

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ

Учреждение образования
«МОГИЛЕВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени А. А. КУЛЕШОВА»

С. М. Чернов

ОБЩАЯ ФИЗИКА

КВАНТОВАЯ ФИЗИКА

КУРС ЛЕКЦИЙ

Электронный архив библиотеки МГУ имени А.А. Кулешова



Могилев
МГУ имени А. А. Кулешова
2016

Электронный аналог печатного издания:

Чернов С.М. Общая физика. Квантовая физика : курс лекций. –
Могилев : МГУ имени А. А. Кулешова,
2016. – 164 с. : ил.

ISBN 978-985-568-087-2

Курс лекций «Квантовая физика» содержит теоретический материал и дополнения в виде примеров задач с краткими решениями, а также вопросы и задачи для самостоятельного решения. Изложенный материал носит, в основном, качественный характер, направленный на выяснение физического смысла рассматриваемых явлений. Представлены основные экспериментальные факты, лежащие в основе квантовой физики. Изложены концептуальные основы квантовой механики Шредингера, на основе которой решаются одномерные задачи. Рассмотрены некоторые свойства атомов и молекул. Проведено обоснование зонной теории и классификации кристаллических твердых тел. Описаны основные свойства атомных ядер и элементарных частиц.

Курс лекций рекомендуется студентам физико-математических факультетов университетов.

УДК 530.142 (075.8)
ББК 22.314я73

Чернов С.М. Общая физика. Квантовая физика : курс лекций. –
Электр. данные. – Могилев : МГУ имени А. А. Кулешова, 2016. –
164 с. : ил. – Загол. с экрана.

212022, г. Могилев,
ул. Космонавтов, 1
Тел.: 8-0222-28-31-51
E-mail: alexpzn@mail.ru
<http://www.msu.mogilev.by>

© Чернов С.М., 2016
© МГУ имени А.А. Кулешова, 2016
© МГУ имени А.А. Кулешова,
электронный аналог, 2016

С. М. Чернов

Общая физика

КВАНТОВАЯ

ФИЗИКА

Курс лекций

Могилев 2016

ВВЕДЕНИЕ

Настоящий курс лекций не претендует на полноту и оригинальность, а отражает лишь многолетний опыт преподавания курса «Квантовой физики» в Могилевском государственном университете имени А.А.Кулешова для студентов физико-математического факультета. Курс рассчитан на 100 часов аудиторных занятий, из которых около 30 часов отводится для выполнения лабораторных работ, методическое описание которых не включено в данное пособие. Курс лекций содержит 6 глав и дополнения в виде примеров задач с краткими решениями, а также вопросы и задачи для самостоятельного решения. Изложенный материал носит, в основном, качественный характер, направленный на выяснение физического смысла рассматриваемых явлений. Проблемы, требующие использование более сложного анализа или проведение громоздких математических расчетов, рассматриваются далее в курсе «Квантовой механики».

В первой главе представлены основные экспериментальные факты, лежащие в основе квантовой физики (законы теплового излучения, фотоэффект, рентгеновское излучение и его применение, гипотеза де Бройля). Основная идея этой главы состоит в обсуждении корпускулярно-волновых свойств материи и получение соотношений неопределенности Гейзенберга.

Во второй главе изложены концептуальные основы квантовой механики Шредингера, на основе которой рассмотрены три одномерные задачи, имеющие принципиальное значение для физики микромира (частица в бесконечно глубокой потенциальной яме, линейный гармонический осциллятор и туннельный эффект).

Третья глава посвящена анализу некоторых свойств атомов и молекул. Рассмотрены результаты как полуклассической теории Бора, так и квантовой механики. Обсуждаются такие важные особенности микрочастиц как спин и принцип запрета Паули, позволяющие объяснить структуру периодической системы элементов Менделеева. На примере простейшей молекулы водорода рассмотрены особенности молекулярных спектров и явление комбинационного рассеяния света. Представлен анализ физических процессов, лежащих в основе работы лазеров.

В четвертой главе рассмотрены квантовые явления в твердых телах. Основное внимание уделено обоснованию зонной теории и классификации кристаллических твердых тел. С качественной точки зрения проведен анализ тепловых и электрических свойств металлов и полупроводников.

Пятая глава посвящена физике атомного ядра, в которой рассмотрено обоснование pn -структуры ядра, а также жидко-капельной и оболочечной моделей. Рассмотрены явления радиоактивности, а также реакции деления и синтеза атомных ядер.

В шестой главе описаны особенности элементарных частиц и их характеристики. Кратко обсуждаются современные модели элементарных частиц, в частности кварковая модель адронов.

