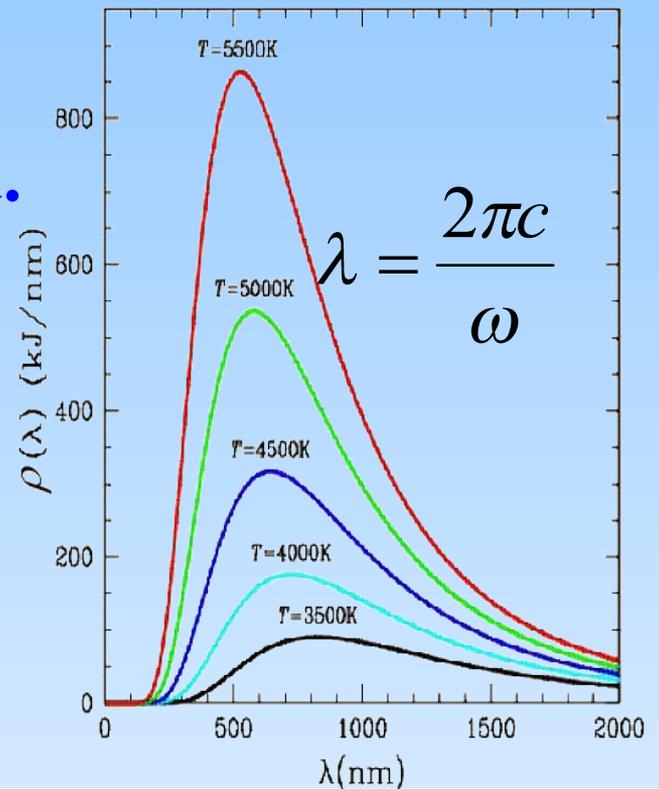
Формула Планка:

$$\rho(\omega, T) = \frac{\hbar \omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{\exp(\hbar \omega / k_B T) - 1}$$

где:

$$\hbar = h/2\pi = 1.054 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с},$$

$$k_B = 1.38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/К}$$



Из доклада М. Планка на заседании 14 декабря 1900 г.: “Квант действия... **либо фиктивная величина**, и тогда вывод закона излучения был в принципе ложным и представлял собой всего лишь пустую игру в формулы, лишённую смысла, **либо же вывод закона излучения опирается на некую физическую реальность**, и тогда квант действия должен приобрести фундаментальное значение в физике и означает нечто совершенно новое и неслыханное, что должно произвести переворот в физике...”.

(Сам Планк вплоть до 1911г. пытался примирить гипотезу о квантах с классической физикой).

Вывод формулы Планка.

Вывод закона излучения по методу Планка *в какой-то мере неудовлетворителен*, поскольку он во многом основан на законах классической физики и лишь частично использует квантовые представления.

Поглощение и испускание света осциллятором рассчитывалось с помощью классической электродинамики, в то время как при нахождении средней энергии осциллятора использовалась квантовая гипотеза о его дискретных энергетических уровнях.

Успех такой непоследовательной теории связан со спецификой выбранной модели: **для осциллятора классическое и квантовомеханическое рассмотрение процессов поглощения и испускания приводит к одинаковым результатам.**

Вывод формулы Планка.

Основное предположение:

Энергия излучения квантована, т.е. может принимать

лишь значения $E_n = n \hbar \omega$, где $n=0, 1, 2, \dots$

Вероятность $W(n)$ обнаружить состояние

с энергией E_n пропорциональна $\exp(-E_n / k_B T)$.

С учетом нормировки $W(n)$ определяется выражением

$$W(n) = e^{-n \hbar \omega / k_B T} / \sum_{m=0}^{\infty} e^{-m \hbar \omega / k_B T} =$$
$$= e^{-n \hbar \omega / k_B T} (1 - e^{-\hbar \omega / k_B T}).$$

Это – геометрическая прогрессия

Вывод формулы Планка.

Средняя энергия равна:

$$\bar{E} = \sum_{n=0}^{\infty} E_n W(n) = \hbar \omega (1 - e^{-\hbar \omega / k_B T}) \sum_{m=0}^{\infty} m e^{-m \hbar \omega / k_B T},$$

$$\sum_{m=0}^{\infty} m e^{-m \hbar \omega / k_B T} = e^{-\hbar \omega / k_B T} / (1 - e^{-\hbar \omega / k_B T})^2.$$

$$\bar{n} = 1 / (e^{\hbar \omega / k_B T} - 1),$$

$$\bar{E} = \hbar \omega / (e^{\hbar \omega / k_B T} - 1).$$

Поскольку плотность мод поля в полости (число мод в единице объема в единичном частотном интервале) есть:

$$\rho_{\omega} = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3}$$

то плотность энергии в единичном частотном интервале:

$$\rho(\omega, T) = \rho_{\omega} \bar{E} = \frac{\hbar \omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{\exp(\hbar \omega / k_B T) - 1}$$

Вывод формулы Планка (та же песня, но другие слова ☺).

Вероятность обнаружить состояние с энергией E пропорциональна $\exp(-\beta E)$, где $\beta = 1/k_B T$

Средняя энергия осциллятора

Классический вид:

$$\begin{aligned}\bar{E} &= \frac{\int_0^{\infty} \varepsilon e^{-\beta \varepsilon} d\varepsilon}{\int_0^{\infty} e^{-\beta \varepsilon} d\varepsilon} = -\frac{d}{d\beta} \ln \int_0^{\infty} e^{-\beta \varepsilon} d\varepsilon = \\ &= -\frac{d}{d\beta} \ln \frac{1}{\beta} = k_B T\end{aligned}$$

Спектральная плотность энергии

$$\rho(\omega, T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \cdot \bar{E} = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} k_B T$$

По Планку:

$\varepsilon = E_n = n\varepsilon_0$, где $n=0, 1, 2, \dots$

$$\bar{E} = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} n\varepsilon_0 e^{-\beta n\varepsilon_0}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-\beta n\varepsilon_0}} = -\frac{d}{d\beta} \ln \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\beta n\varepsilon_0} =$$

$$= -\frac{d}{d\beta} \ln \frac{1}{1 - e^{-\beta \varepsilon_0}} = \frac{\varepsilon_0 e^{-\beta \varepsilon_0}}{1 - e^{-\beta \varepsilon_0}} = \frac{\varepsilon_0}{e^{\beta \varepsilon_0} - 1}$$

