

4. ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ И ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

4.1. Квантовая оптика

4.1.1. Тепловое излучение тела

4.1.1.1 Источники света

Испускание и поглощение света происходит в результате колебаний заряженных частиц (электронов и ионов), входящих в состав вещества. При этом колебания ионов, составляющих вещество, соответствуют излучению низкой частоты (инфракрасному) вследствие значительной массы колеблющихся зарядов. Излучение, возникающее в результате движения электронов, может иметь высокую частоту (видимое и ультрафиолетовое излучение), если электроны эти входят в состав атомов или молекул и, следовательно, удерживаются около своего положения равновесия значительными силами. В металлах, где много свободных электронов, излучение последних соответствует иному типу движения. В таком случае нельзя говорить о колебаниях около положения равновесия: свободные электроны, приведенные в движение, испытывают нерегулярное торможение, и их излучение приобретает характер импульсов, т.е. характеризуется спектром различных длин волн, среди которых могут быть и волны низкой частоты.

Для того чтобы атом начал излучать, ему необходимо передать энергию. Излучая, атом теряет полученную энергию, и для непрерывного свечения вещества необходим приток энергии к его атомам извне.

Все виды свечения в оптическом диапазоне можно разделить на *люминесценцию, тепловое излучение, лазерное излучение* и, соответственно, источники света бывают *тепловые, люминесцентные и лазерные*.

Люминесценция – свечение тел, избыточное над тепловым излучением, и имеющего длительность после устранения причин, вызвавших это свечение, значительно большую периода световых колебаний.

Люминесценция может быть вызвана различными способами

Электролюминесценция. При **разряде в газах** электрическое поле сообщает электронам большую кинетическую энергию. Быстрые электроны испытывают соударения с атомами. Часть кинетической энергии электронов идет на возбуждение атомов. Возбужденные атомы отдают энергию в виде световых волн. Благодаря этому разряд в газе сопровождается свечением. Это и есть электролюминесценция.

Катодолюминесценция. Свечение **твердых тел**, вызванное бомбардировкой их электронами, называют катодолюминесценцией. Благодаря катодолюминесценции светятся экраны электронно-лучевых трубок телевизоров.

Хемилюминесценция. При некоторых химических реакциях, идущих с выделением энергии, часть этой энергии непосредственно расходуется на излучение света. Источник света остается холодным (он имеет температуру окружающей среды). Это явление называется хемилюминесценцией.

Фотолюминесценция. Падающий на вещество свет частично отражается, а частично поглощается. Энергия поглощаемого света в большинстве случаев вызывает лишь нагревание тел. Однако некоторые тела сами начинают светиться непосредственно под действием падающего на него излучения. Это и есть фотолюминесценция. Свет возбуждает атомы вещества, увеличивает их внутреннюю энергию, после этого они высвечивают сами. Например, светящиеся краски, которыми покрывают многие елочные игрушки, излучают свет после их облучения. Излучаемый при фотолюминесценции свет имеет, как правило, большую длину волны, чем свет, возбуждающий свечение. Это можно наблюдать экспериментально. Если направить на сосуд с органическим красителем свет, пропущенный через фиолетовый светофильтр, то эта жидкость начинает светиться зелено - желтым светом, т. е. светом большей длины волны, чем у фиолетового света. Явление фотолюминесценции широко используется в лампах дневного света. Советский физик С.И. Вавилов предложил покрывать внутреннюю поверхность разрядной трубки веществами, способными ярко светиться под действием коротковолнового излучения газового разряда. Лампы дневного света примерно в три-четыре раза экономичнее обычных ламп накаливания.

Тепловое излучение. Наиболее простой и распространенный вид излучения - тепловое излучение, при котором потери атомами энергии на излучение света компенсируются за счет энергии теплового движения атомов или (молекул) излучающего тела (т.е. **за счет внутренней энергии тела¹, получаемой при его нагревании**). Чем выше температура тела, тем быстрее движутся атомы. При столкновении быстрых атомов (молекул) друг с другом часть их кинетической энергии превращается в энергию возбуждения атомов, которые затем излучают свет.

Все нагретые тела (т.е. тела, температура которых выше абсолютного нуля) излучают электромагнитные волны. Солнечный свет, пламя свечи, свет лампы накаливания, электрическая дуга, инфракрасное излучение человеческого тела — все это примеры теплового излучения. Тепловым источником излучения является Солнце, а также обычная лампа накаливания. Лампа очень удобный, но малоэкономичный источник. Лишь примерно 12% всей энергии, выделяемой в лампе электрическим током, преобразуется в энергию света. Тепловым источником света является пламя. Крупинки сажи раскаляются за счет энергии, выделяющейся при сгорании топлива, и испускают свет.