В данном курсе лекций вопросы теории иллюстрируются многочисленными задачами с решениями, обсуждение которых можно провести как на лекциях, так и на семинарских занятиях.

Глава I

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ ФИЗИКИ

§ 1. Законы теплового излучения

Опыт показывает, что все тела излучают тепловую энергию в виде электромагнитных волн. Это происходит из-за преобразования хаотического теплового движения атомов и молекул нагретого тела в энергию излучения. Существуют и другие механизмы свечения (фосфоресценция, электролюминесценция, хемилюминесценция и т.д.). Здесь речь идет о *тепловом* или *температурном* излучении.

Для количественного описания теплового излучения необходимо научиться его накапливать и сохранять (рис. 1).

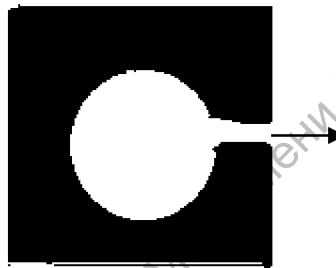


Рис. 1. Модель термостата с полостью

Рассмотрим *равновесный режим*, когда стенки полости излучают столько энергии, сколько ее и поглощают. Так как электромагнитные волны в полости распространяются с конечной скоростью, то внутри полости будет накоплена лучистая энергия с вполне определенной плотностью. Как и любой материальной среде равновесному излучению можно приписать определенную температуру T , равной температуре самого термостата. При этом в *равновесном состоянии* плотность лучистой энергии, ее спектральный состав совершенно не зависит от формы и материала стенок полости, а определяется лишь ее температурой T .

Для количественного описания теплового излучения вводят следующие характеристики.

1. *Объемная плотность энергии излучения* (количество электромагнитной энергии в единицу объема) U , содержащая волны всех частот.

2. *Объемная плотность энергии, приходящаяся на узкий интервал частот* $(\omega, \omega+d\omega)$ или интервал длин волн $(\lambda, \lambda+d\lambda)$

$$dU = \rho_\omega d\omega = \rho_\lambda d\lambda$$

ρ_ω – называется *спектральной плотностью излучения*. По определению, это количество э-м энергии в единице объема, приходящийся на единичный ин-

тервал частот. Очевидно полная объемная плотность излучения всех частот равна

$$U = \int_0^{\infty} \rho_{\omega} d\omega.$$

В теории обычно используют ρ_{ω} , в экспериментах отдают предпочтение ρ_{λ} . Параметр ρ_{ω} является основной функцией, которую можно измерить, и для которой строится вся теория.

3. Излучательная способность тела E_{ω} (в оптике называется поверхностная яркость) – называется энергия, излучаемая единичной площадью поверхности нагретого тела в интервале частот $(\omega, \omega+d\omega)$ в направлении единичного телесного угла за единицу времени. Излучательная способность зависит от ω , T , а также от материала вещества, его формы и состояния поверхности.

4. Энергетической светимостью S называется поток энергии, излучаемый по всем направлениям единичной площадью в единицу времени, содержащей волны всех частот. Из простых геометрических соображений не сложно получить связь

$$S = \frac{c}{4}U = \frac{c}{4} \int_0^{\infty} \rho_{\omega} d\omega.$$

5. Поглощательной способностью тела A_{ω} называется безразмерная величина, равная доли энергии излучения с частотами $(\omega, \omega+d\omega)$, поглощаемая единичной площадью поверхности тела в единицу времени.

A_{ω} – является функцией тех же параметров, что и E_{ω} . Очевидно – $0 \leq A_{\omega} \leq 1$.

Если $A_{\omega} = 0$, то тело называется абсолютно зеркальным.

Если $A_{\omega} = 1$, для всех ω , то тело называется абсолютно черным.

Если $A_{\omega} = A_0$ и $0 < A_0 < 1$, то тело называется серым.

Из общих термодинамических соотношений было строго доказано, что отношение излучательной способности тела E_{ω} к его поглощательной способности A_{ω} для всех тел одинаковы и является универсальной функцией частоты ω и температуры T : $I = I(\omega, T)$

$$\frac{E_{\omega}}{A_{\omega}} = I(\omega, T) \text{ – закон Кирхгофа (1859).}$$

Физический смысл этой функции состоит в том, что для АЧТ $A_{\omega} = 1$ и $I(\omega, T) = E_{\omega}$, т.е. равна излучательной способности АЧТ. Для остальных, “серых” тел $E_{\omega} = A_{\omega} I(\omega, T)$.