Вспомогая, что $\beta = 1/k_B T$, и полагая $\varepsilon_0 = \hbar \omega$, получаем

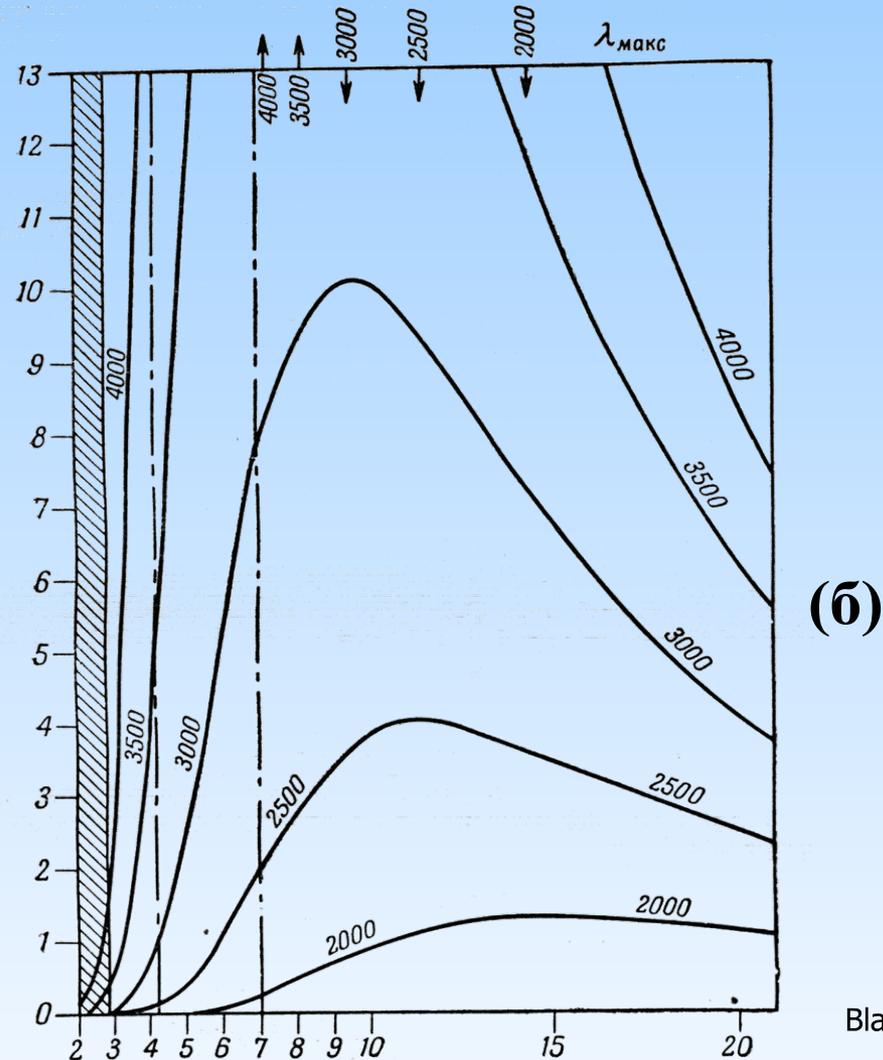
$$\rho(\omega, T) = \rho_{\omega} E = \frac{\hbar \omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{\exp(\hbar \omega / k_B T) - 1}$$

Пример кривых спектрального распределения интенсивности теплового излучения для различных температур.



(а)

Распределение интенсивности теплового излучения в зависимости от длины волны по данным Люммера и Прингсгейма.



(б)

Масштаб по оси абсцисс графика (б) - 0,1 мкм. Заштрихованная область - УФ.



BlackBody.exe

а) Экспериментальные данные

б) Расчет по формуле Планка

Удельная теплоемкость твердых веществ.

Для расчета теплоемкости в классической физике имеется

ЗАКОН ДЮЛОНГА И ПТИ - эмпирическое правило, согласно которому молярная теплоёмкость при постоянном объёме для всех простых твёрдых тел одинакова и составляет примерно 25 Дж/моль град, или 6 кал/моль град.

Может быть выведен из закона равнораспределения колебательной энергии по степеням свободы, согласно которому на каждую колебательную степень свободы приходится энергия kT . Поскольку число колебательных степеней свободы у кристалла, содержащего N атомов (N - число Авогадро), равно $3N$, то средняя энергия теплового движения в кристалле, содержащем 1 моль вещества, составляет $E=3NkT$, а соответствующая молярная теплоёмкость равна $dE/dT=$

$C_v = 3Nk=24,9$ Дж/моль·К. Закон удовлетворительно выполняется для большинства элементов и простых соединений **при комнатной температуре.**

При понижении температуры теплоёмкость падает гораздо ниже значения, даваемого законом, стремясь к нулю как T^3 у диэлектриков и как T - у металлов.

Отклонения от этого закона при низких температурах были объяснены в теории твёрдого тела Дебая. Согласно этой теории, закон Дюлонга и Пти относится к области высоких температур (выше температуры Дебая), когда **возбуждены все колебательные степени свободы.** При понижении температуры происходит "вымораживание" всё большего числа степеней свободы, что и приводит к уменьшению теплоёмкости.

Удельная теплоемкость твердых веществ при низкой температуре.

