

Лекция 1.

Введение. Предмет и задачи курса.

«Атомная физика» - один из разделов курса Общей физики. Характерной особенностью этого раздела курса является то, что мы впервые познакомимся со строением вещества на микроскопическом уровне. Обычно в макроскопических теориях различные характеристики вещества, такие как, например, плотность, проводимость, диэлектрическая проницаемость, коэффициент поверхностного натяжения и т. д., вводятся феноменологически. Задача микроскопической теории – научиться вычислять эти и многие другие характеристики. Для этого необходимо научиться описывать строение атомов и молекул, их взаимодействие друг с другом, а также с внешними (прежде всего электромагнитными) полями. Оказывается, в таком микромире атомно-молекулярных масштабов законы классической физики уже не действуют. Мы вступаем в область действия законов квантовой механики. Поэтому большое внимание в курсе будет уделено основам квантовой теории: истории ее создания, физической сущности и изучению математического аппарата в объеме, минимально необходимом для решения конкретных прикладных задач. Отметим, что существует, конечно, и другой значительно более глубокий уровень описания вещества. Например, при описании атома мы будем полагать, что существует атомное ядро с вполне определенными характеристиками. Как и откуда они возникают – важный вопрос, но он уже рассматривается в микроскопической теории более глубокого уровня (физике атомного ядра). Безусловно, в рамках микроскопического подхода правомерны и вопросы о том, почему входящие в атом частицы, электроны и образующие ядра протоны и нейтроны, характеризуются вполне определенными свойствами, и почему именно такие частицы и виды взаимодействий существуют в природе? Мы не будем касаться этих вопросов, для нас будет представлять интерес построение микроскопической теории вещества в мире атомно-молекулярных масштабов.

А что такое мир атомно-молекулярных масштабов? О каких пространственно-временных, энергетических и других масштабах будет идти речь? Для ответа на этот вопрос вспомним, что размер простейшего атома, атома водорода, в основном состоянии составляет величину порядка одного ангстрема (более точно – $5.29 \cdot 10^{-9}$ см). Считая, что этот размер a_0 – радиус круговой орбиты электрона в атоме (боровский радиус)¹, используя второй закон Ньютона

$$\frac{mv_0^2}{a_0} = \frac{e^2}{a_0^2}$$

(m – масса электрона, e – его заряд), легко найти значение скорости движения электрона по орбите $v_0 = \sqrt{e^2/m a_0} \approx 2.18 \cdot 10^8$ см/с. Тогда характерное время движения электрона по орбите можно оценить как $\tau = a_0/v_0 \approx 2.42 \cdot 10^{-17}$ с. Другими словами, при изучении атомов и молекул речь будет идти о процессах, протекающих в фемтосекундном масштабе времен. Характерный энергетический масштаб легко определить, вычислив кинетическую или потенциальную энергию электрона на орбите. Соответствующая величина оказывается порядка 10 эВ ($1 \text{ эВ} = 1.6 \cdot 10^{-12}$ эрг). Приведенные выше значения как раз и характеризуют масштабы микромира, о котором мы будем в дальнейшем говорить.

¹ Безусловно, остается непонятным, откуда взялся этот размер. На самом деле объяснить его происхождение в рамках классических (неквантовых) представлений невозможно. Поэтому сами масштабы микромира оказываются неразрывно связаны с квантовомеханическим описанием вещества.

Классическая картина мира и необходимость введения квантовых представлений.

Вернемся мысленно в самый конец XIX века. Уже созданы классическая механика и электродинамика Максвелла. Успех этих теорий при описании широкого круга явлений в окружающем нас макроскопическом мире не вызывает сомнения. Поэтому совершенно естественной представляется попытка использовать эти теории для описания строения вещества на микроскопическом уровне. При этом делается важное допущение – законы физики в макромире и микромире считаются одинаковыми. Теория микроскопического строения вещества, основанная на наиболее общих законах классической механики и электродинамики была создана Г.А.Лоренцем² в 1896 году и известна как электронная теория Лоренца. В основе этой теории – представление об электронах, входящих в состав атомов и способных совершать гармонические колебания на определенных частотах. Теория Лоренца оказалась исключительно продуктивной, она позволила объяснить на микроскопическом уровне огромное количество оптических эффектов, в частности явления испускания и поглощения света атомами, законы распространения света в веществе (дисперсия). Применение идей Лоренца позволило создать кинетическую теорию газов и твердых тел, электронную теорию металлов (совместно с П.Друде³).

В качестве примера успешного использования электронной теории рассмотрим всего один пример – объяснение в рамках подхода Лоренца так называемого эффекта Зеемана⁴ – явления расщепление на несколько компонент спектральной линии под влиянием внешнего магнитного поля (1896, Нобелевская премия, 1902, совместно с Г.А.Лоренцем). Общая схема установки, позволяющей наблюдать расщепление, приведена на рис.1.1. Излучающие атомы (S) помещаются между полюсами электромагнита. На выходной щели спектрографа (Sp) формируется изображение, позволяющее анализировать спектральный состав излучения. В полюсах магнита имеется сквозное отверстие, позволяющее наблюдать спектр излучения в том числе в направлении вектора напряженности магнитного поля \vec{H} .