Было показано, также, что для АЧТ $I(\omega, T)$ связано со спектральной плотностью излучения ρ_ω соотношением $I(\omega, T) = \frac{c}{4\pi} \rho_\omega$. Таким образом

$$\rho_\omega = \frac{4\pi}{c} I(\omega, T) = \frac{4\pi}{c} E_\omega.$$

Следовательно, измеряя экспериментально излучательную способность АЧТ, можно определить $\rho_\omega = \rho_\omega(\omega, T)$.

Эти измерения были проведены с хорошей точностью к концу XIX в. для тел, близких по свойствам к АЧТ (для модели термостата с полостью, рассмотренной выше). Поэтому дальнейшие рассуждения будем проводить применительно к этой модели. Таким образом, наша задача состоит в вычислении ρ_ω и ее сравнении с экспериментом.

Как уже отмечалось, внутри полости термостата накапливается тепловое излучение АЧТ, представляющее собой совокупность электромагнитных плоских волн с любыми частотами $0 \leq \omega \leq \infty$, распространяющиеся по всем направлениям изотропно. С энергетической точки зрения это “черное излучение” эквивалентно системе бесконечно большого числа независимых гармонических осцилляторов, называемых *радиационными осцилляторами*.

Если N – число таких осцилляторов в единицу V и в единичном интервале частот, а $\langle \mathcal{E} \rangle$ – средняя энергия каждого осциллятора, то

$$\rho_\omega = N \langle \mathcal{E} \rangle.$$

Несложный, но достаточно громоздкий расчет показывает, что

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

и, следовательно, задача сводится к вычислению $\langle \mathcal{E} \rangle$.

Первую серьезную попытку оценки $\langle \mathcal{E} \rangle$ предприняли *Рэлей и Джинс* в рамках *классической статистической механики*. В частности, они использовали *теорему о равномерном распределении энергии по степени свободы*.

Согласно этой теореме утверждается, что на каждую колебательную степень свободы приходится в среднем энергия $\langle \mathcal{E} \rangle = kT$ ($k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$ – постоянная Больцмана). Тогда на основании этой теоремы можно записать:

$$\rho_\omega = N \langle \mathcal{E} \rangle = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} kT \quad (\text{формула Рэлей-Джинса (Р-Д)}).$$

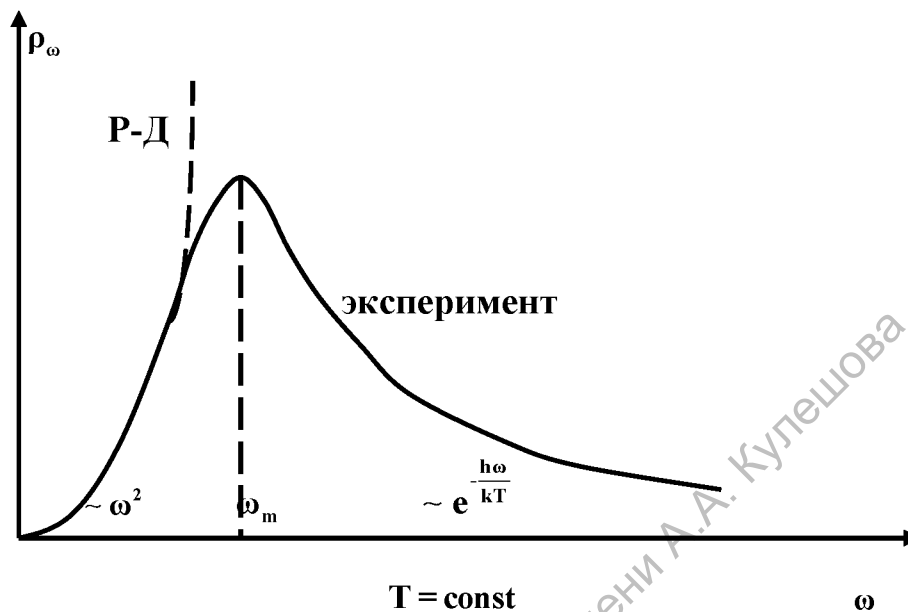


Рис. 2. Экспериментальная зависимость спектральной плотности излучения ρ_ω от ω для АЧТ. Пунктирная кривая соответствует теории РД

Закон Рэлея-Джинса правильно описывает поведение ρ_ω в области низких частот, но дает абсурдный результат при $\omega \rightarrow \infty$ (ультрафиолетовая катастрофа). Вин предположил, что в этой области частот возбуждаются не все осцилляторы, и энергия излучения падает по экспоненциальному закону (закон Вина): $\rho_\omega \sim \exp(-\hbar\omega/kT)$.

