

§ 46. Спектр излучения абсолютно черного тела. Формула Планка

Теперь нам осталось, используя какие-то новые свойства равновесного излучения, определить вид универсальной функции $f\left(\frac{\omega}{T}\right)$. Эта задача может быть решена также в рамках обычной термодинамики. Для этого воспользуемся свойствами энтропии S системы атомов, находящихся внутри излучающей полости в равновесии с излучением, по методу Больцмана.

Предположим, что на поверхности сферической полости находится N атомов, которые в результате взаимных столкновений из-за нагрева полости до температуры T переходят в возбужденные состояния. Вполне естественно, что процесс столкновений и возбуждений атомов носит статистический характер и при этом устанавливается динамическое равновесие между излучением полости и возбужденными излучающими атомами.

Допустим далее, что из всех N атомов только p имеют некоторую энергию возбуждения в интервале от $\varepsilon - \Delta\varepsilon$ до $\varepsilon + \Delta\varepsilon$. Требуется связать данную энергию возбуждения ε со средней энергией U атома в полости при равновесной температуре T .

Поскольку вся средняя энергия NU перешла к p атомам, то имеет место соотношение

$$NU = p\varepsilon . \quad (46.1)$$

Количество способов, которым может быть реализовано данное состояние, или его статистический вес, определяется количеством различных сочетаний W положений возбужденных атомов на поверхности полости среди N атомов. Это число определяется как отношение числа размещений к числу перестановок, поскольку перемена местами двух одинаковых атомов ничего не меняет в состоянии системы.

В итоге мы получаем

$$W = \frac{(N + p - 1)!}{(N - 1)! p!} . \quad (46.2)$$

Статистический вес W определяет вероятность наступления данного события. По определению энтропии она равняется

$$S = k \ln W , \quad (46.3)$$

где k – постоянная Больцмана.

Учитывая, что количество атомов N на поверхности и число возбужденных атомов p может быть достаточно велико, единицами в выражении (46.2) можно пренебречь. Возьмем натуральный логарифм от

выражения (46.2) и с использованием формулы Стирлинга для больших чисел [17] получаем

$$\ln W \cong N \left[\left(1 + \frac{p}{N} \right) \ln \left(1 + \frac{p}{N} \right) - \frac{p}{N} \ln \frac{p}{N} \right]. \quad (46.4)$$

Используя равенство (46.1), в (46.4) можно произвести замену

$$\frac{p}{N} = \frac{U}{\varepsilon}. \quad (46.5)$$

Используем также хорошо известное термодинамическое соотношение (следствие из второго начала термодинамики для обратимых процессов) для системы N атомов со средней энергией NU при равновесной температуре T

$$d(NU) = TdS. \quad (46.6)$$

Продифференцировав выражение (46.4) и решая затем систему уравнений (46.3)-(46.6), мы получаем выражение для средней энергии атома на поверхности излучающей полости при равновесной температуре T :

$$U = \frac{\varepsilon}{\exp\left(\frac{\varepsilon}{kT}\right) - 1}. \quad (46.7)$$

В этом выражении средняя энергия атома U зависит только от мгновенной энергии возбуждения атома ε и температуры T .

Выражение (46.7) для средней энергии атома может быть получено другим способом, т.е. не с использованием энтропии, а посредством усреднения во времени энергии системы статистически возбужденных атомов. Для этого через равные небольшие промежутки времени будем фиксировать число p атомов, возбужденных до некоторой энергии ε , усредненной в диапазоне от $\varepsilon - \Delta\varepsilon$ до $\varepsilon + \Delta\varepsilon$.

Вероятность того, что на поверхности излучающей полости появится один возбужденный до энергии ε атом, пропорциональна числу N атомов и множителю $\exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT}\right)$. Вероятность появления при тех же условиях двух возбужденных атомов с суммарной энергией 2ε , в силу независимости событий, будет пропорциональна произведению вероятностей появления каждого из этих атомов, то есть множителю $\exp\left(-\frac{2\varepsilon}{kT}\right)$. По аналогии – для появления трех возбужденных атомов с суммарной энергией 3ε принимается весовой множитель $\exp\left(-\frac{3\varepsilon}{kT}\right)$ и т.д.

Средняя энергия атома при этом вычисляется по обычным правилам статистической физики по формуле

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} n \varepsilon \exp\left(-\frac{n \varepsilon}{kT}\right)}{\sum_{n=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{n \varepsilon}{kT}\right)}. \quad (46.8)$$

Данная формула может быть записана в виде

$$\langle \varepsilon \rangle = \varepsilon \frac{\sum_{n=1}^{\infty} n \exp(-nx)}{\sum_{n=0}^{\infty} \exp(-nx)}, \quad (46.9)$$

где введено обозначение $x = \frac{\varepsilon}{kT}$. Значение знаменателя определяется формулой для суммы геометрической прогрессии

$$\sum_{n=0}^{\infty} \exp(-nx) = \frac{1}{1 - e^{-x}}. \quad (46.10)$$

Числитель в (46.9) находится дифференцированием этой формулы по x

$$\sum_{n=1}^{\infty} n \exp(-nx) = \frac{e^{-x}}{(1 - e^{-x})^2}, \quad (46.11)$$

и, следовательно,

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\varepsilon}{e^x - 1} = \frac{\varepsilon}{e^{\frac{\varepsilon}{kT}} - 1}. \quad (46.12)$$