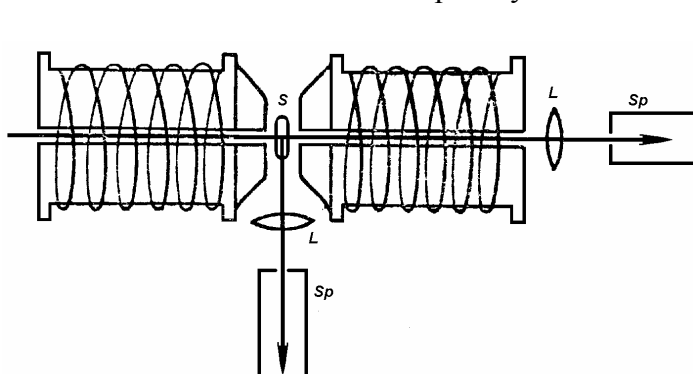


Рис.1.1. Схема опыта по наблюдению эффекта Зеемана.

Как уже отмечалось, в рамках теории Лоренца атомные электроны являются гармоническими осцилляторами, поэтому уравнения движения атомных электронов при наложении внешнего магнитного поля имеют следующий вид:

$$\ddot{\vec{r}} + \omega_0^2 \vec{r} = \frac{e}{mc} [\dot{\vec{r}}, \vec{H}], \quad (1.1)$$

здесь ω_0 – частота колебаний атомного электрона, \vec{H} – напряженность внешнего магнитного поля. Вводя обозначение $\Omega = eH/2mc$, и расписывая (1.1) в проекциях (ось z направлена по вектору \vec{H}), получим

$$\begin{aligned} \ddot{x} &= -\omega_0^2 x + 2\Omega \dot{y}, \\ \ddot{y} &= -\omega_0^2 y - 2\Omega \dot{x}, \\ \ddot{z} &= -\omega_0^2 z. \end{aligned} \quad (1.2)$$

² H.A.Lorentz (1853-1928) – нидерландский физик - теоретик.

³ P.Drude (1863-1906) – немецкий физик.

⁴ P.Zeeman (1865-1943) – нидерландский - физик.

Заметим, что колебания электрона вдоль оси z не зависят от наличия магнитного поля и происходят с атомной частотой ω_0 . Значит, атом будет излучать на этой частоте, как в отсутствие, так и при наличии внешнего магнитного поля. Что касается двух оставшихся уравнений, то несложный их анализ показывает, что колебания в направлении перпендикулярном \vec{H} происходят с частотами $\omega = \omega_0 \pm \Omega$ (мы полагаем здесь выполненным условие $\Omega \ll \omega_0$). Таким образом, при наложении магнитного поля атомная линия расщепляется на три (несмещенная частота и две сдвинутых на $\pm \Omega$ - триплет Лоренца). Особенности углового распределения дипольного излучения (диполь не излучает в направлении колебаний дипольного момента) приводят к тому, что в направлении перпендикулярном магнитному полю будут видны все три линии, в то время как в направлении магнитного поля будут видны только две смещенные компоненты (центральная частота исчезнет). Такая картина расщепления действительно наблюдалась экспериментально и известна как нормальный эффект Зеемана. В экспериментах, однако, наблюдается и аномальный эффект Зеемана, когда картина расщепления отличается от описанной выше (число линий либо не равно трем, либо величина расщепления не совпадает с рассчитанной). Однако, и в этом случае порядок величины расщепления правильно описывается рассмотренной выше моделью, и вполне можно было надеяться, что развитие теории в дальнейшем позволит получить согласие с экспериментом и в этом случае.

Теория Лоренца удачно сочеталась с моделью атома Томсона⁵, предложенной им в 1903 году через несколько лет после открытия им же электрона в 1897 году. Хотя теория Лоренца и испытывала ряд трудностей, в частности при описании ферромагнетизма, аномального эффекта Зеемана, количественного объяснения спектров различных элементов и др., в целом она выглядела вполне удовлетворительной. Казалось, нужны еще небольшие усилия, и физическая картина мира атомно-молекулярных масштабов будет полностью завершена.

Тем не менее, ряд экспериментальных фактов принципиально не укладывался в новую столь успешную теорию. Многочисленные попытки «примирить» теорию с ними привели, в конце концов, к пониманию, что это принципиально невозможно и послужили толчком к созданию квантовой теории.

Обсудим наиболее важные из таких фактов.

а) Проблема равновесного электромагнитного излучения.

Известно, что любая замкнутая система рано или поздно приходит в состояние термодинамического равновесия, причем все свойства этого состояния определяются одним единственным параметром – температурой. В данном разделе нас будет интересовать электромагнитное излучение, находящееся в термодинамическом равновесии с атомами его излучающими. Такое равновесное излучение проще всего получить внутри замкнутой полости, стенки которой удерживаются при некоторой постоянной температуре T . Испускание и поглощение электромагнитного излучения атомами, образующими стенки полости, приведет к заполнению полости электромагнитным полем, которое обязательно в конце концов придет в состояние термодинамического равновесия с веществом, а значит тоже будет характеризоваться той же температурой T . Важнейшая характеристика равновесного излучения – распределение энергии по спектру, которое задается функцией ρ_ω - спектральной плотностью энергии электромагнитного поля. Величина $\rho_\omega d\omega$ определяет величину энергии поля в единице объема в спектральном интер-

⁵ J.J.Thomson (1856-1940) – английский физик, Нобелевская премия (1906) «За теоретические и экспериментальные исследования прохождения электричества через газы».