Кроме того, были известны эмпирические законы теплового излучения:

1) Закон смещения Вина: $\omega_m/T = \text{const}$, или $\lambda_m \cdot T = b$, где $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$ – постоянная Вина.

2) Закон Стефана-Больцмана:

Полная излучательная способность, т.е. энергия S , излучаемая нагретым телом с единицы площади за единицу времени для волн всех частот и по всем направлениям в пространстве, равна

$$S = \sigma T^4,$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2\text{T}^4$ – постоянная Стефана-Больцмана.

Следует отметить, что постоянные Вина и Стефана-Больцмана носили чисто эмпирический характер.

В 1900 г. М. Планк на заседании Берлинского физического общества предложил интерполяционную формулу, правильно описывающую все указанные эмпирические законы:

$$\rho_{\omega} = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \cdot \frac{\hbar \omega}{e^{\frac{\hbar \omega}{kT}} - 1},$$

где $\hbar = 1,054 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка (иногда вводят постоянную Планка $h = 2\pi\hbar = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с).

Из этой формулы, в частности, следуют все известные результаты:

- 1) $\frac{\hbar \omega}{kT} \ll 1 \Rightarrow \rho_{\omega} = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} kT$ (Рэлей-Джинс);
- 2) $\frac{\hbar \omega}{kT} \gg 1 \Rightarrow \rho_{\omega} = \frac{\hbar \omega^3}{\pi^2 c^3} e^{-\frac{\hbar \omega}{kT}}$ (Вин);
- 3) Постоянная Вина $b = 2\pi\hbar c / 2,82k^2$;
- 4) Постоянная Стефана-Больцмана $\sigma = \pi^2 k^2 / 60c^3 \hbar^2$.

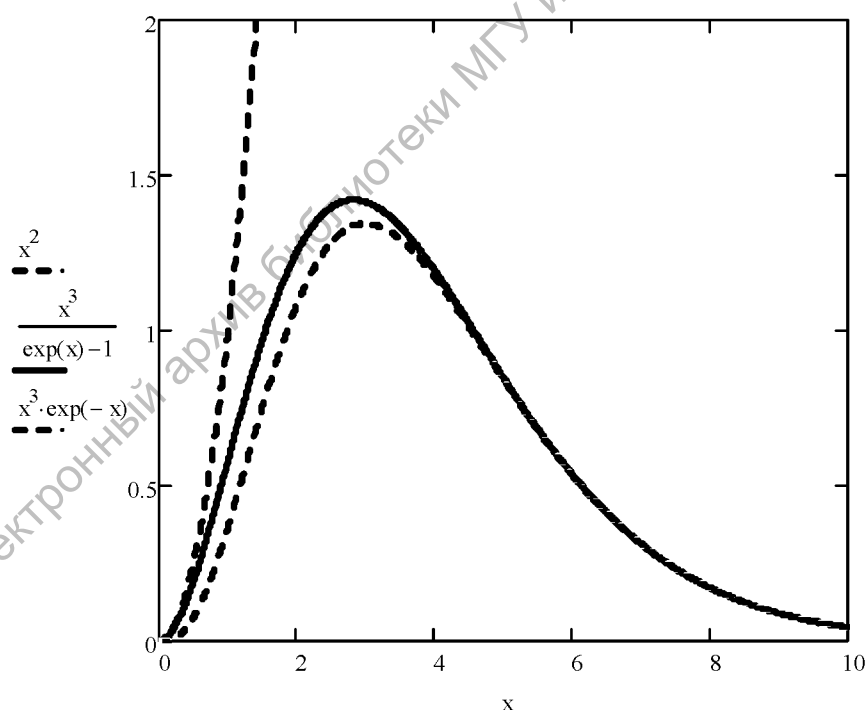


Рис. 3. Сравнительные зависимости спектральной плотности излучения от $x = \hbar\omega/kT$ в теории Рэлей-Джинса (x^2), Планка ($x^3/(e^x - 1)$) и Вина ($x^3 e^{-x}$)

Вскоре Планк построил теорию, объясняющую эмпирическую зависимость ρ_{ω} . Центральным местом этой теории было предположение о том, что радиационные осцилляторы могут обладать только *дискретными* (кванто-

ванными) значениями энергии $E = E_n = n \cdot \hbar\omega$ ($n = 0, 1, 2, \dots$). Таким образом, по Планку, для одномерного гармонического осциллятора:

$$E_n = \frac{p_x^2}{2m} + \frac{m\omega^2 x^2}{2} = n \cdot \hbar\omega \quad (n = 0, 1, 2, \dots)$$

Формирование такого поля излучения может осуществляться лишь в том случае, если атомы, из которых построены стенки полости термостата, излучают и поглощают энергию лишь порциями величиной $\hbar\omega$.