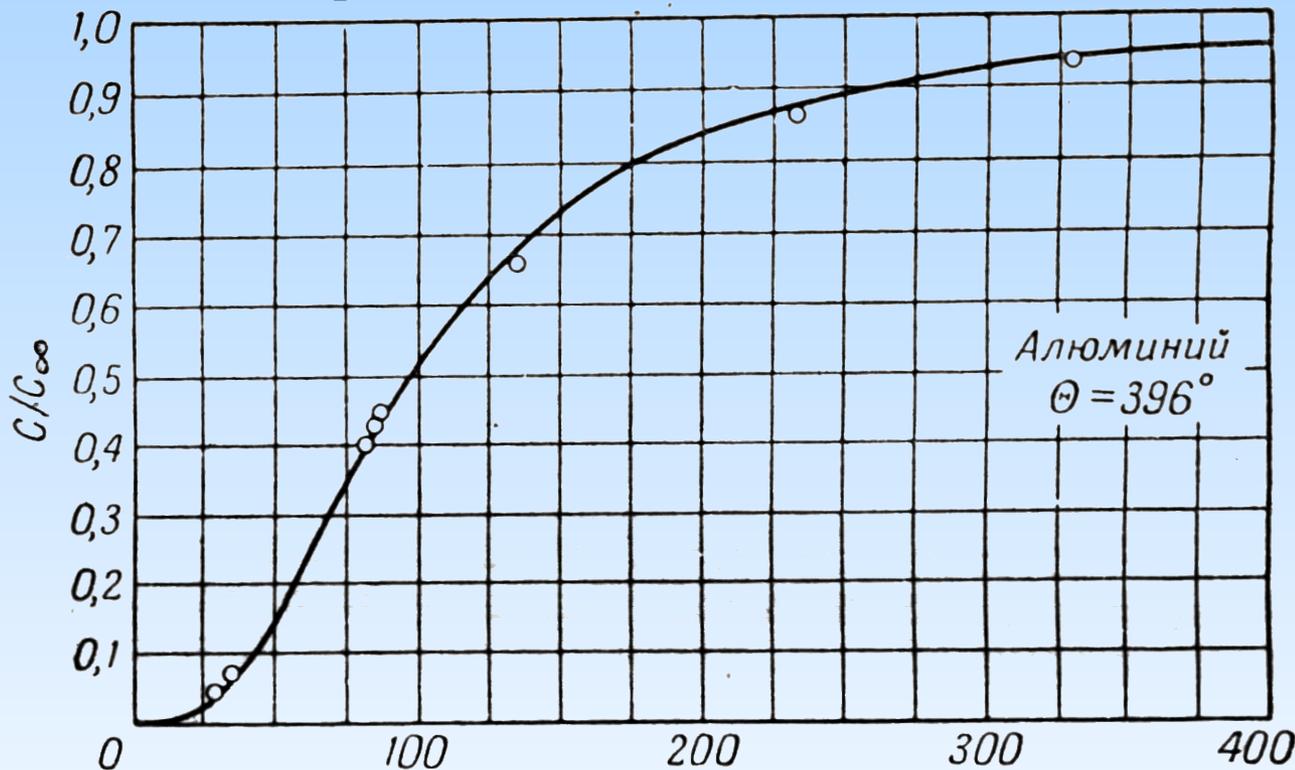
Теплоемкость при постоянном объеме

$$C_V = \left(\frac{\partial E}{\partial T} \right) \Big|_V$$

Классическая физика дает

закон ДЮЛОНГА И ПТИ: $C_V = const$

Реальная картина такова:



Гипотеза Планка дает

$$C_V = \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\hbar \omega}{\exp(\hbar \omega / k_B T) - 1} \right) = \frac{1}{k_B} \left(\frac{\hbar \omega}{T} \right)^2 \frac{\exp(\hbar \omega / k_B T)}{(\exp(\hbar \omega / k_B T) - 1)^2}$$

При высоких температурах – переход к классическому пределу

Фотоэффект.

Особенности фотоэффекта:

1. Имеется «красная граница» фотоэффекта – если длина волны света больше некоторого критического значения, характеризующего данный материал, фотоэффект не возникает даже при большой интенсивности излучения.
2. Кинетическая энергия электронов, испускаемых с поверхности металла при освещении видимым или ультрафиолетовым светом, **зависит от частоты света, но не зависит от его интенсивности.**

Квантовый подход дает:
$$\hbar \omega = W + \frac{mv^2}{2}$$

При $\hbar \omega < W$ кинетическая энергия должна быть отрицательной, что невозможно. Это и есть «красная граница».



Эффект Комптона.

Рассеяние э.-м. волны на свободном электроне, сопровождающееся **уменьшением частоты**. Эффект наблюдается для больших частот рассеиваемого э.-м. излучения (в рентгеновской области и выше).