вале от ω до $\omega + d\omega$, а интеграл по всему спектру есть объемная плотность энергии поля:

$$U = \int \rho_\omega d\omega. \quad (1.3)$$

Наша задача – научиться вычислять спектральную плотность ρ_ω , как функцию температуры.

Не ограничивая общности рассмотрения, будем считать, что электромагнитное поле находится в кубическом объеме с зеркальными стенками⁶ (размер стенки куба L). Тогда произвольное состояние электромагнитного поля в полости может быть представлено в виде суперпозиции стоячих волн (полевых мод), причем на стенках куба находятся узлы электрического поля волны. Каждая полевая мода описывает гармонические колебания поля с некоторой частотой, поэтому о таком представлении часто говорят как о разложении поля на осцилляторы. Наша задача заключается в вычислении числа различных типов колебаний (полевых мод) в спектральном интервале $(\omega, \omega + d\omega)$. Умножив потом полученную величину на среднюю энергию одной полевой моды, мы и получим выражение для спектральной плотности энергии электромагнитного поля.

Рассмотрим сначала одномерный случай. Условие существования стоячей электромагнитной волны в резонаторе размером L запишем в виде:

$$n \frac{\lambda}{2} = L, \quad (1.4)$$

где n – число длин полувольт, укладываемых на длине резонатора. Переходя от длины волны λ к волновому вектору $\vec{k} = \vec{e}_x \cdot 2\pi/\lambda$ (\vec{e}_x – единичный вектор), перепишем (1.4) в виде

$$n_x = \frac{L}{\pi} k_x, \quad (1.5)$$

или в интервале волновых векторов от k_x до $k_x + dk_x$ укладывается dn_x различных нормальных колебаний поля:

$$dn_x = \frac{L}{\pi} dk_x. \quad (1.6)$$

До сих пор мы говорили о стоячих волнах. На практике часто оказывается удобнее говорить о бегущих. Учитывая, что стоячая волна может быть рассмотрена как суперпозиция двух бегущих, распространяющихся в противоположных направлениях, перепишем (1.6) в виде

$$dn_x = \frac{L}{2\pi} dk_x, \quad (1.7)$$

где область определения волнового вектора k_x уже продлена на всю числовую ось: $k_x \in (-\infty, +\infty)$.

Проводя аналогичные рассуждения для полевых мод, характеризующихся проекциями волнового вектора \vec{k} на два других направления, легко записать следующее общее выражение

$$dN = dn_x dn_y dn_z = \left(\frac{L}{2\pi}\right)^3 dk_x dk_y dk_z = \left(\frac{L}{2\pi}\right)^3 d^3k. \quad (1.8)$$

⁶ Вопрос о возможности формирования зеркально отражающей поверхности и из совокупности большого количества излучающих и поглощающих атомов требует отдельного рассмотрения, которое находится за рамками нашего изложения.

Поделив полученное на L^3 (объем резонатора), получим число полевых мод в единице объема в интервале волновых векторов $(\vec{k}, \vec{k} + d\vec{k})$:

$$dn_{dk} = d^3k / (2\pi)^3. \quad (1.9)$$

Выражение (1.9) носит весьма общий характер вне зависимости от конкретной природы волнового поля. Применительно к электромагнитному полю надо еще учесть, что одному и тому же значению волнового вектора \vec{k} соответствуют две полевые моды, отличающихся состояниями поляризации. Поэтому для электромагнитного поля в (1.9) должен быть введен множитель «2»:

$$dn_{dk} = 2 \cdot d^3k / (2\pi)^3. \quad (1.9')$$

Определим теперь число различных типов колебаний в интервале частот $\omega, \omega + d\omega$. Вспоминая, что $k = \omega/c$ и выполняя интегрирование в (1.9') по всем различным направлениям волнового вектора \vec{k} , окончательно получим

$$dn_{d\omega} = 2 \cdot \frac{1}{(2\pi)^3} 4\pi k^2 dk = \frac{\omega^2 d\omega}{\pi^2 c^3}. \quad (1.10)$$

Теперь очевидно, что спектральная плотность энергии в единице объема есть

$$\rho_\omega d\omega = \langle \varepsilon_\omega \rangle dn_{d\omega} = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \langle \varepsilon_\omega \rangle d\omega. \quad (1.11)$$

Здесь $\langle \varepsilon_\omega \rangle$ - средняя энергия полевой моды с частотой ω .

Найдем величину среднюю энергию $\langle \varepsilon_\omega \rangle$, исходя из следующих соображений. Вспомним, что каждая полевая мода представляет собой гармонический осциллятор, т.е. речь идет фактически о вычислении средней энергии осциллятора, находящегося в состоянии термодинамического равновесия со средой при температуре T . Учитывая, что в соответствии с законом Больцмана вероятность обнаружить у осциллятора энергию ε есть

$$w(\varepsilon) = A \exp(-\varepsilon/k_B T) \quad (1.12)$$

(здесь A - нормировочная константа, k_B - постоянная Больцмана), для средней энергии запишем

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\int \varepsilon w(\varepsilon) d\varepsilon}{\int w(\varepsilon) d\varepsilon} = k_B T. \quad (1.13)$$

Полученный ответ есть прямое следствие общего закона классической статистической механики – закона равнораспределения энергии по степеням свободы. На каждую колебательную степень свободы в состоянии термодинамического равновесия приходится энергия равная $k_B T$. Подставляя полученное значение в (1.11) для спектральной функции ρ_ω найдем

$$\rho_\omega = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \cdot k_B T. \quad (1.14)$$

Строго выражение (1.14) было получено в 1905 году и носит название формулы Рэля⁷ и Джинса⁸. Отметим еще раз, что полученное выражение получено из наиболее общих представлений классической физики и описывает распределение энергии по спектру равновесного электромагнитного излучения. Когда формула Рэля и Джинса была полу-

⁷ J. Rayleigh (1842-1919) – английский физик, Нобелевская премия (1904) «За ... открытие ... аргона».