Это предположение в корне противоречит всем классическим представлениям. Во-первых, в классической физике любая колебательная система могла иметь любые (непрерывные) значения энергии. Во-вторых, в микромире не справедлива теорема о равномерном распределении энергии по степеням свободы, так что на одну колебательную степень свободы должна приходиться энергия не kT , а

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\hbar\omega}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1}$$

Работа М. Планка была удостоена Нобелевской премии (1918).

Используя законы теплового излучения, можно разработать методику измерения температуры удаленных или раскаленных тел. Такие приборы называются *пирометрами*.

Замечание 1.

Покажем, что если тепловое излучение происходит в объеме достаточно толстого слоя из любого вещества, имеющего на единицу толщины испускательную способность E_ω и поглощательную способность A_ω , то поверхность этого слоя излучает как абсолютно черное тело.

При расчетах ограничиться рассмотрением излучения, распространяющегося в направлении, перпендикулярном поверхности слоя.

Пусть слой вещества, занимающего полупространство $x \geq 0$, имеет температуру T (рис. 4). Выделим тонкий слой этого вещества с координатами от x до $x + dx$. На частоте ω этот тонкий слой излучает по направлению к поверхности поток энергии с единицы площади $dE_\omega = E_\omega dx$.

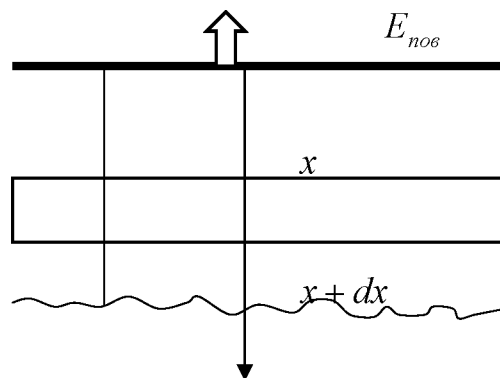


Рис. 4

До выхода с поверхности слоя это излучение проходит слой поглощающего вещества толщиной x . При этом по закону Бугера поток энергии излучения уменьшается экспоненциально и при выходе на поверхность $x = 0$ становится равным

$$dE_{\text{нов}} = dE_{\omega} \exp(-A_{\omega}x) = E_{\omega} \exp(-A_{\omega}x) dx.$$

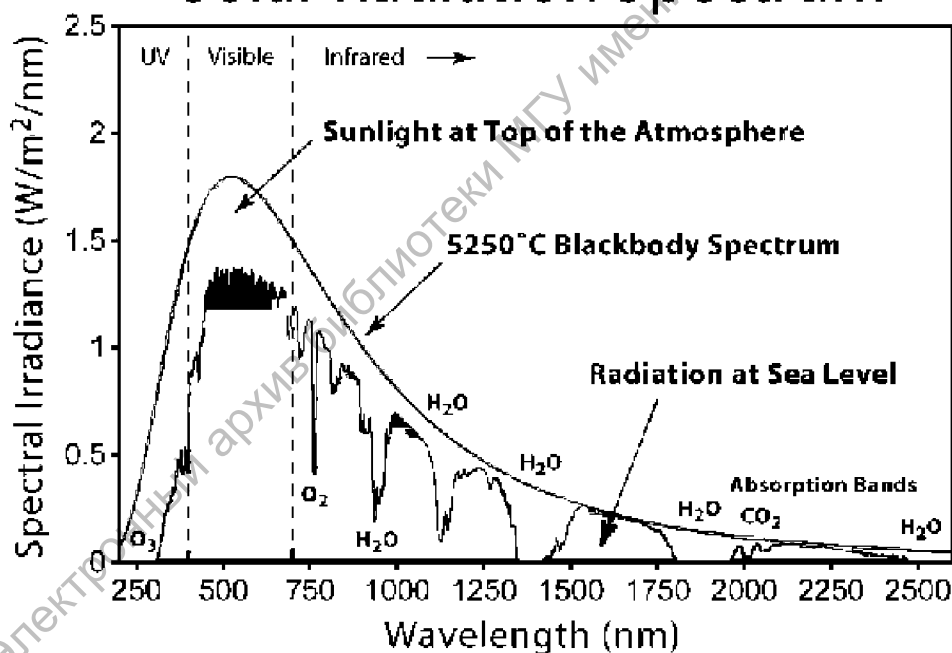
Суммируя излучение от всех слоев, находим испускательную способность поверхности слоя

$$E_{\text{нов}} = \int_0^{\infty} E_{\omega} \exp(-A_{\omega}x) dx = E_{\omega} \int_0^{\infty} e^{-A_{\omega}x} dx = \frac{E_{\omega}}{-A_{\omega}} e^{-A_{\omega}x} \Big|_0^{\infty} = \frac{E_{\omega}}{A_{\omega}} = I(\omega, T).$$

Мы тем самым доказали, что поверхность толстого слоя излучает как абсолютно черное тело.