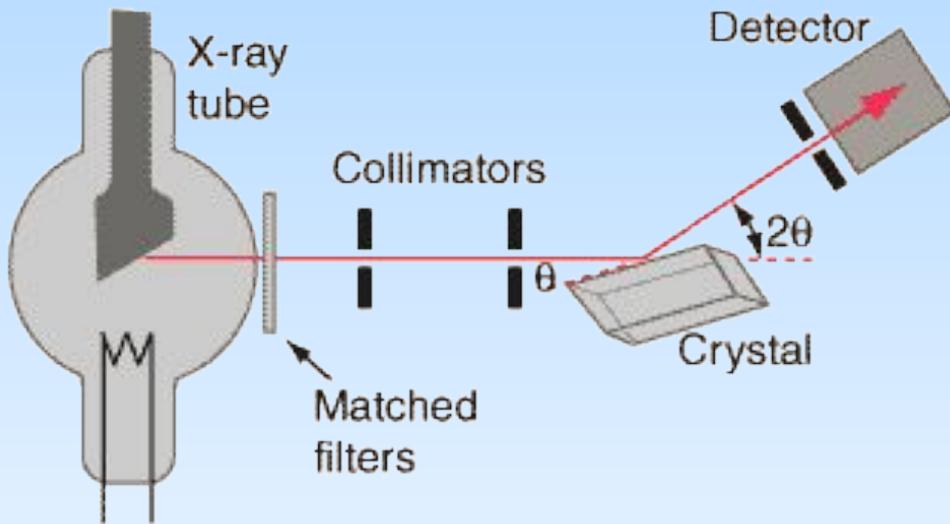


Рис. 1 Рентгеновский спектрометр У.Г.Брэгга

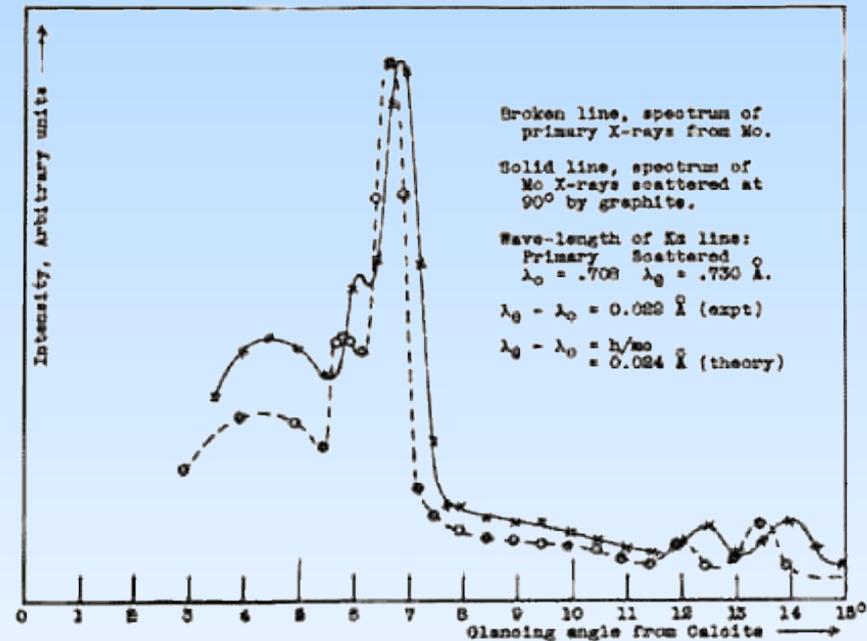


Рис. 2 Спектр первичных и рассеянных X-лучей

Изучен в 1922-23 гг. Исторически эффект Комптона явился одним из главных свидетельств в пользу корпускулярной природы электромагнитного излучения (в частности, света).

Эффект Комптона.

С точки зрения классической электродинамики рассеяние с изменением частоты невозможно.

Квантовый подход:

фотон обладает не только энергией E , но и импульсом p :

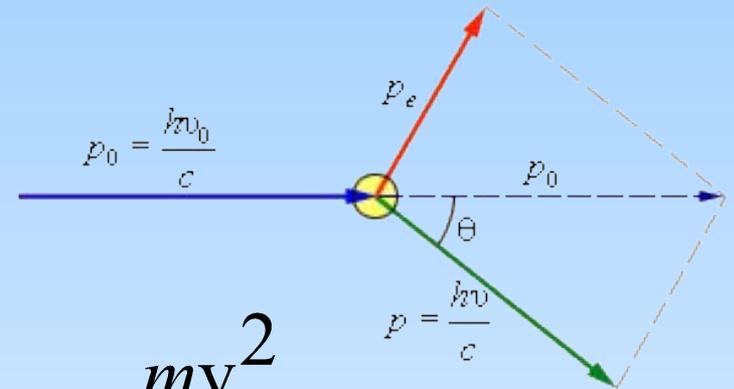
$$E = \hbar \omega; \quad p = \hbar \omega / c \quad \hbar \omega = \hbar \omega' + P + \frac{mv^2}{2}$$

Из законов сохранения энергии и импульса следует:

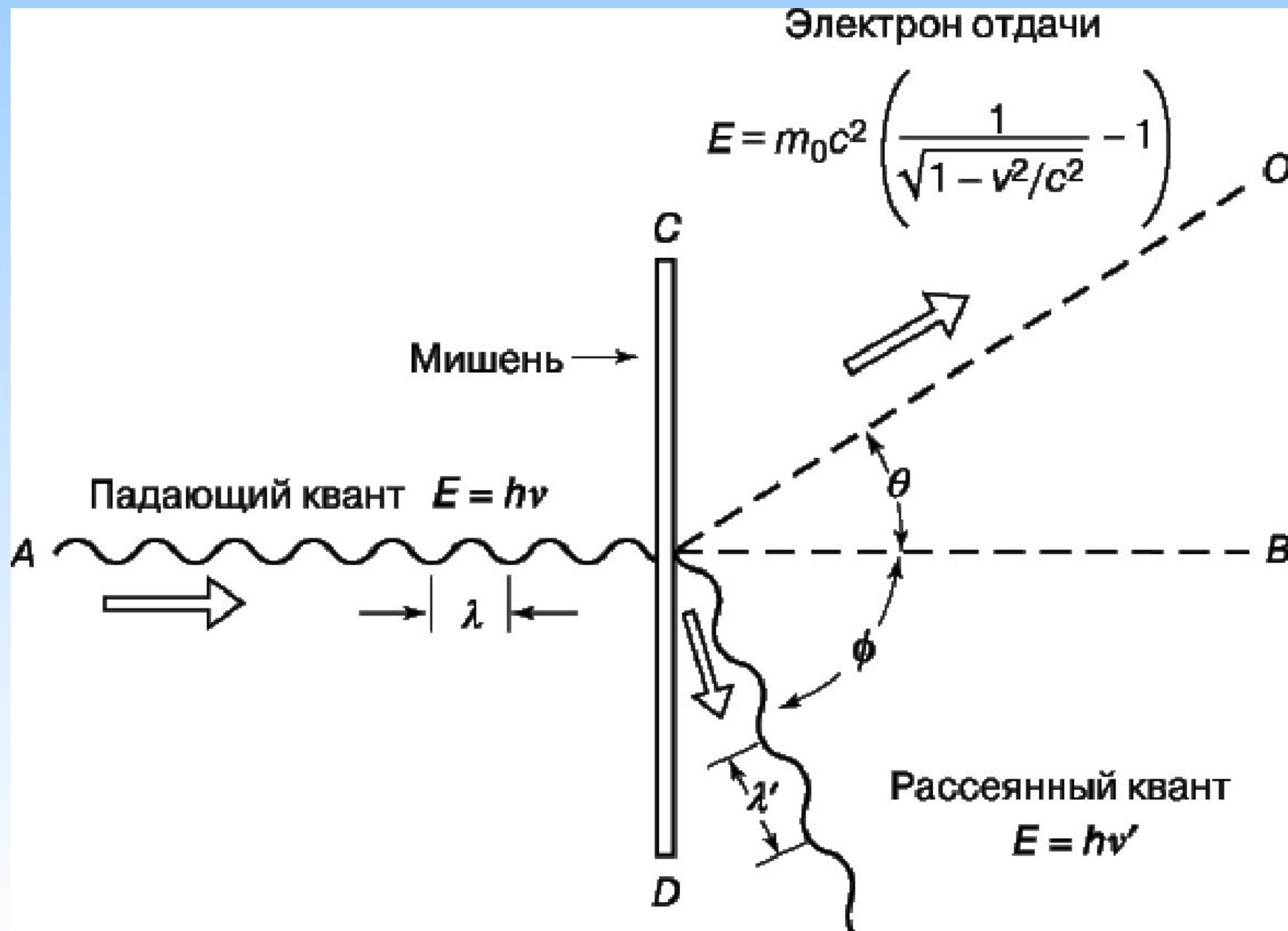
$$\Delta \lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \vartheta) = \frac{2h}{m_e c} \sin^2 \frac{\vartheta}{2} \quad (*)$$

где λ, λ' – длины волн до и после рассеяния, ϑ – угол рассеяния, m_e – масса электрона.