Далее мы приравняем среднюю энергию атома U в формуле (46.7) средней энергии дипольного излучателя W и подставим значение U из формулы (46.7) в (44.17). В результате получаем

$$\rho(\omega) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \frac{\varepsilon}{e^{\frac{\varepsilon}{kT}} - 1}. \quad (46.13)$$

В данной формуле неопределенной величиной остается параметр ε . Сопоставляя полученную формулу (46.13) с формулой Вина (45.18) для

спектральной плотности энергии ρ_ω , можно сделать вывод, что величина ε должна иметь следующую частотную зависимость:

$$\varepsilon = const \cdot \omega, \quad (46.14)$$

где константа, очевидно, определяется из эксперимента. Опыт же показал, что данная константа, собственно говоря, и есть постоянная Планка \hbar . Тогда выражение (46.13) окончательно приобретает вид

$$\rho(\omega) = \frac{\hbar \omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{e^{\frac{\hbar \omega}{kT}} - 1}. \quad (46.15)$$

Таким образом, мы получили формулу Планка, которую он вывел в 1900 г. с использованием некоторых постулатов. Отметим, что при выводе данного закона нами были использованы *исключительно и только классические понятия*.¹

§ 47. Закономерности фотоэффекта с классической точки зрения

Рассмотрение этого сложного вопроса начнем с анализа энергетического распределения фотоэлектронов, возникающих при облучении фотокатода светом определенного спектрального состава. Распределение фотоэлектронов по энергиям обычно исследуют методом задерживающего потенциала в сферическом вакуумном диоде с центральным фотокатодом. Вольт-амперные характеристики сферического диода, измеренные при освещении центрального катода светом различных частот, представлены на рис. 47.1.

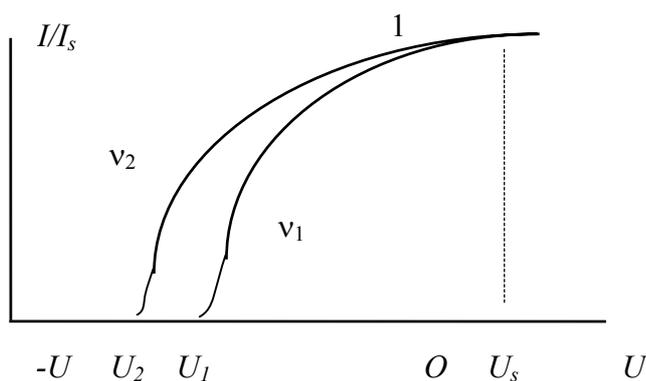


Рис. 47.1. Вольт-амперные характеристики вакуумного фотоэлемента для двух частот падающего на фотокатод света.

Полный сбор фотоэлектронов (ток насыщения I_s) достигается при некотором положительном напряжении на аноде U_s . При подаче на

¹ И, наконец, такой объект как гармонический осциллятор вообще даже ни разу не был упомянут в данном выводе формулы Планка. Реально присутствуют реальные объекты — электроны и атомы.

коллектор отрицательного тормозящего напряжения $-U$ на него попадут только те фотоэлектроны, начальная энергия которых достаточна для преодоления тормозящего поля, т.е. $\frac{mv^2}{2} > eU$. При величине задерживающего потенциала, соответствующего кинетической энергии самого быстрого фотоэлектрона, ток в цепи коллектора обращается в нуль.

Распределение фотоэлектронов по начальным кинетическим энергиям $\frac{dn}{dE}$ получается дифференцированием вольт-амперных характеристик (рис. 47.1). Форма функции распределения фотоэлектронов по энергиям напоминает максвелловское распределение частиц по скоростям, однако, имеется ограничение со стороны максимальных значений кинетической энергии фотоэлектронов E_m , которая определяется частотой падающего света (рис. 47.2).

Отметим характерную особенность данных кривых. Хотя облучение фотокатода производится почти монохроматическим светом, распределение фотоэлектронов по энергиям имеет непрерывный характер, как и в случае термоэмиссии. Таким образом, мы имеем дело со статистическим процессом взаимодействия электромагнитных волн с электронной плазмой фотокатода.

Из статистической физики известно, что при достаточно большом числе участвующих в процессе частиц форма функции распределения не зависит от количества частиц, а определяется другими факторами.

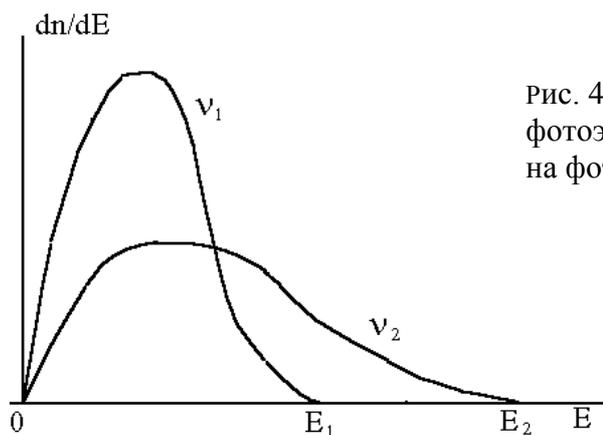


Рис. 47.2. Энергетическое распределение фотоэлектронов для двух частот падающего на фотокатод света

Функция распределения фотоэлектронов по энергиям есть функция отклика электронной плазмы фотокатода на статистическое поле падающих световых волн, которое формируется благодаря огромному числу излучающих атомов. Так как фазы и направления поляризации излучения каждого атома являются случайными, то в результате сложения огромного числа независимых волн образуется некоторое распределение статистического волнового поля по амплитудам векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} .