Этот важный вывод поясняет, например, почему излучение с поверхности достаточно большого объема высокотемпературной плазмы и, в частности, с поверхности Солнца, близко по спектральному составу к излучению абсолютно черного тела.

Solar Radiation Spectrum



§ 2. Фотоэффект. Давление света

Явление выбивания электронов из вещества (металлов) под действием света называется *внешним фотоэффектом*. Впервые это явление наблюдал Герц (1888), а эмпирические законы фотоэффекта были сформулированы Столетовым (1890).

Следует отметить, что облучение светом некоторых твердых тел (*диэлектрики, полупроводники*) может и не сопровождать выходом электронов. Однако при этом изменяются внутренние свойства вещества: меняется их электрическое сопротивление (*фотосопротивление*), возникает разность потенциалов на противоположных поверхностях (*фотоэдс*) и т.д. Такие процессы называются *внутренним фотоэффектом*. Эти свойства нашли широкое применение в науке и технике (фотоэлементы, солнечные батареи и др.). В дальнейшем будем рассматривать лишь внешний фотоэффект (или просто *фотоэффект*).

Явления внешнего фотоэффекта можно наблюдать в следующем схематическом опыте:

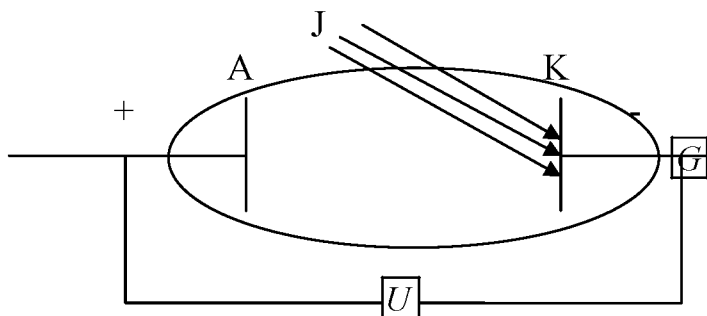


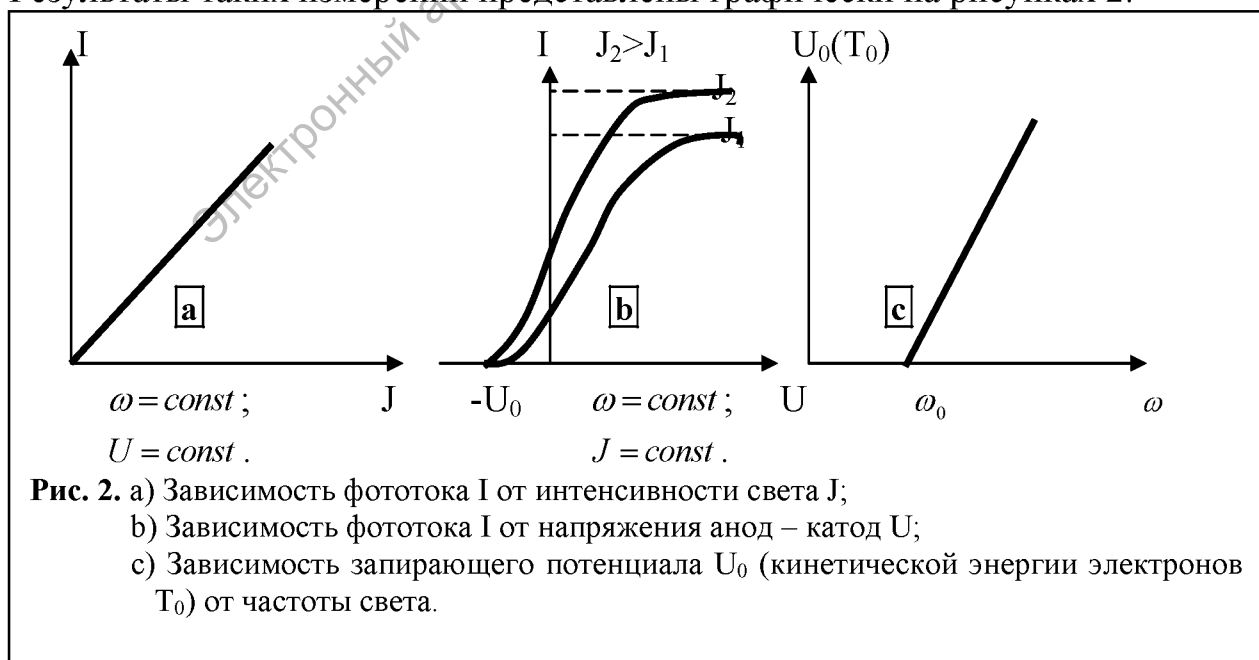
Рис. 1. Схема опыта для наблюдения фотоэффекта.