Лазерное излучение. При возбуждении лазерного излучения используется принцип вынужденного излучения (см. ниже).

Полное описание явлений испускания и поглощения света можно дать лишь на основании законов квантовой электродинамики, рассмотрение которых выходит за пределы настоящего курса

¹ Внутренняя энергия вещества складывается из кинетической энергии всех атомов и молекул и потенциальной энергии их взаимодействия друг с другом.

Однако ряд явлений, связанных с испусканием и поглощением света, можно разобрать, не касаясь их механизма, а рассматривая их лишь с энергетической (термодинамической) точки зрения. Раздел физики, занимающийся такого рода рассмотрениями, носит название **термодинамики излучения**.

4.1.1.2. Равновесное тепловое излучение

Из всех перечисленных выше типов излучения только тепловое излучение тел можно описать законами термодинамики. Все виды люминесценции, а также лазерное излучение – **неравновесные типы излучения**. Напомним, что **тепловым излучением называется электромагнитное излучение, испускаемое телом и возникающее за счет его внутренней энергии**. Особенностью теплового излучения является то, что оно может находиться в состоянии равновесия с излучающим телом. Характерной чертой теплового излучения является **широкий сплошной спектр**.

Почему мы называем тепловое излучение равновесным, т. е. почему электромагнитные волны, испускаемые за счет внутренней энергии тел, находятся в равновесии с излучающими телами? Окружим нагретое тело (твердое, жидкое или газообразное — безразлично) оболочкой с идеально отражающей поверхностью (рис. 4.1). Отраженное оболочкой излучение, упав на тело, поглотится им (частично или полностью), и будет происходить непрерывный обмен энергией между телом и заполняющим оболочку излучением.

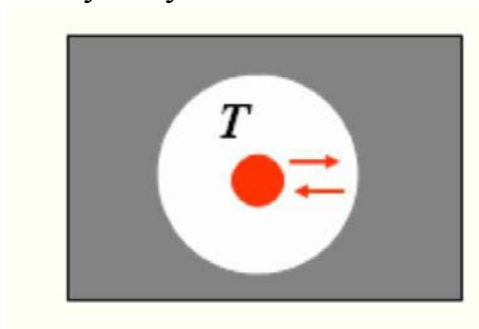


Рис. 4.1. Излучение находится в равновесии с излучающим телом.

Если тело в единицу времени излучает энергии больше, чем поглощает, то внутренняя энергия тела будет убывать, что приведет к понижению температуры. Это в свою очередь обусловит уменьшение количества излучаемой телом энергии. Температура тела будет понижаться до тех пор, пока не установится равновесие между излучаемой и поглощаемой телом энергией. Аналогично, если тело поглощает в единицу времени больше энергии, чем излучает, то его внутренняя энергия будет возрастать, и температура тела будет повышаться. Это приведет к увеличению количества испускаемой телом энергии, что в свою очередь, уменьшит внутреннюю энергию тела и приведет к установлению равновесия, при кото-

ром количество поглощаемой телом энергии равно количеству энергии, излучаемой телом. При этом состояние излучающего тела может быть охарактеризовано определенной постоянной температурой T .

Объемная плотность энергии и спектральный состав равновесного излучения не зависят от размеров полости и от природы находящегося в ней тела. Свойства равновесного излучения зависят только от установившейся температуры тела в полости. Вследствие этого можно говорить о температуре излучения, понимая под этим температуру излучающего тела.

Равновесное излучение является однородным, изотропным и неполяризованным. Это означает, что в любой точке полости объемная плотность энергии и излучения и его спектральный состав одинаковы, а все направления распространения излучения и все направления колебаний светового вектора равновероятны.

4.1.1.3. Характеристики и теплового излучения тел

1. Энергетическая светимость $R(T)$ - количество энергии, излучаемой в единицу времени (мощность) с единицы поверхности тела во всем интервале длин волн.

$$R(T) = \frac{dE}{dt dS} \quad (4.1)$$

Здесь dE – энергия, излучаемая за время dt с площадки dS во всем интервале длин волн. Величина $R(T)$ зависит от температуры, природы и состояния поверхности излучающего тела. В системе СИ величина $R(T)$ имеет размерность $[\text{Вт}/\text{м}^2]$. Распределение энергии по длинам волн может быть неоднородным, поэтому наряду с интегральной энергетической светимостью $R(T)$ вводится спектральная плотность энергетической светимости (или испускательная способность).