Как и для многих других распределений, функция распределения по амплитудам для статистического электромагнитного поля не должна зависеть от количества участвующих в процессе излучения атомов.

Подобные свойства световых полей рассматриваются в статистической оптике и статистической радиофизике [18].

На рис. 47.1 приведены нормированные на единицу кривые фототока. В общем случае величина фототока зависит как от величины полного светового потока Φ , так и от его спектрального состава. Поэтому вольт-амперная характеристика фотоэлемента является функцией двух параметров светового потока: Φ и ν , т.е. $I = I(\Phi, \nu)$.

Предположим, что мы работаем с монохроматическим светом. Если мы увеличим в два раза световой поток Φ , то это приведет просто к двукратному увеличению фототока I . При этом форма вольт-амперной характеристики останется неизменной, поскольку вид функции распределения световых волн по амплитудам, а следовательно, и функции распределения электронов по энергиям не зависят от числа участвующих частиц, т.е. от величины светового потока Φ . Такое свойство светового потока соответствует принципу суперпозиции, и оно присуще только для статистических волн, но не для волн, скажем, генерируемых одной антенной.

Таким образом, мы неизбежно приходим к выводу, что величина фототока пропорциональна световому потоку для одного и того же спектрального состава света, и его можно выразить в виде соотношения

$$I = \Phi f(\nu), \quad (47.1)$$

где $f(\nu)$ – некоторая функция частоты падающего света, определяющая также и форму вольт-амперной характеристики $I(U)$.

Теперь увеличим расстояние между источником света и фотоэлементом таким образом, чтобы световой поток, достигающий фотокатода, уменьшился в два раза. Восстановить величину светового потока Φ , а следовательно, и фототок до прежнего уровня можно, просто добавив еще один точно такой же источник света. Вполне естественно, что от двух одинаковых источников света форма вольт-амперной характеристики не должна измениться, поскольку вид функций распределения волн по амплитудам для светового поля и, следовательно, функция распределения электронов по энергиям не должны зависеть от числа излучающих атомов в источниках света.

Итак, мы приходим к важному выводу: форма нормированной вольт-амперной характеристики фотоэлемента, а следовательно, и функция распределения фотоэлектронов по энергиям для статистических волн не зависят от величины светового потока Φ и от расстояния до источника света, а определяются только спектральным составом излучения. Другими словами, масштаб энергии для фотоэлектронов определяется только частотой источника света, состоящего из огромного числа независимых излучателей – атомов.

Детальные исследования показали, что в общем случае распределение фотоэлектронов по энергиям зависит от материала и толщины фотокатода

[19], однако это связано, в первую очередь, с работой выхода и с энергетическими потерями фотоэлектронов при их выходе на поверхность из глубины фотокатода.

Для очень тонких (пленочных) металлических фотокатодов вид функций распределения фотоэлектронов по энергиям является более простым и определяется, в основном, работой выхода фотоэлектрона из металла в вакуум.

После установления свойств функции распределения фотоэлектронов по энергиям осталось определить граничную энергию E_m (рис. 47.2) как функцию частоты света ν . Пользуясь тем замечательным свойством, что функция энергетического распределения фотоэлектронов не зависит от расстояния между источником света и фотокатодом, приблизим источник света к фотокатоду настолько, чтобы существовала конечная вероятность передачи всей энергии излучения от отдельного излучающего атома одному фотоэлектрону. В параграфе 35 было отмечено, что энергия E , которую может излучить электрон в атоме, связана со средней разностной частотой ν движения электрона в атоме между двумя энергетическими уровнями посредством соотношения $E = h\nu$. Следовательно, $h\nu$ является максимально возможным значением энергии, которую может передать излучающий электрон в атоме отдельному фотоэлектрону.

Поскольку вероятность этой передачи ничтожно мала, то функция распределения фотоэлектронов по энергиям $\frac{dn}{dE}$ в точке $E_m = h\nu$ должна обратиться в нуль. Обычно такая граничная точка на оси энергий определяется методом экстраполяции вольт-амперной характеристики к нулевому значению величины фототока.

Таким образом, мы установили, что благодаря статистическому характеру взаимодействия электронов фотокатода с электромагнитными полями граничная энергия E_m в функции распределения фотоэлектронов по энергиям $\frac{dn}{dE}$ не зависит от интенсивности света и расстояния между источником света и фотокатодом, а определяется только разностной частотой ν , на которой происходит излучение света атомами, и работой выхода электронов из фотокатода.

Вполне понятно, что благодаря наличию этой работы выхода существует граничная частота ν_{\min} — красная граница фотоэффекта, ниже которой фотоэффект невозможен, поскольку фотоэлектроны, обладая энергиями ниже энергетического барьера при выходе в вакуум, не могут выйти за пределы фотокатода.

Внешне явление фотоэффекта напоминает рассеяние некоторых сгустков энергии $h\nu$ подобно частицам на электронах фотокатода. Это и побудило, в свое время, физиков ввести некие гипотетические частицы, названные впоследствии фотонами и обладающие данной энергией $h\nu$. Теперь же мы видим, что эта гипотеза очень далека от реальных

статистических процессов обмена энергией между электронами и полем электромагнитных волн со случайным распределением по амплитудам и фазам напряженностей \mathbf{E} и \mathbf{H} .