- A – Анод;
- K – Катод;
- G – Гальванометр;
- U – Вольтметр.
- J – Интенсивность света;
- I – Ток в анодной цепи.

Если $U = 0$ и $J = 0$, то $I = 0$, так как цепь разорвана. При освещении катода светом в цепи возникает слабый ток $I \neq 0$, который увеличивается с ростом U . Экспериментально можно исследовать зависимость фототока I от:

- 1) интенсивности излучения J ;
- 2) частоты падающего света ω ;
- 3) материала катода;
- 4) напряжения между катодом и анодом U .

Результаты таких измерений представлены графически на рисунках 2:



Из рисунка (2а) следует *линейная зависимость* величины фототока от интенсивности падающего света. Физически это означает, что число выбиваемых электронов, определяющее величину фототока, прямо пропорционально интенсивности падающего света.

На рисунке (2b) изображена зависимость фототока I от напряжения U между катодом и анодом при постоянной интенсивности и частоте при двух значениях $J_2 > J_1 > 0$. Важно отметить, что ток исчезает лишь в том случае, если подано обратное напряжение U_0 , которое называется *запирающим потенциалом*. Неожиданным оказался тот факт, что запирающий потенциал *не зависит от интенсивности света*. Измеряя U_0 , можно определить максимальную кинетическую энергию электрона $T_0 = \frac{mv_{\max}^2}{2}$ из условия: $eU_0 = T_0$.

Наконец, из рисунка (2c) следует, что фотоэффект прекращается при низких частотах $\omega \leq \omega_0$, где граничная частота ω_0 называется *красной границей фотоэффекта*.

Таким образом, можно дать следующую формулировку эмпирических законов Столетова:

1. Число выбиваемых электронов с поверхности металла за единицу времени прямо пропорционально интенсивности излучения.
2. Кинетическая энергия выбитых электронов (или запирающий потенциал) не зависит от интенсивности падающего излучения, а зависит лишь от частоты света и материала вещества.
3. Фотоэффект прекращается, если частота излучения $\omega \leq \omega_0$, где ω_0 зависит только от материала вещества (красная граница фотоэффекта).

Для объяснения этих законов Эйнштейн (1905) предположил, что свет представляет собой поток частиц (корпускул), при ударе которых о металл они полностью исчезают, передав свою энергию выбитым электронам. Причем, энергия этих частиц, впоследствии названных *фотонами*, прямо пропорционально частоте света: $E = \hbar\omega$, где коэффициент пропорциональности \hbar оказался равным постоянной Планка (Нобелевская премия – 1921 г.).

Первоначально электроны в металлах не являются свободными, а испытывают притяжение со стороны ионов кристаллической решетки. Эмпирически это можно описать путем введения параметра A , называемого *работой выхода*. Это минимальная энергия, которой необходимо сообщить электрону, чтобы он покинул металл. Работа выхода для всех металлов приведена во многих физических справочниках и имеет порядок нескольких электрон-вольт (эВ).

Дадим объяснение эмпирических законов фотоэффекта с точки зрения гипотезы Эйнштейна.

Первый закон Столетова становится очевидным, так как

$$\left. \begin{array}{l} N_e \sim N_\gamma \\ I \sim N_\gamma \end{array} \right\} \Rightarrow N_e \sim I.$$

Запишем закон сохранения энергии для фотонов и электронов, находящихся в металле:

$$\hbar\omega = A + \frac{mv_{\text{макс.}}^2}{2} = A + eU_0.$$

Последнее уравнение носит фундаментальный характер для фотоэффекта и называется *уравнением Эйнштейна* (в дальнейшем индекс у скорости будем опускать).

Следовательно, *второй и третий законы Столетова* получают естественное объяснение, т.к. кинетическая энергия электронов зависит лишь от частоты ω и A :

$$\frac{mv^2}{2} = \hbar\omega - A \geq 0, \text{ и фотоэффект имеет место лишь в том случае, если}$$

$$\omega \geq \omega_0 = \frac{A}{\hbar}.$$

Оценим порядок красной границы фотоэффекта для типичных металлов:

$$A \approx 2\text{эВ} = 3,2 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} \quad \omega_0 = \frac{A}{\hbar} = \frac{3,2 \cdot 10^{-19}}{1,05 \cdot 10^{-34}} = 3 \cdot 10^{15} \text{ Гц}.$$

Замечание 1.