2. Спектральная плотность энергетической светимости (испускательная способность тела)

$$r(\lambda, T) = \frac{dE}{dS dt d\lambda} = \frac{dR}{d\lambda} \quad (4.2)$$

– количество энергии, излучаемое единицей поверхности тела, в единицу времени в единичном интервале длин волн (вблизи рассматриваемой длины волны λ). Т.е. эта величина численно равна отношению энергии, испускаемой с единицы площади в единицу времени в узком интервале длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$, к ширине этого интервала $d\lambda$. Она зависит от температуры тела, длины волны, а также от природы и состояния поверхности излучающего тела. В системе СИ $r(\lambda, T)$ имеет размерность $[\text{Вт}/\text{м}^3]$.

Энергетическая светимость $R(T)$ связана со спектральной плотностью энергетической светимости $r(\lambda, T)$ следующим образом:

$$R(T) = \int_0^{\infty} r(\lambda, T) d\lambda = \int_0^{\infty} r(\nu, T) d\nu \quad (4.3)$$

3. Коэффициент монохроматического поглощения (поглощательная способность тела) отношение величины поглощенного элементарной площадкой тела потока энергии в узком спектральном диапазоне $d\lambda$ (вблизи λ) к величине падающего на площадку тела потока энергии в том же спектральном диапазоне $d\lambda$:

$$\alpha(\lambda, T) = \frac{d\Phi_{\text{пол}}(\lambda, T)}{d\Phi_{\text{пад}}(\lambda, T)}, d\Phi = \frac{dE}{dt} \quad (4.4)$$

Коэффициент монохроматического поглощения является безразмерной величиной, зависящей от температуры и длины волны. Он показывает, какая доля энергии падающей монохроматической волны поглощается поверхностью тела. Величина $\alpha(\lambda, T)$ может принимать значения от 0 до 1. **Если тело поглощает все падающее на него излучение, независимо от его направления падения и спектрального состава, ничего не отражает и не пропускает через себя, то такое тело называется абсолютно черным телом (АЧТ).** Для него коэффициент поглощения $\alpha(\lambda, T) = 1$. Тела, для которых коэффициент поглощения в широком диапазоне длин волн остается постоянным, но меньше единицы: $\alpha(\lambda, T) = \alpha_T = \text{const} < 1$, называются **серыми** телами. У серых тел α_T зависит только от температуры, материала и состояния поверхности. Если $\alpha(\lambda, T) < 1$, но зависит от λ , то такие тела называются **цветными**. Непрозрачные тела, которые не излучают и не поглощают электромагнитных волн, т.е. полностью отражают падающее на них излучение, при этом отражение происходит по законам геометрической оптики (угол падения равен углу отражения), называются **зеркальными**; для них $\alpha(\lambda, T) = 0$.

Между испускательной и поглощательной способностью любого тела имеется определенная связь. В этом можно убедиться, рассмотрев следующий эксперимент. Пусть внутри замкнутой отражающей оболочки, поддерживаемой при постоянной температуре T , помещено несколько тел с различной температурой (рис. 4.2).

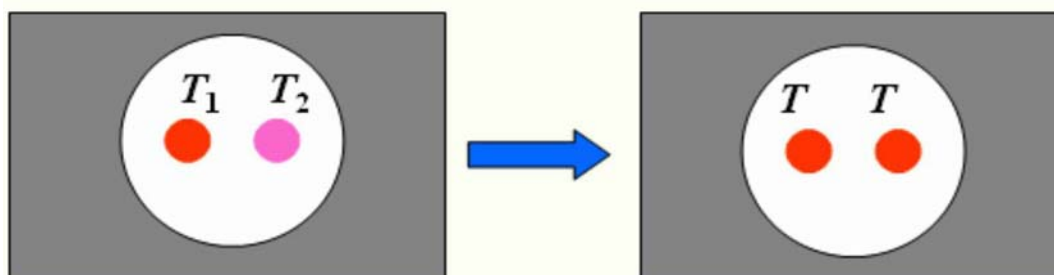


Рис. 4.2

В полости внутри оболочки создан вакуум, так что тела могут обмениваться энергией между собой и с оболочкой лишь путем испускания и поглощения электромагнитных волн. Опыт показывает, что такая система через некоторое время придет в состояние теплового равновесия — все тела примут одну и ту же температуру, равную температуре оболочки T . В таком состоянии тело, обладающее большей испускательной способностью $r(\lambda, T)$, теряет в единицу времени с единицы поверхности больше энергии, чем тело, обладающее меньшей $r(\lambda, T)$. Поскольку температура (а следовательно и внутренняя энергия) тел не меняется, то тело, испускающее больше энергии, должно и больше поглощать, т. е. обладать большей величиной $\alpha(\lambda, T)$. Таким образом, чем больше испускательная способность тела $r(\lambda, T)$, тем больше и его поглощательная способность $\alpha(\lambda, T)$. Отсюда вытекает соотношение:

$$\left(\frac{r(\lambda, T)}{\alpha(\lambda, T)} \right)_1 = \left(\frac{r(\lambda, T)}{\alpha(\lambda, T)} \right)_2 = \left(\frac{r(\lambda, T)}{\alpha(\lambda, T)} \right)_3 = \dots = \frac{r(\lambda, T)}{\alpha(\lambda, T)} = f(\lambda, T) \quad (4.5)$$

где индексы 1, 2, 3 и т. д. относятся к разным телам.

Соотношение (4.5) было сформулировано Кирхгофом. Закон Кирхгофа: *отношение спектральной плотности энергетической светимости к монохроматическому коэффициенту поглощения (испускательной и поглощательной способностей) не зависит от природы тела, оно является для всех тел одной и той же (универсальной) функцией частоты (длины волны) и температуры:*

Сами величины $r(\lambda, T)$ и $\alpha(\lambda, T)$, взятые отдельно, могут меняться чрезвычайно сильно при переходе от одного тела к другому. Отношение же их оказывается одинаковым для всех тел.

Следствия из законов Кирхгофа

- * Тело, сильнее поглощающее какие-либо лучи, будет эти лучи сильнее и испускать.
- * Если тело не поглощает при данной температуре излучение в некотором промежутке длин волн, то оно и не излучает в этом промежутке.
- * Т.к. для реальных тел всегда $\alpha(\lambda, T) < 1$, то всегда при одной и той же температуре $r(\lambda, T) < r^*(\lambda, T)$, т.е. энергетическая светимость АЧТ $r^*(\lambda, T)$ для данной длины волны λ и температуры T максимальна. В дальнейшем звездочкой будем обозначать характеристики излучения АЧТ.

4.1.1.4. Абсолютно черное тело и законы его излучения

Как отмечено выше, АЧТ называется тело, которое при любой температуре полностью поглощает излучение любого спектрального состава, падающее на его поверхность. Для абсолютно черного тела по определению $\alpha(\lambda, T) = 1$. Следовательно, из формулы (4.5) вытекает, что $r^*(\lambda, T)$ для такого тела равна $f(\lambda, T)$. Та-

ким образом, *универсальная функция Кирхгофа $f(\lambda, T)$ есть не что иное, как спектральная плотность энергетической светимости абсолютно черного тела :*

$$r^*(\lambda, T) = f(\lambda, T) \quad (4.6)$$

Абсолютно черных тел в природе не существует. Сажа или платиновая чернь имеют поглотительную способность $\alpha(\lambda, T)$, близкую к единице, лишь в ограниченном интервале частот; в далекой инфракрасной области их поглотительная способность заметно меньше единицы. Солнце является неплохим приближением АЧТ, т.к. оно имеет очень большую толщину, и излучение, падающее на его поверхность, полностью поглощается. Испускает же Солнце энергию за счет внутренней энергии.

Однако можно создать устройство, сколь угодно близкое по своим свойствам к абсолютно черному телу. Такое устройство представляет собой почти замкнутую полость, снабженную малым отверстием (рис. 4.3). Излучение, проникшее внутрь через отверстие, прежде чем выйти обратно из отверстия, претерпевает многократные отражения. При каждом отражении часть энергии поглощается в результате чего практически все излучение любой частоты поглощается такой полостью.

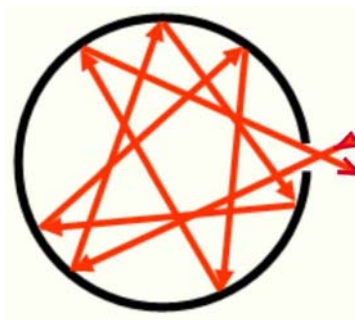


Рис. 4.3. Модель абсолютно черного тела

Согласно закону Кирхгофа спектральная плотность энергетической светимости полости очень близка к $f(\lambda, T)$, причем T означает температуру стенок полости. Таким образом, если стенки полости поддерживать при некоторой температуре T , то из отверстия выходит излучение, весьма близкое по спектральному составу к излучению абсолютно черного тела при той же температуре. Раскладывая это излучение в спектр с помощью призмы или дифракционной решетки и измеряя интенсивность различных участков спектра, можно найти экспериментально вид функции $f(\lambda, T)$. Результаты таких опытов приведены на рис. 4.4.