⁸ J. Jeans (1877-1946) – английский физик и астрофизик.

чена, ее неудовлетворительность была уже всем очевидна. Действительно, выполняя интегрирование по частотам, т.е., вычисляя объемную плотность энергии равновесного излучения, имеем

$$U = \int_0^{\infty} \rho_{\omega} d\omega = \frac{k_B T}{\pi^2 c^3} \int_0^{\infty} \omega^2 d\omega \rightarrow \infty. \quad (1.15)$$

Таким образом, плотность энергии электромагнитного поля должна быть бесконечно велика. Эта ситуация П.Эренфестом⁹ была названа «ультрафиолетовой катастрофой». Неудовлетворительность подхода была ясна, конечно, еще с самого начала. Число полевых мод в единице объема бесконечно велико (в этом смысле об электромагнитном поле говорят, как о системе с бесконечным числом степеней свободы), причем плотность полевых состояний растет с увеличением частоты. В такой ситуации закон равнораспределения энергии по степеням свободы автоматически приводит к бесконечной энергии. Фактически становится понятным, что применить закон равнораспределения (а это один из наиболее общих законов классической физики) к полевым модам оказывается невозможным, причем речь идет, прежде всего, о высокочастотных модах колебаний. Ситуация тем более обидная, что вид спектральной функции ρ_{ω} в области высоких частот (фиолетовая часть спектра) был установлен экспериментально В.Винном¹⁰ еще в 1896 году (формула Вина)

$$\rho_{\omega} \sim \exp(-b\omega/k_B T), \quad (1.16)$$

здесь b - некоторая константа. Что касается формулы Релея и Джинса, было понятно, что она верна лишь для низкочастотной (красной) части спектра излучения.

Революционный шаг в понимании особенностей распределения энергии по спектру равновесного излучения был сделан М.Планком¹¹. В 1900 году им была получена формула (формула Планка), правильно описывающая распределение энергии по спектру равновесного электромагнитного излучения. Однако, для этого Планку пришлось предположить, что энергия конкретной полевой моды может принимать строго определенный набор значений, кратных некоторому минимальному, и тем самым отказаться от закона равнораспределения энергии по степеням свободы. Действительно, предположим вслед за Планком, что возможные значения энергии каждой полевой моды определяются выражением

$$\varepsilon_n = n\varepsilon_0, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (1.17)$$

а ε_0 - некоторая минимальная порция (квант) энергии. Тогда вычисляя аналогично (1.13) среднюю энергию полевой моды, запишем

$$\langle \varepsilon_{\omega} \rangle = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n w(\varepsilon_n)}{\sum_{n=0}^{\infty} w(\varepsilon_n)}, \quad (1.18)$$

где $w(\varepsilon_n)$ по-прежнему определяется по формуле Больцмана.

Вычисление суммы (1.18) проводится следующим образом. Вводя $\beta = 1/k_B T$, перепишем (1.18)

⁹ P.Ehrenfest (1880-1933) - физик-теоретик.

¹⁰ W.Wien (1864-1928) – немецкий физик, Нобелевская премия (1911).

¹¹ M.Planck (1858-1946) – немецкий физик – теоретик, Нобелевская премия (1918).

$$\langle \varepsilon_\omega \rangle = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} n \varepsilon_0 \exp(-n \varepsilon_0 \beta)}{\sum_{n=0}^{\infty} \exp(-n \varepsilon_0 \beta)} = -\frac{d}{d\beta} \ln \sum_{n=0}^{\infty} \exp(-n \varepsilon_0 \beta) = -\frac{d}{d\beta} \ln \frac{1}{1 - \exp(-\varepsilon_0 \beta)} = \frac{\varepsilon_0}{\exp(\varepsilon_0/k_B T) - 1}. \quad (1.19)$$

Подставляя теперь (1.19) в (1.11) получим новое выражение для распределения энергии по спектру равновесного излучения. Очевидно, для того, чтобы в пределе высоких частот $\omega \rightarrow \infty$ полученное выражение переходило в формулу Вина, необходимо потребовать, что минимальная порция энергии осциллятора была пропорциональна частоте, т.е.

$$\varepsilon_0 = \hbar \omega. \quad (1.20)$$

Здесь \hbar - коэффициент пропорциональности, введенный М.Планком, и носящий его имя - постоянная Планка. Численное значение этой постоянной (его впервые определил сам Планк из экспериментальных данных по спектрам равновесного излучения) $\hbar = 1.05 \cdot 10^{-27}$ эрг.с. Помимо постоянной \hbar используют также постоянную $h = 2\pi\hbar = 6.62 \cdot 10^{-27}$ эрг.с.