Параметр $h/m_e c$ называется *комптоновской длиной волны* электрона и равен $2,4 \cdot 10^{-10}$ см. Из кинематики процесса можно определить энергию и импульс отдачи электрона.



Эффект Комптона.



Эффект Комптона.

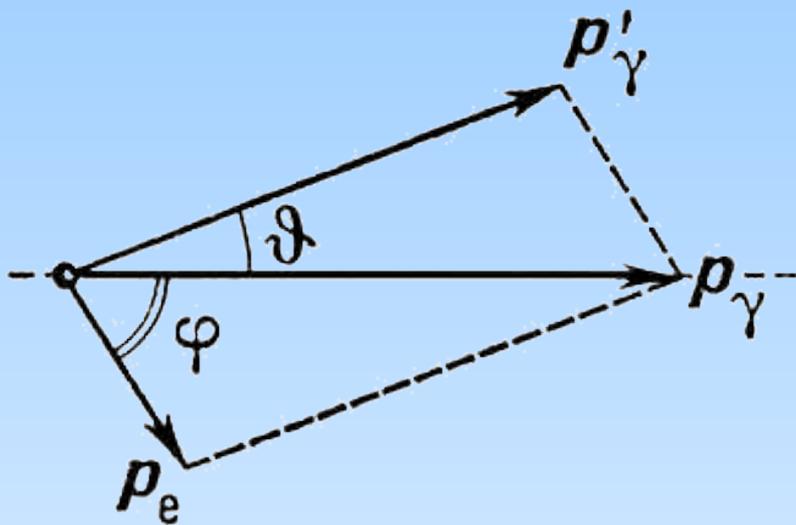


Рис. 1. Упругое столкновение фотона и электрона в эффекте Комптона. До столкновения электрон покоился; p_γ и p'_γ — импульсы налетающего и рассеянного фотонов, p_e — импульс отдачи.

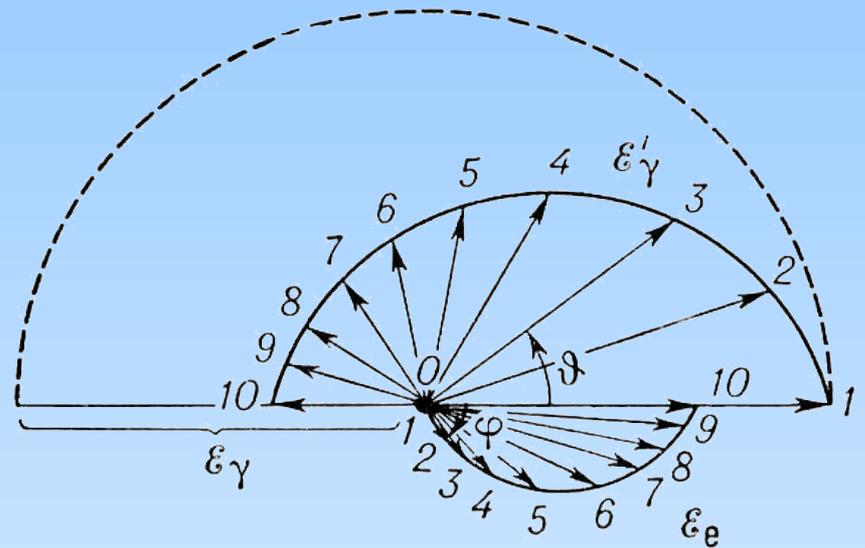
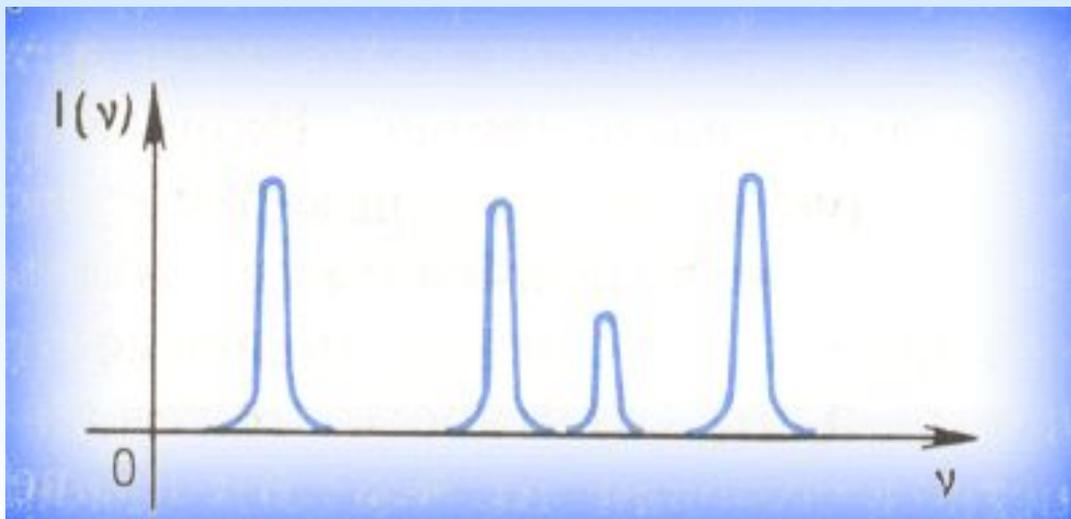


Рис. 2. Зависимость энергии рассеянного фотона ε'_γ от угла рассеяния и энергии электрона отдачи ε_e от угла вылета (нижняя половина кривой). График вычерчен для случая рассеяния «жестких» рентгеновских лучей с малой длиной волны.