§ 48. Особенности статистической физики в классическом и квантовом представлении

Для определения основных характеристик сложной атомной системы в современной физике используется статистическая сумма в роли своеобразной производящей функции [20]

$$Z = \sum_r \exp\left(-\frac{E_r}{kT}\right) = \sum_r \exp(-\beta E_r). \quad (48.1)$$

При этом сразу же предполагается, что энергия E_r в системе является дискретной переменной, т.е. является счетной величиной, а статистическая сумма вида (48.1) относится исключительно к квантовой механике. Одновременно с этим рассматривается квантовое состояние r системы или частицы с дискретной энергией E_r , а также вероятность P_r нахождения частицы в этом состоянии

$$P_r = C \exp(-\beta E_r), \quad (48.2)$$

где C – коэффициент пропорциональности, равный $\frac{1}{Z}$; E_r – уровни энергии электронов, атомов, или молекул в системе.

Введение дискретных состояний энергии системы было впервые осуществлено М. Планком в начале XX века и с тех пор прочно обосновалось в современной физике.

Наряду со статистической суммой Z в современной физике используется такое понятие как статистический вес $\Omega(E)$ состояния или число способов, которыми может быть реализована данная макроскопическая конфигурация.

Энтропия системы, определяемая по Планку как

$$S = k \ln \Omega, \quad (48.3)$$

в ином представлении, кроме квантового, даже не рассматривается.

Действительно, бросается в глаза то, что счетные состояния системы принято рассматривать исключительно лишь в квантовой механике, не смотря на то, что сами электроны, атомы и молекулы являются счетными объектами. Поэтому согласно классической статистике Больцмана эти

объекты могут с полным успехом участвовать в счетной комбинаторике без введения каких-либо искусственных квантовых постулатов. В этом, на наш взгляд, заключается логическое противоречие в подходе Планка.

В некоторых академических изданиях и учебниках по квантовой статистической физике можно встретить такого рода пассажи [20]: «любая макроскопическая система может быть описана с помощью набора f квантовых чисел. Число f носит название числа степеней свободы системы, и по порядку величины оно близко к постоянной Авогадро». Но ведь это же просто число частиц в сложной системе, а число f – число проекций обобщенных координат или обобщенных импульсов в фазовом пространстве.

Таким образом, мы убеждаемся, что квантовые и классические представления смешиваются в одном месте без достаточного анализа и обоснования. Кроме этого, заметим, что формула (48.2) является универсальной в статистике Максвелла-Больцмана и справедлива для любой энергии E атома или молекулы вне зависимости ее от непрерывного или дискретного характера. По этой причине обратимся за разъяснениями к классической физике.

В классической статистической физике, рассматривающей отдельные атомы или молекулы, движущиеся в силовых полях, статистическая сумма имеет точно такой же вид, как в формуле (48.1)

$$Z = \sum_{r=1}^N \exp(-\beta \varepsilon_r), \quad (48.4)$$

где ε_r – полная энергия молекулы под номером r , и суммирование осуществляется по всем N молекулам. В данном случае параметр r – не квантовое состояние системы, а просто порядковый номер молекулы или атома. Это находится в полном соответствии со статистикой Максвелла – Больцмана. При этом ε_r может быть просто любой кинетической энергией свободно летящей молекулы в газе. Эта энергия по своему характеру может быть как непрерывной, так и дискретной величиной. Заметим, что согласно подходу Планка энергия ε_r должна быть непременно дискретной, т.е. квантованной величиной, а суммирование должно производиться по квантовым состояниям r атома, молекулы или какой-либо системы.

Следует также отметить, что сложную макроскопическую систему можно разбить на отдельные подсистемы, пронумеровать их и производить по ним суммирование как по счетным объектам, т.е. без какого-либо искусственного квантования.

Таким образом, мы видим, что классическая физика охватывает больший круг явлений микромира, чем квантовая механика. При этом средняя энергия атома или молекулы в классической физике определяется в соответствии с обычной формулой статистической физики

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{Z} \sum_{r=1}^N \varepsilon_r \exp(-\beta \varepsilon_r), \quad (48.5)$$

т.е. не требует введения какого-либо особого квантования. Ведь сами объекты – атомы и молекулы уже являются дискретными и счетными, поэтому непосредственно могут быть использованы в любой счетной комбинаторике.

Основная ошибка квантовой статистики заключается в следующем: динамические переменные q и p принимают непрерывные значения, но требуется вопреки всему найти способ сделать возможные состояния системы счетными. Для этого область изменения переменных q и p в фазовом пространстве искусственно разбивается на малые дискретные интервалы, т.е. элементарные ячейки. Без строгого обоснования размер элементарной ячейки приравнивается постоянной Планка h . Теперь для квантового описания состояния частицы указывают, что пара переменных (q, p) лежит в некотором определенном интервале или ячейке дискретного фазового пространства. При этом становится непонятным, почему фазовое пространство атомов или молекул, сравнительно свободно летающих в некотором объеме, должно быть дискретным.

Квантование фазового пространства было введено Планком в 1900г. как вынужденная мера при выводе формулы для спектра излучения абсолютно черного тела и было принято за основу в качестве главного постулата квантовой теории. Позднее, однако, выяснилось, что вводить такое искусственное квантование вовсе не требуется для решения указанной задачи, что было доказано Эйнштейном на языке вероятностей переходов между произвольными энергетическими уровнями излучающей системы.