С учетом (1.20) полученное нами выражение для спектральной плотности энергии равновесного излучения записывается в виде:

$$\rho_\omega d\omega = \frac{1}{\pi^2 c^3} \frac{\hbar \omega^3}{\exp(\hbar \omega/k_B T) - 1} d\omega. \quad (1.21)$$

Выражение (1.21) для распределения энергии по спектру равновесного электромагнитного излучения называется формулой Планка и позволяет объяснить все известные законы, справедливые для равновесного излучения и полученные ранее эмпирическим путем.

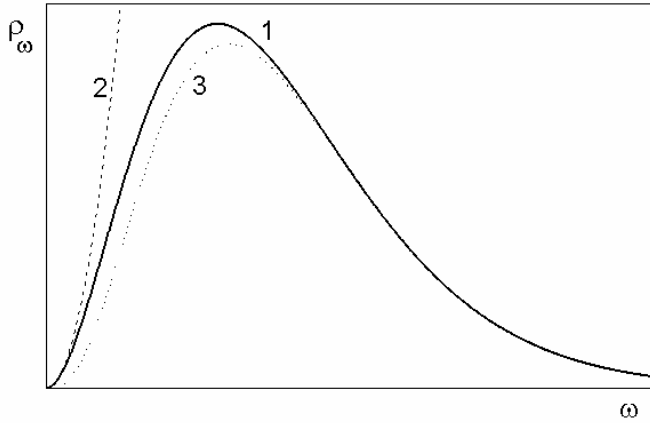


Рис.1.2. Распределение энергии в спектре равновесного излучения.

Так, например, легко видеть, что закон Релея и Джинса и закон Вина являются соответственно низко- и высокочастотным приближением (1.21). Действительно, в области низких частот $\hbar \omega/k_B T \ll 1$ разлагая экспоненты в ряд до первого порядка, немедленно получаем выражение (1.14). Отметим при этом, что исчезновение из ответа постоянной Планка является признаком того, что соответствующее выражение может быть получено из чисто классических соображений. Применительно к равновесному излучению эти соображения нами были уже рассмотрены. Наоборот, в высокочастотной части спектра $\hbar \omega/k_B T \gg 1$, пренебрегая в знаменателе единицей по сравнению с экспонентой, получим

$$\rho_\omega d\omega = \frac{1}{\pi^2 c^3} \hbar \omega^3 \exp(-\hbar \omega/k_B T) d\omega, \quad (1.22)$$

т.е. формулу Вина.

На рис.1.2 приведен общий вид планковской функции (кривая 1) а также ее предельных случаев, рассчитанных по формулам Релея и Джинса (кривая 2) и Вина (кривая 3). Отметим, что планковская функция характеризуется максимумом в точке

$$\frac{\hbar\omega_{\max}}{k_B T} \approx 2.84, \quad (1.23)$$

т.е. ω_{\max} растет линейно с температурой излучения. Эта формула легко получается из анализа на экстремумы выражения (1.21) и представляет собой закон смещения Вина. Этот закон был получен В.Вином еще в 1893 году.

Получим теперь выражение для объемной плотности энергии равновесного электромагнитного излучения. Интегрируя по спектру (1.21), найдем

$$U = \int_0^{\infty} \rho_{\omega} d\omega = \frac{1}{\pi^2 c^3} \int_0^{\infty} \frac{\hbar\omega^3}{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1} d\omega = \frac{k_B^4 T^4}{\pi^2 c^3 \hbar^3} \int_0^{\infty} \frac{\xi^3}{\exp(\xi) - 1} d\xi. \quad (1.24)$$

Входящий в (1.24) интеграл равен $\pi^4/15$. Поэтому

$$U = \sigma T^4, \quad \sigma = \frac{\pi^2 k_B^4}{15 c^3 \hbar^3} = 7.57 \cdot 10^{-15} \text{ эрг}/(\text{см}^3 \text{ K}^4) \quad (1.25)$$

т.е. плотность энергии электромагнитного излучения растет как четвертая степень температуры. Выражение (1.25) представляет собой закон Стефана – Больцмана, установленный эмпирическим путем еще в 1879 году. Однако, постоянную σ (она носит название постоянная Стефана – Больцмана) теоретически стало возможным вычислить лишь после установления формулы Планка.

Помимо спектральной функции ρ_{ω} часто используется также формула для распределения энергии излучения по длинам волн, которое описывается функцией ρ_{λ} . Эта функция может быть легко получена из соотношения

$$\rho_{\omega} d\omega = \rho_{\lambda} d\lambda, \quad (1.26)$$

где спектральный интервал $d\omega$ связан со спектральным интервалом $d\lambda$ соотношением $d\omega = |d\omega/d\lambda| d\lambda = (2\pi c/\lambda^2) d\lambda$. В результате имеем

$$\rho_{\lambda} d\lambda = \frac{16\pi^2}{\lambda^5} \cdot \frac{\hbar c}{\exp\left(\frac{2\pi\hbar c}{\lambda k_B T}\right) - 1} d\lambda. \quad (1.27)$$

Из формулы Планка в виде (1.27) также следует закон смещения Вина, характеризующий изменение положения максимума спектральной функции ρ_{λ} с температурой:

$$\frac{2\pi\hbar c}{\lambda_{\max} k_B T} \approx 4.95, \quad (1.28)$$

отметим при этом, положения максимумов планковской функции в шкале частот и длин волн не совпадают, т.е. $\lambda_{\max} \neq 2\pi c/\omega_{\max}$. Это связано с изменением величины спектрального интервала $d\lambda$, соответствующего постоянному значению $d\omega$, при изменении частоты излучения. Из (1.23) и (1.28) нетрудно получить, что

$$\frac{\omega^*}{\omega_{\max}} = \frac{2\pi c/\lambda_{\max}}{\omega_{\max}} \approx 1.76. \quad (1.29)$$

В заключение коротко остановимся на примерах реальных физических систем, которые с хорошим приближением характеризуются планковским спектром излучения.