Линейчатые спектры испускания и поглощения света. Спектральные серии.

Линейчатые спектры дают все вещества **в газообразном атомарном состоянии**. Изолированные атомы излучают строго определенные длины волн.



Распределение спектральной плотности интенсивности излучения в линейчатом спектре.

Линейчатые спектры испускания и поглощения света. Спектральные серии.



Иоганн Бальмер

Бальмер (Balmer) Иоганн Якоб (1825–1898). Швейцарский физик и математик. Родился в Лозанне. Учился в Базеле, Карлсруэ, Берлине.

В 1849 получил степень доктора в Базельском университете.

С 1859 преподавал в средней школе, а в 1865–90 – в Базельском университете.

Обнаружил закономерность в спектральных линиях атома водорода, показав в 1885 г., что длины волн линий видимой части спектра атома водорода связаны между собой простой зависимостью (формула Бальмера), которая дает возможность определить длины волн всех линий этой водородной серии (серия Бальмера). Это открытие послужило толчком для обнаружения других серий в спектре атома водорода – серий Лаймана, Пашена, Брэкетта и Пфунда. Был пионером в изучении структуры атома.

$$\lambda = b \frac{k^2}{k^2 - 4}$$

Линейчатые спектры испускания и поглощения света. Спектральные серии.

Формула Бальмера
(первоначальный вид):

$$\lambda = b \frac{k^2}{k^2 - 4}$$

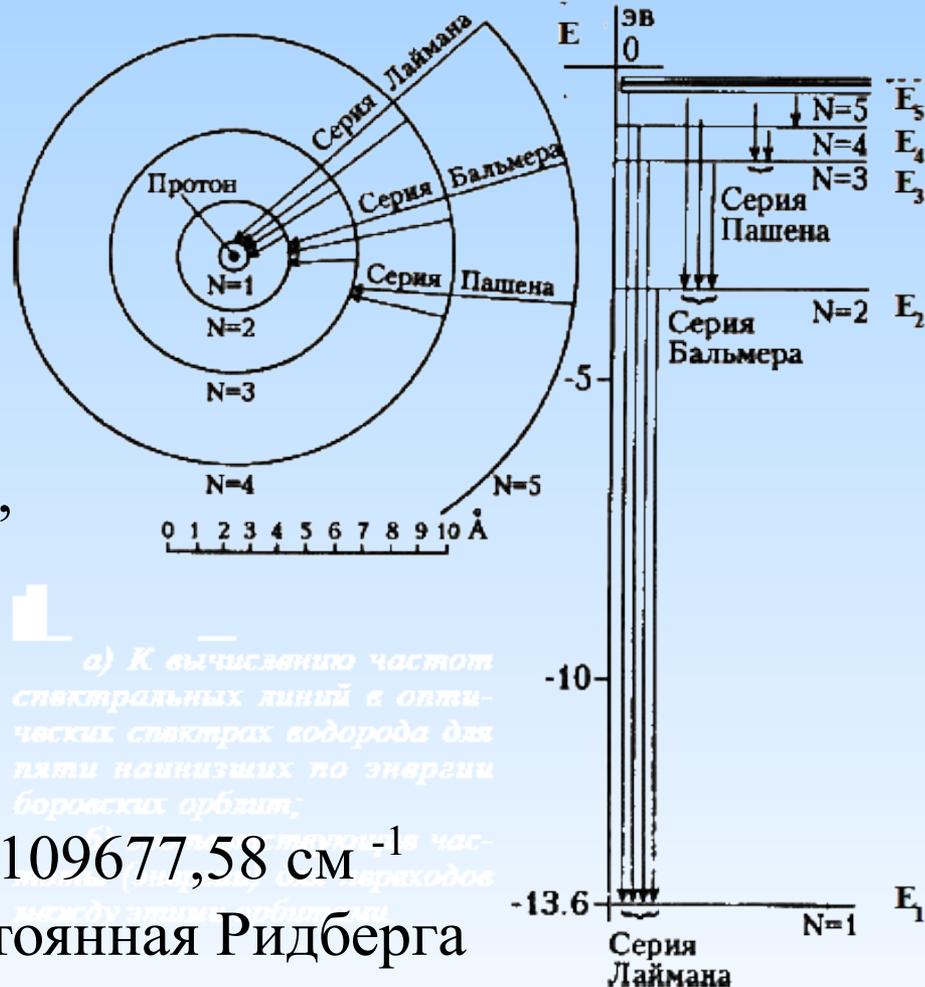
Линия	λ , А (измерено Ангстремом)	λ , А (вычислено Бальмером)	k
<i>C</i>	6562,10	6562,08	3
<i>F</i>	4860,74	4860,8	4
<i>G</i>	4340,1	4340,0	5
<i>H</i>	4101,2	4101,3	6

Линейчатые спектры испускания и поглощения света. Спектральные серии.

Комбинационный принцип Ритца. В простейшей форме, применимой для атома водорода, он утверждает, что частоты электромагнитного поля, излучаемого или поглощаемого атомом водорода, удовлетворяют эмпирической формуле Бальмера

$$\omega = cR \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

$R = 109677,58 \text{ см}^{-1}$ — постоянная Ридберга для атома водорода



Опыт Франка - Герца.

Опыт, показавший, что **внутренняя энергия атома** не может изменяться непрерывно, а принимает определённые дискретные значения (**квантуется**).

Впервые поставлен в 1913 г.

В опыте исследовалась зависимость силы тока I от ускоряющего потенциала V между катодом К (рис. 1) и сеткой C_1 ; между сеткой C_2 и анодом А приложен замедляющий потенциал. Электроны, ускоренные в области I, испытывают в области II соударения с атомами паров ртути, заполняющими трубку Л. На анод А попадают только те электроны, энергия которых после соударения с атомом достаточна для преодоления замедляющего потенциала в области III.

При увеличении ускоряющего потенциала от 0 до 4,9 В наблюдается **монотонный** рост I ; т.о., в этой области V соударения электронов с атомами носят упругий характер, внутренняя энергия атомов не меняется. При $V > 4,9$ В (и кратных ему значениях $V > 9,8; 14,7$ В,...) на кривой $I(V)$ появляются спады (рис. 2): соударения электронов с атомами становятся **неупругими** — внутренняя энергия атомов растёт за счёт энергии электронов.