В соответствии с представлениями Больцмана энтропия S является мерой хаоса макроскопической системы, и она применима для описания любых систем, а не только квантовых. Согласно Планку энтропия вводится с помощью классической комбинаторики Больцмана, но обязательно через квантование, и последнее уже оказывается проявлением непоследовательности в квантовой теории. Естественно, что с квантовыми числами формально намного проще работать, поэтому они и были выбраны (можно сказать, приняты “на ура!”) в качестве методической основы всех расчетов в ущерб пониманию реально происходящих в природе процессов.

§ 49. О механизмах, сопровождающих фотоэффект

Для лучшего понимания механизма, управляющего фотоэффектом, т.е. пути, по которому энергия электромагнитного излучения передается вначале атомам вещества, а затем отдельным электронам, полезно обратиться к классической электронной теории дисперсии света. Данная теория, являющаяся естественным продолжением и успешным развитием

электромагнитной теории Максвелла, была разработана в начале XX века Г.А. Лоренцем и к настоящему времени, испытав многократную проверку, получила достаточно полное подтверждение.

Полезно отметить тот факт, что подавляющее большинство эффектов, связанных с взаимодействием излучения с веществом, могут быть объяснены не только качественно, но и прекрасно описаны данной теорией количественно. В качестве примера на рис. 49.1 приведены наиболее характерные зависимости показателя преломления и коэффициента поглощения от частоты вблизи резонансной частоты ω_0 , которые сравнительно легко и естественно получаются из классической электронной теории.

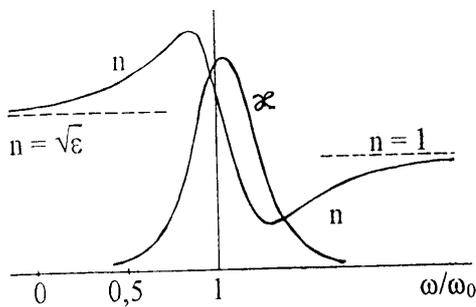


Рис. 49.1 Типичный вид кривых для показателя преломления n и коэффициента поглощения k согласно электронной теории дисперсии света.

Даже беглое знакомство с оптическими эффектами в веществе, достаточно хорошо объясненными классической электромагнитной теорией, заняло бы значительное время, поэтому для получения общего представления просто перечислим лишь некоторые из них. К этим эффектам можно отнести следующие: френелевское отражение света от поверхности тел с эффектами поляризации волн при различных углах падения; наличие угла Брюстера, при котором возможно достичь коэффициента отражения, равного нулю; поперечность электромагнитных волн; преломление света – закон Малюса и явление дихроизма в анизотропных кристаллах; дисперсия комплексного показателя преломления и коэффициента отражения и их зависимость от угла падения света; наличие полного внутреннего отражения при выходе света из оптически более плотной среды в менее плотную; связь показателя преломления с диэлектрической проницаемостью вещества; вынужденная анизотропия в оптических средах – явление Керра и Поппельса; плеохроизм – зависимость поляризации света в кристаллах от частоты; поляризация света на упорядоченных длинных молекулах, поглощающих свет; сдвиг фазы волны при отражении от поверхности вещества и связанная с этим эллипсометрия; эффект Фарадея, т.е. вращение вектора поляризации света в оптически активных средах; эффект Коттон – Мутона в перпендикулярном магнитном поле; зеркальное отражение от металлов и других сред, обладающих высоким коэффициентом поглощения света; селективное отражение вблизи частот поглощения примесными центрами или остаточные лучи; наличие граничной плазменной частоты –

красной границы поглощения света и фотоэффекта, ниже которой свет только отражается, а выше этой границы излучение проникает внутрь вещества, интенсивно поглощается, вызывая тем самым фотоэффект; резонансное поглощение света примесными центрами с узкими линиями поглощения и дисперсии волн, также обуславливающее фотоэффект; явления дифракции и интерференции волн; конечная длина когерентности обычного света и образование стоячих волн при отражении от зеркала; дифракция рентгеновских лучей в кристаллических решетках, закон Вульфа – Брэгга и эффект Лауэ; рэлеевское рассеяние света молекулами и на неоднородностях среды; рассеяние Рамана с изменением частоты света, колебательный и вращательный эффект Рамана; взаимодействие света с молекулами – закон Лорентц – Лоренца и явление Тиндаля; нелинейная оптика и эффект удвоения частоты в нелинейных средах; эффект Ми при рассеянии света на шариках; давление света и перенос энергии лучом; законы Кирхгофа для излучения и поглощения света нагретыми телами; закон Стефана – Больцмана для интегрального излучения абсолютно черного тела; закон Вина для спектральной плотности излучения абсолютно черного тела; голография и вся геометрическая оптика; дипольное излучение поперечных волн электронами; радиационная ширина линий излучения, доплеровское уширение линий и влияние на ширину линий столкновений между атомами и молекулами в газах; простой эффект Зеемана и т.д. И все это многократно проверено в рамках классической физики, начиная от рентгеновского диапазона для внутренних оболочек атомов и заканчивая радиоволнами, как для твердых веществ, так и для газов и ионосферы. Поэтому довольно трудно усомниться в справедливости или ограниченности электромагнитной теории Максвелла – Лоренца.