Разные кривые относятся к различным значениям температуры T абсолютно черного тела. Площадь, охватываемая кривой, дает энергетическую светимость абсолютно черного тела при соответствующей температуре.

Теоретическое и экспериментальное исследование функции $r^*(\lambda, T)$ позволило выявить ряд новых не изученных свойств света, а также решить ряд актуальных практических задач, в частности, проблему создания осветительных приборов. Так, в 1872 Лодыгин сконструировал лампу накаливания в стеклянном баллоне, в 1876 Яблочков изобрел дуговую лампу, а в 1894 Лодыгин получил патент на лампу накаливания с вольфрамовой нитью.

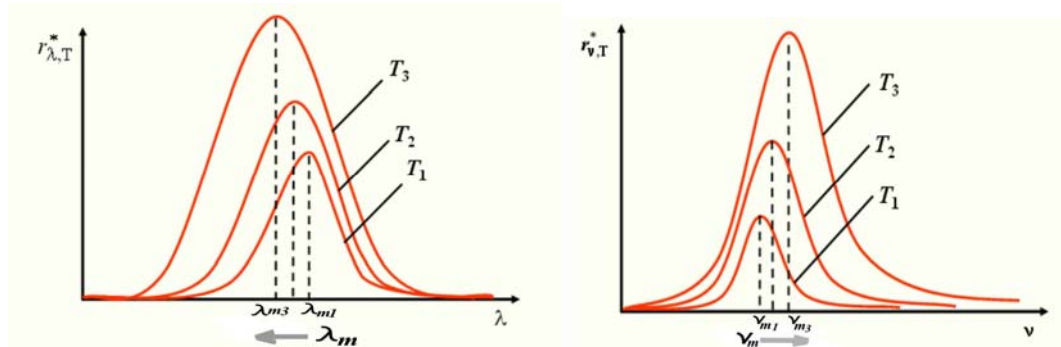


Рис. 4.4. Спектральная плотность энергетической светимости АЧТ для различных температур: $T_1 < T_2 < T_3$.

Явный вид функции Кирхгофа для спектральной плотности энергетической светимости АЧТ пытались найти многие ученые XIX века, но только Планку в 1900 г. удалось получить явный вид функции $r^*(\lambda, T)$, соответствующий всем опытным данным.

Законы излучения АЧТ

Формула Планка:

При выводе явного вида функции $r^*(\lambda, T)$ Планку пришлось сделать предположение, совершенно чуждое классическим представлениям, а именно, он допустил, что электромагнитное излучение испускается в виде отдельных порций – квантов, энергия ε которых пропорциональна частоте: $\varepsilon = h\nu$, где h – постоянная Планка: $h = 6.6261 \cdot 10^{-34}$ Дж·с.

$$r^*(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} = f(\nu, T). \quad (4.7)$$

Часто пользуются формулой Планка, записанной для длин волн. Воспользовавшись соотношением (4.3)

$r(\lambda, T)d\lambda = r(\nu, T)d\nu$, $r(\lambda, T) = r(\nu, T) \frac{d\nu}{d\lambda}$, $\lambda = cT = \frac{c}{\nu}$, $\nu = \frac{c}{\lambda}$, $\frac{d\nu}{d\lambda} = -\frac{c}{\lambda^2}$, получим, опуская знак (-):

$$r^*(\lambda, T) = \frac{2\pi c^3}{\lambda^3 c^2} \frac{h}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \frac{c}{\lambda^2} = \frac{2\pi c^2}{\lambda^5} \frac{h}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad (4.8)$$

С помощью формулы Планка можно вывести все законы излучения АЧТ, полученные ранее экспериментально.

Закон Стефана-Больцмана :

энергетическая светимость АЧТ пропорциональна четвертой степени термодинамической температуры

$$R^*(T) = \sigma T^4, \quad (4.9)$$

где σ – постоянная Стефана-Больцмана, определяемая экспериментально: $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{Вт}/(\text{м}^2 \text{К}^4)$.