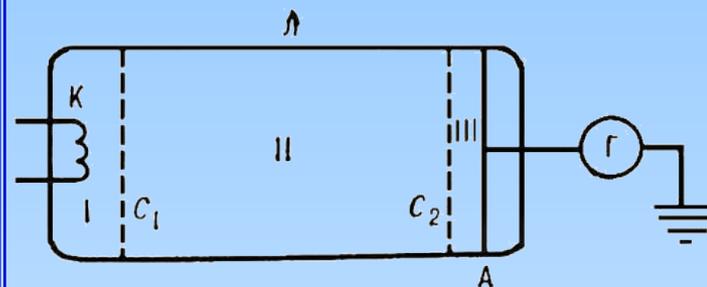


Рис.1

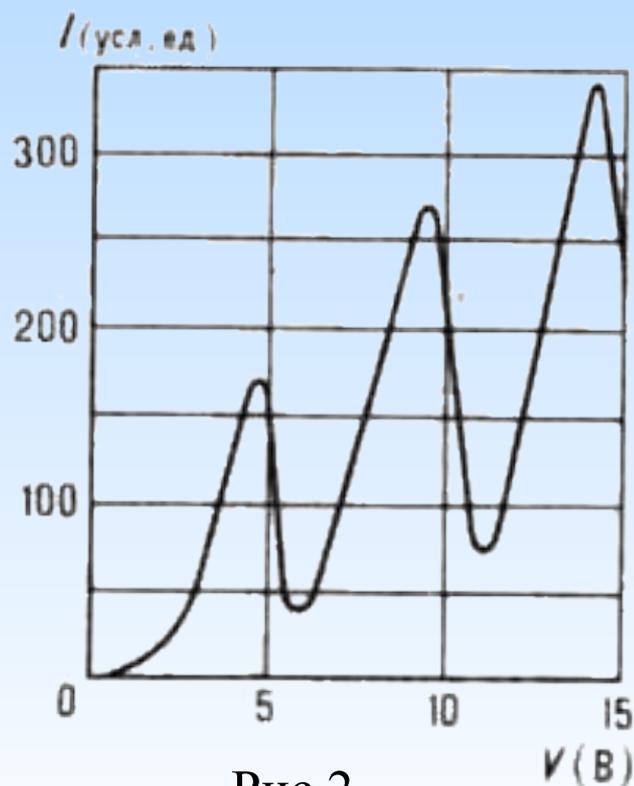


Рис.2

Идея опыта Франка и Герца: нужно исследовать поведение атома при передаче ему определенных количеств энергии.

Стационарных состояний нет
(внутренняя энергия атома может принимать любые значения)
Передавая атому некоторую энергию, атом возбуждается, его внутренняя энергия увеличивается.

Стационарные состояния есть.
Для увеличения внутренней энергии атому нужно передать энергию, превышающую разность энергий двух низших стационарных состояний. При передаче меньшей энергии атом не возбуждается, лишь увеличивается его кинетическая энергия.



- Джеймс Франк
- 1882-1964



Густав Людвиг Герц
1887-1975

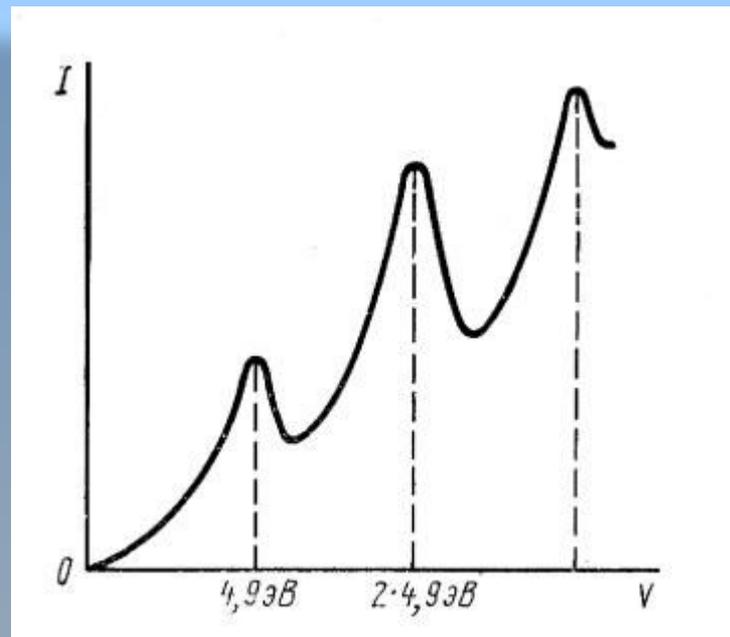
При напряжении ниже 4,9 В:

- столкновения электронов с атомами являются упругими;
- внутренняя энергия атомов не меняется;
- кинетическая энергия электронов при этом почти не меняется, так как масса электрона много меньше массы атомов ртути;
- электроны, ускоренные электрическим полем между катодом и сеткой, преодолевают задерживающее

- число электронов, достигших поле и достигают анода; анода в единицу времени, растет пропорционально напряжению.
- столкновения электронов с атомами становятся неупругими;

Напряжение повышается до 4,9 В:

- внутренняя энергия атомов увеличивается скачком, а электрон после соударения теряет почти всю свою кинетическую энергию;
- задерживающее поле не допускает медленные электроны до анода, и сила тока резко уменьшается;
- ток не падает до нуля, так как некоторая часть электронов достигает сетки, не испытав неупругих соударений.



Внутренняя энергия атомов ртути не может измениться на величину, меньшую $\Delta E = 4,9$ эВ.

При напряжении 4,9 В пары ртути начинают излучать.

$\nu = \frac{\Delta E}{h}$ - частота излучения совпадает с экспериментально наблюдаемой.

Возбужденные атомы ртути переходят в низшее энергетическое состояние и излучают световые кванты.