Тем не менее, часть явлений, связанных с взаимодействием света с атомами, молекулами и твердым телом не были достаточно поняты в рамках классической электромагнитной теории. В самом начале изучения этих явлений физики проявили растерянность перед подобными эффектами. Так, М. Борн пишет в конце 30-х годов [21]: «Электромагнитная теория света в состоянии объяснить в основном все явления, относящиеся к распространению света, но она отказывается служить в случае процессов испускания и поглощения света».

В итоге этого теория атомных спектров выделилась в отдельную физику, не только слабо связанную с классической электромагнитной теорией, но и очень часто в корне ей противоречащую, что хорошо просматривается в модели света в виде фотонов. Поскольку работа планетарных атомов была не понята в рамках электромагнитной теории Максвелла – Лоренца, да и всей классической физики, то и взаимодействие излучения с веществом остается до конца не ясным и до настоящего времени. По признанию М. Борна, «законченной квантовой теории электромагнитного поля в настоящее время еще нет... Перед физикой стоит трудная задача: создать квантовую теорию света или, более обще, электромагнитного поля, которая включала бы обе концепции».

В современной физике был выбран путь абстрактного математического моделирования, которое не требовало более или менее полного объяснения и понимания сути явлений, не говоря уже о каких-то приемлемых механизмах этих явлений.

Попытаемся привести в соответствие сложные эффекты, связанные с взаимодействием света с веществом, с классической электромагнитной теорией Максвелла – Лоренца и законами классической физики.

Согласно классической электронной теории дисперсия света обусловлена взаимодействием электромагнитных волн с электронами, входящими в состав атомов вещества и рассеивающими эти волны. Совершая вынужденные колебания в переменном электромагнитном поле, электроны рассеивают эти волны. Так как в стационарном, т.е. невозбужденном состоянии, электроны в атомах не находятся в покое, а совершают периодические движения в кулоновском поле ядер, то свет фактически воздействует на движущиеся электроны, а не на осцилляторы, как это иногда приближенно принимается в качестве модели взаимодействия излучения с веществом. Этим обусловлены большие коэффициенты поглощения света веществом в области резонансов.

Поглощение света в веществе происходит лишь вблизи резонансных линий, т.е. когда частота ω падающей волны совпадает с частотой ω_0 движения соответствующих электронов или с разностной частотой $\Delta\omega$ этих движений, то есть на частоте биений электронной плотности (рис. 49.1). В видимом диапазоне в процессе поглощения участвуют лишь внешние электроны атомов или молекул, имеющие наименьшие средние частоты движения и наименьшую энергию связи.

Полезно проследить пути прохождения электромагнитной энергии в веществе при воздействии светового луча. Как уже было отмечено, прохождение света в веществе достаточно хорошо описывается классической электронной теорией. Часть энергии отражается от поверхности тела за счет френелевского отражения. Значительная доля может быть потеряна на джоулево тепло, особенно в металлах, а также на других различных каналах диссипации энергии, которая в конечном итоге уходит на разогрев вещества.

На резонансных частотах происходит накопление механической энергии в тех атомах вещества, в которых фаза орбитального движения электронов совпала с фазой падающей волны. И так как скорости орбитальных электронов в атомах достаточно велики, то поглощение света происходит очень интенсивно, поскольку мощность, развиваемая световой волной в поглощающем атоме, пропорциональна амплитуде световой волны и скорости электрона.

Для резонансного поглощения света характерны очень большие сечения поглощения, сравнимые по величине с размерами самих атомов.

В этом акте поглощения проявляется избирательность взаимодействия света с индивидуальными электронами атомов, что воспринимается в современной физике как попадание в атом фотона, поскольку именно за счет

резонансного поглощения возможна концентрация значительной энергии в отдельных атомах.

Далее можно предположить, что происходит перераспределение электромагнитной энергии между электронными оболочками атомов в соответствии со статистическими закономерностями и, прежде всего, с законом сохранения полной энергии. При этом атомы, принимая избыток энергии, переходят в возбужденные состояния с изменением частоты движения орбитальных электронов на величину $\Delta\omega$, пропорциональную энергии возбуждения в соответствии с динамическим уравнением Шредингера (35.9).

В стационарном состоянии распределение электронных оболочек атомов по энергиям определяется статистическими методами с использованием стационарного уравнения Шредингера (33.20). Решение данного уравнения показывает, что распределение электронов по энергиям в атомах в стационарном состоянии является дискретным.

Теперь приобретенная энергия возбуждения в атомах вещества может либо излучиться в виде люминесценции, либо диссипировать на центрах тушения, либо конвертироваться в кинетическую энергию внешних электронов, находящихся по соседству с возбужденными атомами. Хорошо известно, что возбужденный атом, переходя в основное состояние, может передать избыточную электромагнитную энергию безызлучательным путем, т.е. непосредственно за счет ближних электромагнитных полей, соседним частицам. Здесь мы встречаемся с фактом перехода кулоновской энергии орбитального электрона атома в кинетическую энергию внешнего электрона, который и воспринимается нами как выбитый из вещества фотоэлектрон.