1. Излучение звезд. Излучение с поверхности звезд с хорошей степенью точности характеризуется планковским спектром. В частности, ближайшая к нам звезда, Солнце, дает излучение с температурой 5770 К, что соответствует максимуму излучения в середине видимого диапазона частот (зеленый свет). Надо иметь в виду, что атмосфера Земли частично поглощая ультрафиолетовое излучение, вносит искажения в спектральный состав излучения, регистрируемый у поверхности Земли.

2. Реликтовое излучение. В соответствии с теорией Большого Взрыва (Г.Гамов¹², 1948) вся Вселенная заполнена изотропным равновесным излучением, температура которого уменьшается по мере расширения Вселенной. Экспериментальное обнаружение этого излучения в 1965 году (Р.Вильсон, А.Пензиас¹³) с температурой $T \approx 2.7$ К считается одним из наиболее убедительных доказательств справедливости наших представлений о развитии Вселенной.

б) Фотоэффект.

Фотоэффект был открыт Генрихом Герцем¹⁴ в 1887 году. Герц наблюдал зажигание дугового разряда между двумя электродами под действием ультрафиолетового излучения горящей рядом дуги. С современной точки зрения физическое содержание опытов Герца заключается в следующем. Плазма дугового разряда имеет высокую температуру и является источником интенсивного ультрафиолетового излучения. Это ультрафиолетовое излучение способно ионизовать атомы создавать затравочные электроны, в области пространства между электродами, к которым заранее приложено напряжение. Появление этих затравочных электронов приводит к возникновению проводимости и зажиганию разряда. Для понимания физики происходящего важно также, что напряжение пробоя разрядного промежутка всегда выше, чем напряжение, достаточное для поддержания разряда. Таким образом, фактически Герцем был обнаружен процесс ионизации атомов электромагнитным излучением (атомный фотоэффект). Несколько позже

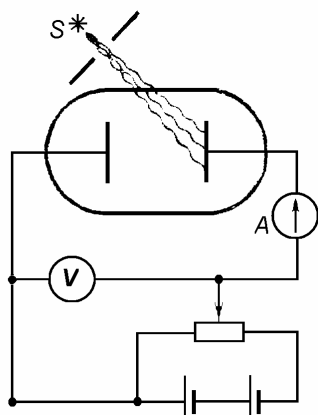


Рис. 1.3. Схема установки для изучения фотоэффекта.

было обнаружен фотоэффект с поверхности твердых тел при их облучении электромагнитным излучением ультрафиолетовой части спектра. Также как и в случае атомного фотоэффекта для удаления электрона с поверхности твердого тела требуется затратить некоторую энергию. Минимальное значение этой энергии называют работой выхода. Для широкого круга материалов она обычно составляет несколько электронвольт. В случае атомного фотоэффекта роль работы выхода выполняет потенциал ионизации.

Основные особенности явления фотоэффекта были исследованы А.Г.Столетовым¹⁵ (1888-1889) и Ф.Ленардом¹⁶ (1899-1902). Поэтому к обсуждению результатов, полученных в этих опытах, мы теперь и перейдем. На рис. 1.3 схематически изображена установка для изучения фотоэффекта. Два металлических электрода, к которым может подаваться напряжение различной полярности, разделены вакуумным промежутком. Поверхность одного из электродов облучается монохроматическим излучением ультрафиолетового

напряжения различной полярности, разделены вакуумным промежутком. Поверхность одного из электродов облучается монохроматическим излучением ультрафиолетового

¹² Г.А.Гамов (1904 -1968) советский, а затем американский физик-теоретик.

¹³ R.W.Wilson (p.1936), A.Penzias (p.1933) – американские физики –экспериментаторы, Нобелевская премия (1978).

¹⁴ H.Hertz (1857 - 1894) – немецкий физик.

¹⁵ А.Г.Столетов (1839 - 1895) – русский физик.

¹⁶ Ph.Lenard (1862 – 1947) – немецкий физик, Нобелевская премия (1905).

диапазона частот. В результате фотоэффекта с поверхности в вакуумном промежутке появляются свободные электроны, и возникает электрический ток, измеряемый амперметром.

С точки зрения классической теории сам факт образования фотоэлектронов выглядит совершенно естественным. Электрическое поле волны раскачивает электроны, находящиеся внутри твердого тела. В результате их кинетическая энергия возрастает. Если кинетическая энергия превысит работу выхода, электрон с некоторой вероятностью может вылететь с поверхности твердого тела.