Кроме энергии фотоны должны обладать и определенным импульсом

$$p = \frac{E}{c} = \frac{\hbar\omega}{c} = \hbar \frac{\omega}{c} = \hbar k \qquad k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{cT} = \frac{2\pi}{\lambda}$$

k – называется *волновым числом*.

Можно ввести также и *волновой вектор*: $\mathbf{P} = \hbar\mathbf{k}$.

Заметим, наконец, что фотон является единственной частицей с *нулевой массой покоя*.

Замечание 2. Давление света.

Так как свет обладает импульсом, то при падении на твердое вещество он передает часть импульса веществу, и возникает сила светового давления. Впервые в волновой теории *Максвелл* рассчитал давление света, которое для нормального падения имеет вид:

$$F = \frac{\Delta p}{\Delta t} = \frac{\Phi}{c}(1 + \rho),$$

где Φ – освещенность вещества, т.е. количество энергии, падающей нормально на единицу площади за единицу времени; c – скорость света; ρ – коэффициент отражения ($0 \leq \rho \leq 1$).

Рассмотрим этот вопрос в корпускулярной (фотонной) теории. Если на единицу площади за единицу времени падает N фотонов, то освещенность

$$\Phi = N \cdot \hbar\omega.$$

Если ρ – коэффициент отражения света, то отражается ρN фотонов и поглощается $N - \rho N = (1 - \rho)N$.

Каждый поглощенный фотон передает веществу импульс

$$\Delta p_{\text{погл}} = \hbar k - 0 = \hbar \frac{\omega}{c}.$$

Передача импульса отраженного фотона, движущего в обратном направлении, равна:

$$\Delta p_{\text{отр}} = \hbar \frac{\omega}{c} - \left(-\hbar \frac{\omega}{c} \right) = 2\hbar \frac{\omega}{c}.$$

Тогда N фотонов передадут единичной площади поверхности за единицу времени полный импульс, равный:

$$\Delta p = \Delta p_{\text{погл}} + \Delta p_{\text{отр}} = (1 - \rho)N \frac{\hbar \omega}{c} + \rho N \cdot 2 \frac{\hbar \omega}{c} = \frac{N \hbar \omega}{c} (1 + \rho) = \frac{\Phi}{c} (1 + \rho).$$

Для единицы площади и единицы времени это изменение импульса совпадает со световым давлением Максвелла

$$F = \frac{\Phi}{c} (1 + \rho).$$

Экспериментально доказательство наличия светового давления было проведено в Москве П.Н. Лебедевым (1900). Он изучал процесс закручивания легкого стержня, снабженного крылышками с зачерненными и зеркальными поверхностями. Результаты его измерений полностью согласуются с приведенной теорией. Наличием светового давления объясняется ряд астрофизических явлений: удлинение кометных хвостов при подлете их к Солнцу, оценка равновесных радиусов звезд, когда силы гравитационного сжатия компенсируются силами светового давления разогревающего центра и т.д.

§ 3. Рентгеновское излучение и его применение

Рентгеновские лучи возникают при бомбардировке быстрыми электронами твердых мишеней, которые можно наблюдать в т.н. *рентгеновских трубках*.

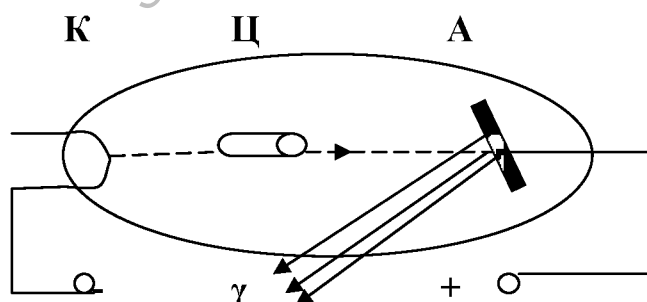


Рис. 1. Схема устройства рентгеновской трубки.

К – нагреваемый катод является источником электронов (вольфрамовая спираль, нагреваемая до $t \sim 2000^\circ\text{C}$);

Ц – цилиндрический электрод для фокусировки электронов;

А – анод (антикатод), изготовленный из тяжелых металлов (W, Cu, Pt).

Вся система помещена в вакуумный стеклянный баллон ($p \sim 10^{-6}$ мм.рт.ст.). Между катодом и анодом прикладывается напряжение $U \sim 10\text{кВ}$.