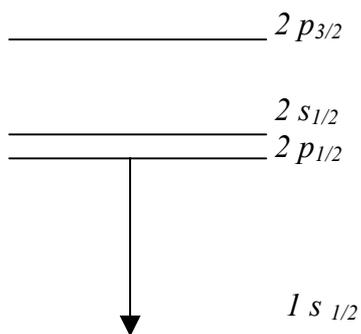


Рис. 49.2. Расщепление термов в атоме водорода при учете взаимодействия электронов с электромагнитными колебаниями физического вакуума.

Убедительным доказательством возможности безызлучательной передачи энергии от возбужденного атома электрону проводимости металла является опыт Лэмба и Ризерфорда по обнаружению и измерению лэмбовского сдвига уровней возбуждения в атоме водорода. Не останавливаясь на подробностях данного эксперимента, описанного в работе [22], отметим лишь его основное содержание.

Идея опыта Лэмба и Ризерфорда основана на том, что возбужденный уровень $2p_{1/2}$ в атоме водорода (рис. 49.2) является нестабильным, а

возбужденный уровень $2s_{1/2}$ – метастабильным. Время жизни на уровне $2s_{1/2}$ примерно в 10^8 раз больше, чем на уровне $2p_{1/2}$. Действительно, радиационный переход с уровня $2p_{1/2}$ на основной уровень $2s_{1/2}$ разрешен правилами отбора $\Delta l = \pm 1$. Переход же с уровня $2s_{1/2}$ на уровень $1s_{1/2}$ запрещен, поскольку при этом $\Delta l = 0$.

В опытах Лэмба и Ризерфорда молекулы водорода диссоциировались под действием высокой температуры. В результате получался пучок атомов водорода в основном состоянии $1s_{1/2}$, направляющийся на металлическую пластинку – мишень, соединенную с гальванометром. Если атомы пучка не были возбуждены, они не могли передавать энергию электронам проводимости мишени. Вырывания электронов из мишени не происходило, и гальванометр не обнаруживал электрического тока.

Но часть атомов (примерно одну стомиллионную) можно было перевести в возбужденные состояния $2s_{1/2}$ и $2p_{1/2}$, облучив пучок атомов ускоренными электронами. При этом возбуждение атомов водорода производится ударами электронов, так что правила отбора здесь не действуют. Энергия возбуждения составляет 10,2 эВ. Атомы в состоянии $2p_{1/2}$ до мишени не долетают, так как они практически мгновенно переходят в основное состояние $1s_{1/2}$. На мишень могут попасть из возбужденных атомов только метастабильные атомы в состоянии $2s_{1/2}$. Энергию возбуждения они при столкновениях с металлом передают свободным электронам, вырывая последние с поверхности мишени. Гальванометр начинает показывать ток, по величине которого можно судить о числе атомов в метастабильном состоянии $2s_{1/2}$, попадающих на мишень.

Если теперь на пути пучка атомов водорода включить переменное магнитное поле соответствующей частоты, то при резонансе, когда частота поля совпадет с разностной частотой движения электронов на уровнях $2s_{1/2}$ и $2p_{1/2}$, электроны с метастабильного уровня $2s_{1/2}$ начнут переходить на уровень $2p_{1/2}$ с последующим быстрым излучением электромагнитной энергии. Поэтому число возбужденных атомов в состоянии $2s_{1/2}$, попадающих на мишень, начинает убывать. Вместе с тем начинает убывать и ток через гальванометр. По минимуму тока можно определить резонансную частоту поля, а с ней и разность уровней $2s_{1/2} - 2p_{1/2}$.

Этот опыт стал уже классическим, показывая, насколько глубоко физики проникли в механизмы атомных процессов. Кроме демонстрации безызлучательных процессов передачи энергии от возбужденных атомов свободным электронам, данный опыт служит в качестве проверки правильности существующих теорий.

Интересным примером служит также факт безызлучательной передачи энергии возбуждения от ядер к орбитальным электронам [23].

Возбужденное ядро может перейти в основное состояние не только за счет излучения электромагнитных волн, но и путем непосредственной передачи энергии возбуждения одному из электронов атомных оболочек (K -, L -, M -электрону и т.д.). Этот процесс, конкурирующий с γ -излучением, называется внутренней конверсией энергии, а электроны, получившие

энергию, – электронами внутренней конверсии. Электроны внутренней конверсии являются моноэнергетичными, что и позволяет отличить их от электронов, испускаемых при β -распаде ядер, спектр которых непрерывен. Если энергия возбуждения ядра меньше энергии связи электрона в K -слое, что может иметь место для тяжелых ядер, то внутренняя конверсия может происходить на электронах других слоев.

Внутренняя конверсия сопровождается характеристическим рентгеновским излучением, которое возникает в результате переходов электрона с вышележащих электронных оболочек на место, освобожденное электроном внутренней конверсии. Этот процесс вполне аналогичен обычному возбуждению рентгеновского характеристического спектра атомов. В результате внутренней конверсии могут появиться и электроны Оже.

Если энергия E возбуждения ядра превышает удвоенную собственную энергию электрона или энергию связи электронно-позитронной пары, т.е.

$$E > 2mc^2 = 1,02 \text{ МэВ} , \quad (49.1)$$

то может происходить процесс парной конверсии, при котором ядро теряет энергию возбуждения путем одновременного испускания электрона и позитрона. Такой процесс можно рассматривать как ионизацию эфира, содержащего электронно-позитронные пары в связанном состоянии. Однако вероятность парной конверсии не превышает примерно тысячной доли вероятности испускания γ -излучения.