Остановимся на результатах опытов, и обсудим, что из них можно, а что нельзя понять в рамках классических представлений. На рис.1.4 приведена полученная в эксперименте зависимость фототока от интенсивности излучения. Эта зависимость оказалась прямо пропорциональной, что естественно с классической точки зрения: с увеличением интенсивности излучения растет энергия, поглощаемая электронами в приповерхностном слое металла, а, следовательно, увеличивается вероятность их вылета, т.е. величина фототока.

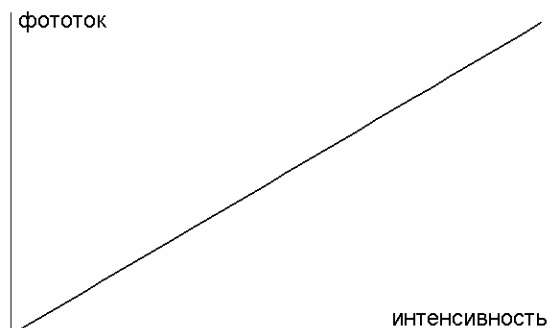


Рис.1.4. Зависимость фототока от интенсивности излучения.

Обсудим теперь зависимость фототока (при некоторой постоянной интенсивности) от величины приложенного между электродами напряжения (см. рис. 1.5). Это напряжение может как ускорять электроны, попавшие в вакуумный промежуток, так и тормозить их, возвращая обратно на электрод, препятствуя их вылету. Если напряжение ускоряет электроны, они приобретают дополнительную скорость, направленную к противоположному электроду. В результате величина фототока в цепи растет, пока не достигнет некоторого максимального значения, соответствующего тому, что все электроны, вылетевшие с поверхности, достигли противоположного электрода. Дальнейшее увеличение напряжения уже не приводит к увеличению фототока. В системе наблюдается насыщение. Величина тока насыщения, однако, линейно зависит от интенсивности ультрафиолетового излучения. Чем больше интенсивность, тем больше электронов покидает поверхность металла, тем больше ток насыщения. Другая ситуация возникает, когда полярность поданного напряжения изменена и электроны попадают в тормозящее поле, препятствующее их вылету. В этом случае фототок уменьшается и при некотором напряжении обращается в нуль, что соответствует случаю, когда ни один из электронов не смог достичь поверхности противоположного электрода. Это понятно: существует некоторое значение максимальной кинетической энергии фотоэлектронов. Поэтому фототок должен прекратиться, когда запирающее напряжение V удовлетворяет условию:

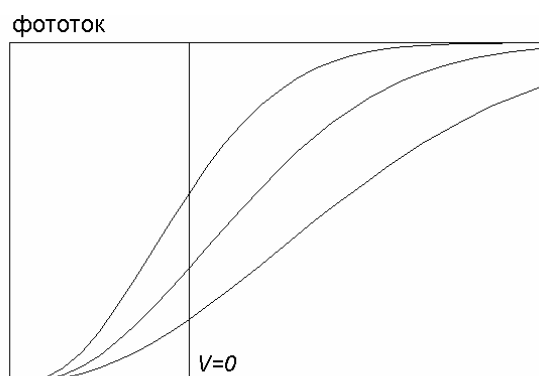


Рис.1.5. Зависимость фототока от напряжения между электродами.

$$eV \geq E_{\max}, \quad (1.30)$$

где E_{\max} - максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов. Непонятно другое: казалось бы, чем больше интенсивность излучения, тем большую кинетическую энергию

могут набирать электроны. Действительно, с увеличением интенсивности воздействующего излучения энергия вылетающих с поверхности электронов должна возрастать, а, следовательно, величина запирающего напряжения увеличиваться. Эксперимент показывает обратное: запирающее напряжение, а, значит, и максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов не зависят от интенсивности излучения.

Рассмотрим еще зависимость величины запирающего напряжения от частоты излучения (полученную при постоянной интенсивности излучения). Соответствующая зависимость приведена на рис.1.6. Как видно, с увеличением частоты излучения величина запирающего напряжения линейно растет, что свидетельствует о возрастании с частотой

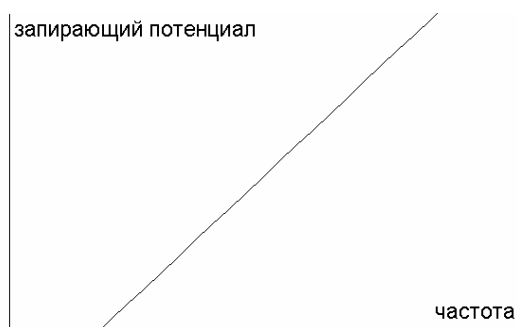


Рис.1.6. Зависимость запирающего потенциала от частоты излучения.

энергии фотоэлектронов. Самое интересное, что существует некоторое минимальное значение частоты излучения ω^* (т.н. красная граница фотоэффекта) вызывающего фотоэффект; для значений частот $\omega < \omega^*$ запирающее напряжение равно нулю, т.е. фотоэффект невозможен. С точки зрения классической физики существование красной границы совершенно непонятно. Казалось бы, в модели почти свободных электронов в металле (эта модель справедлива, если частота внешнего поля ω существенно больше

частоты столкновений электронов в металле ν , в металлах, как правило, $\nu \sim 10^{14} \text{ с}^{-1}$, что соответствует инфракрасному диапазону частот) электрон под действием поля волны совершает колебания с характерной энергией $\varepsilon = e^2 E_0^2 / 4m\omega^2$ (E_0 - амплитуда электрического поля волны). Т.е. более низкочастотное излучение, наоборот, более эффективно воздействует на электроны в металле. Поэтому естественно ожидать, что с понижением частоты излучения (при выполнении условия $\omega \gg \nu$) энергия фотоэлектронов должна не падать, а возрастать.