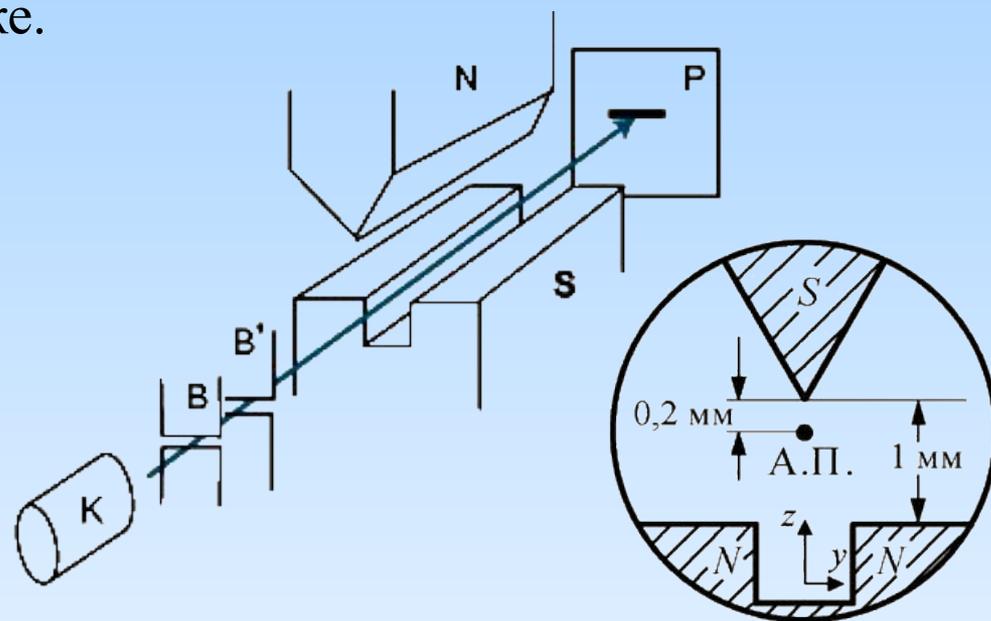
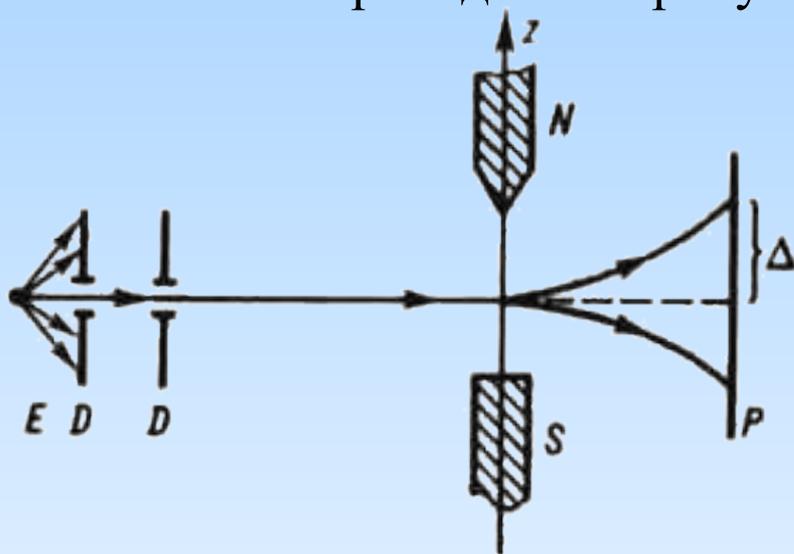
Существование у атома дискретного набора стационарных состояний.

Опыт Штерна - Герлаха.

Экспериментальное доказательство квантования проекции магнитного момента атома на направление магнитного поля.

Опыт подтвердил справедливость квантовой теории. Поставлен в 1922 году.

Схема опыта приведена на рисунке.

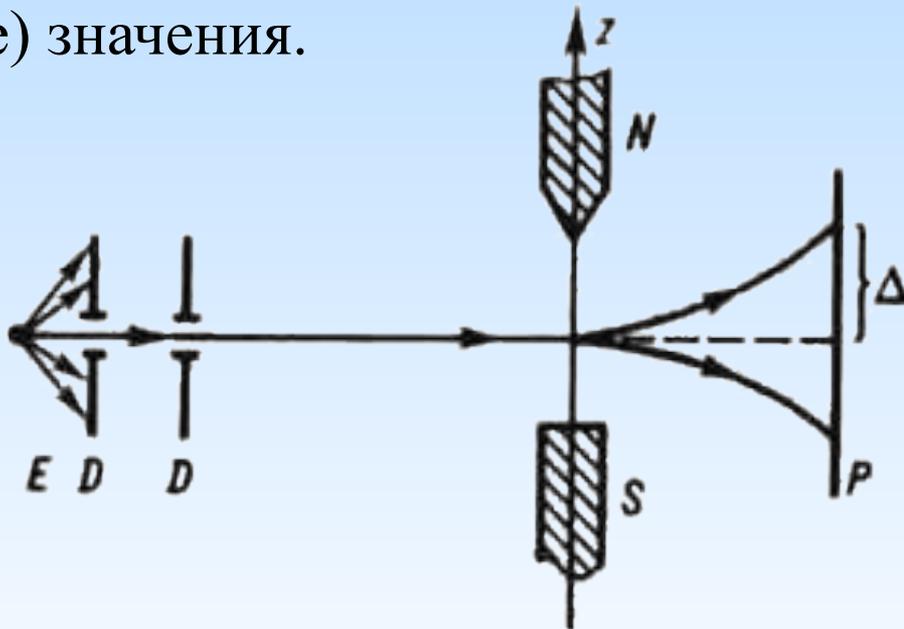


В вакуумной печи создавался поток атомов серебра, который затем коллимировался двумя диафрагмами D, проходил между полюсами магнита, формирующими **неоднородное** магнитное поле N, и попадал на фотопластинку P.

Опыт Штерна - Герлаха.

Согласно классическим представлениям, на атом с магнитным моментом M в неоднородном магнитном поле действует сила, направленная вдоль магнитного поля и перпендикулярно направлению движения атомов пучка.

В соответствии с квантовой теорией проекция на направление магнитного поля квантована, т. е. принимает лишь определённые (дискретные) значения.



Зафиксировано **расщепление** пучка атомов серебра на две узкие компоненты **при отсутствии неотклонённого пучка!**

Сводка основных опытов и следствий из них. Корпускулярно-волновой дуализм.