Следует также упомянуть и о том, что безызлучательные каналы передачи энергии довольно-таки сильно распространены для самых различных внутренних процессов любого вещества, находящегося в любом состоянии: будь то твердое тело, жидкость либо же газообразное состояние. Поэтому данные явления следует рассматривать как вполне естественные и хорошо изученные. И все они происходят не за счет излучения, а непосредственно за счет ближних электромагнитных полей атомов и ядер. В случае атомов и молекул это могут быть ван-дер-ваальсовы силы, в случае ядер – это ядерные электромагнитные поля, по своим свойствам напоминающие ван-дер-ваальсовы, поскольку и те и другие являются короткодействующими.

А теперь вернемся снова к фотоэффекту. Энергия атома в соответствии с решениями статистического уравнения Шредингера (35.9) изменяется дискретно по закону

$$\Delta E = h \Delta \nu , \quad (49.2)$$

где ΔE – расстояние между энергетическими уровнями орбитальных электронов, а $\Delta \nu$ – разность средних частот движения электронов на орбитах двух уровней, между которыми происходит излучение энергии. Данная

энергия может быть передана безызлучательным путем непосредственно соседнему свободному электрону.

Таким образом, становится возможной концентрация достаточно большой энергии на отдельных слабо связанных электронах для преодоления последними работы выхода из вещества в вакуум. За счет наличия различных каналов диссипации энергии суммарная кинетическая энергия выбитых фотоэлектронов всегда меньше энергии падающего луча света.

Поглощение света может происходить как примесными атомами, так и самой кристаллической решеткой фотокатода. В первом случае мы имеем дело с сенсibilизированным фотоэффектом, который ярко показывает резонансный характер данного явления, во втором случае участвует так называемое фундаментальное или плазменное поглощение в веществе.

Обычное вещество не принято называть плазмой, однако орбитальные электроны атомов решетки, участвующие в периодических движениях, расположены в веществе достаточно плотно и, играя роль сосредоточенной нагрузки для электромагнитных волн, интенсивно взаимодействуют с излучением на резонансных частотах как электронная плазма. В этой связи целесообразно было бы несколько поподробней остановиться на особенностях поглощения света в области плазменной частоты (фундаментальной полосы).

Плазменное поглощение волн характеризуется граничной частотой, называемой частотой Ленгмюра ω_L и равной

$$\omega_L = \sqrt{\frac{ne^2}{4\pi\epsilon_0 m}}, \quad (49.3)$$

где n – плотность оптических электронов, e и m – заряд и масса электрона.

Из волновой теории известно, что при частоте ниже плазменной волны не могут поглощаться электронной плазмой и практически полностью отражаются. На этом принципе работают различные зеркала с металлическими и другими покрытиями. При частоте волн выше плазменной начинается их проникновение в вещество с интенсивным поглощением электронами плазмы. Это поглощение так велико, что даже совершенно прозрачные в видимом диапазоне среды начинают поглощать свет как металлы. Именно этим обусловлена резкая длинноволновая или так называемая красная граница поглощения волн и, как следствие этого, красная граница фотоэффекта.

Поглощение света в металлах имеет свои особенности. В случае волн не слишком высокой частоты (радиоволны, инфракрасные лучи и видимый свет) источниками вторичных волн в металлах в основном являются электроны проводимости, плотность которых достаточно высока. Поэтому свет, интенсивно рассеиваясь на этих электронах, отражается от поверхности

металла. При этом коэффициент отражения от чистых поверхностей металлов, обладающих хорошей проводимостью (натрий, серебро, алюминий, медь и т.д.), весьма близок к единице. Интенсивность волны, проходящей внутрь металла, невелика и быстро убывает до нуля в пределах тонкого поверхностного слоя вследствие потерь энергии на ленц-джоулеву теплоту. Кроме этого, волна быстро затухает благодаря плазменному отражению ниже критической частоты.

Характер отражения света от металлов достаточно хорошо описывается электромагнитной теорией Максвелла – Лоренца с использованием комплексного показателя преломления, что в равной степени применимо и к любым другим средам, поглощающим свет. Картина взаимодействия света в металлах значительно усложняется по сравнению с диэлектриками из-за наличия свободных электронов, обуславливающих ленц-джоулевы потери.

При более высоких частотах, соответствующих ультрафиолетовому излучению, существенную роль играют вынужденные колебания связанных электронов в ионах кристаллической решетки, интенсивно поглощающих свет в области выше резонансной частоты. В данной области поведение и металлов, и диэлектриков примерно одинаковое.

Поэтому металлы в дальней ультрафиолетовой области могут стать почти прозрачными. Вполне естественно, что наиболее удобными материалами для изучения механизма фотоэффекта являются диэлектрики и полупроводники, у которых участие электронов проводимости во взаимодействии со светом является незначительным, поэтому другие резонансные эффекты проявляются более отчетливо.

Следует также упомянуть о том, что значительно более слабые эффекты поглощения света возникают при резонансе на разностных частотах движения орбитальных электронов или так называемых частотах биений электронной плотности.

Подводя итог рассмотренным эффектам, сопровождающим взаимодействие света с веществом, заметим, что если подавляющее большинство из них сравнительно легко рассчитывается с помощью электромагнитной теории Максвелла – Лоренца, то расчет эффективности передачи энергии от возбужденных атомов свободным электронам уже представляет значительные трудности, поскольку требует статистического анализа явлений в веществе с использованием уравнения Шредингера.