Выход из создавшейся ситуации был найден А.Эйнштейном¹⁷ в 1905 году. Развивая идеи Планка, Эйнштейн высказал предположение, что свет представляет собой поток частиц - квантов света, фотонов, несущих энергию $\hbar\omega$, которая может быть затрачена на удаление электронов из вещества. Предположение о том, что свет распространяется в пространстве и поглощается веществом порциями $\hbar\omega$, позволяет сразу же объяснить независимость запирающего напряжения от интенсивности излучения и существование красной границы фотоэффекта, загадочной с точки зрения классической физики. Действительно, уравнение Эйнштейна для кинетической энергии электронов E_k , вырываемых из атомов (с поверхности твердого тела) полем электромагнитной волны, гласит

$$E_k = \hbar\omega - A_e, \quad (1.30)$$

где A_e - работа выхода (потенциал ионизации атома для атомного фотоэффекта). В случае $\hbar\omega < A_e$ энергии кванта недостаточно для удаления электрона с поверхности и фотоэффект невозможен.

Рассмотренные особенности процесса фотоионизации казались незыблемыми и не подвергались сомнению до середины 60-х годов XX века, когда были созданы первые источники высокоинтенсивного лазерного излучения. В этих источниках были достигнуты интенсивности излучения $\sim 10^{10}$ - 10^{12} Вт/см^2 , на много порядков превышающие ин-

¹⁷А.Еinstein (1879-1955), Нобелевская премия (1921) «За важные физико-математические исследования, особенно за открытие законов фотоэлектрического эффекта».

тенсивности всех существовавших ранее источников оптического излучения. Оказалось, что при таких высоких интенсивностях излучения наряду с процессами поглощения одного кванта света (однофотонный процесс) существенными оказываются также процессы многофотонного поглощения, т.е. процессы в которых происходит одновременное поглощение сразу нескольких фотонов. Применительно к процессу ионизации это означает исчезновение красной границы фотоэффекта: если энергия кванта недостаточна для вырывания электрона из атома, в сильном поле излучения ионизация может произойти в результате поглощения сразу двух фотонов (двухквантовый фотоэффект), а в общем случае - N фотонов (N -квантовый фотоэффект). Потенциалы ионизации большинства атомов составляют 10-15 эВ, энергия квантов излучения видимого диапазона частот ~ 2 эВ. Поэтому ионизация атомов оптическим излучением возможна лишь в результате многофотонного поглощения. С учетом сказанного уравнение Эйнштейна можно обобщить на случай многоквантового фотоэффекта

$$E_k = N\hbar\omega - A_e. \quad (1.31)$$

Экспериментально многоквантовый атомный фотоэффект был обнаружен в 1964 году Н.Б.Делоне¹⁸ с сотрудниками. Отметим только, что в относительно слабых полях вероятность многоквантового фотоэффекта пренебрежимо мала, поэтому в уравнении (1.31) существенным оказывается лишь случай с $N = 1$.

Задачи.

- 1.1. Оценить число фотонов в единице объема для равновесного электромагнитного излучения с температурой а) 300 К, б) 3 К.
- 1.2. Оценить количество квантов равновесного электромагнитного излучения с энергией $\hbar\omega > \hbar\omega_0 = 1$ эВ в единице объема при $T = 300$ К.
- 1.3. Оценить число квантов черного излучения в единице объема при температуре $T=1$ эВ в диапазоне частот $\hbar\omega < \hbar\omega_0 = 0.1$ эВ.
- 1.4. Оценить поток энергии ультрафиолетового излучения от Солнца на поверхности Земли. Считать, что излучение Солнца имеет планковский спектр с температурой $T = 5700$ К. Радиус Солнца $R_s = 7 \cdot 10^{10}$ см, радиус земной орбиты $r = 1.5 \cdot 10^{13}$ см. Поглощением излучения в атмосфере Земли пренебречь.
- 1.5. Исходя из формулы Планка для распределения интенсивности по спектру равновесного излучения, получить закон смещения Вина (в шкале частот и длин волн).
- 1.6. При какой температуре термодинамически равновесной водородной плазмы с плотностью $\rho = 1$ г/см³ давление электромагнитного излучения сравнивается с газокинетическим давлением?
- 1.7. На металлическую поверхность (работа выхода $A = 3.6$ эВ) воздействует электромагнитное поле $E = E_0(1 + \cos\omega t)\cos\omega_0 t$ (E_0 - напряженность электрического поля волны). Найти энергию фотоэлектронов, если $\omega = 4.8 \cdot 10^{15}$ с⁻¹, $\omega_0 = 6.4 \cdot 10^{15}$ с⁻¹.
- 1.8. Оценить величину фототока с поверхности металла площадью $S = 1$ см² (работа выхода $A = 4$ эВ) под действием излучения Солнца. Солнце считать планковским излучателем с температурой $T = 5700$ К. Величина квантового выхода фотоэффекта (вероятности вырывания электрона фотоном) $\eta = 0.01$.

¹⁸ Н.Б.Делоне (р.1926) – российский физик – экспериментатор.