В 1879 году Стефан установил этот закон на основе анализа экспериментальных данных, а в 1884 году Больцман вывел зависимость (4.9) теоретически, исходя из термодинамических соображений. Именно благодаря этому закону мы ощущаем тепло.

Чтобы получить выражение (4.9) в явном виде, воспользуемся соотношением (4.3) с учетом явного вида функции $r^*(\lambda, T)$. Вводя следующие обозначения:

$x = \frac{h\nu}{kT}$, $\nu = \frac{kTx}{h}$, $d\nu = \frac{kT}{h} dx$, и воспользовавшись таблицей интегралов, получим:

$$R^*(T) = \int_0^\infty \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu = \frac{2\pi h}{c^2} \left(\frac{kT}{h} \right)^4 \int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx = \frac{2\pi h}{c^2} \left(\frac{kT}{h} \right)^4 \frac{\pi^4}{15}, \quad (4.10)$$

$$R^*(T) = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} T^4 = \sigma T^4, \sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3}.$$

Закон смещения Вина:

длина волны, на которую приходится максимум спектральной плотности энергетической светимости АЧТ, обратно пропорциональна температуре тела (см. рис. 4.4)

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}. \quad (4.11)$$

Экспериментальное значение константы b равно: $b = 2.898 \cdot 10^{-3} \text{м} \cdot \text{К}$.

На основании этого закона объясняется изменение цвета пламени костра при увеличении интенсивности горения (температуры): красное, желтое, синее.

Для коротких длин волн (больших частот), когда показатель экспоненты в формуле Планка (4.7) значительно больше единицы, в знаменателе можно пренебречь единицей и получить формулу для спектральной плотности энергетической светимости, которая впервые была получена Вином:

$$r^*(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} h e^{-\frac{h\nu}{kT}}, \quad r^*(\lambda, T) = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} e^{-\frac{hc}{\lambda kT}} \quad (4.12)$$

Формула (4.12) справедлива только для больших частот испускаемого излучения (см. рис. 4.5, справа).

Закон Релея-Джинса.

Для больших длин волн (малых частот), когда показатель экспоненты в формуле Планка (4.7) значительно меньше единицы, экспоненту можно разложить в ряд и ограничиться двумя членами разложения: $\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) \approx 1 + \frac{h\nu}{kT}$.

$$r^*(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT, \quad r^*(\lambda, T) = \frac{2\pi c}{\lambda^4} kT, \quad (4.13)$$

Эта формула, получившая название формулы Рэля-Джинса, хорошо описывает тепловое излучение абсолютно черного тела в области малых частот (больших длин волн) (см. рис. 4.5, слева).

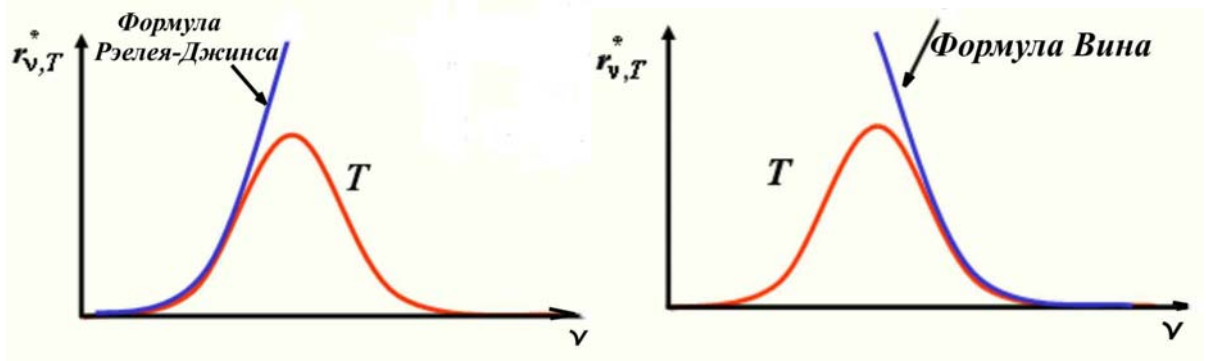


Рис. 4.5. Зависимость спектральной плотности энергетической светимости от частоты, описываемые формулами Рэля-Джинса (слева) и Вина (справа)

Рэлей и Джинс получили эту формулу до открытия Планка в 1900 году, основываясь на представлении о непрерывном характере испускания электромагнитных волн и на законе о равномерном распределении энергии по степеням свободы. Формула Рэля-Джинса верна для малых частот (больших длин волн) и совершенно не применима для больших частот. Этот результат получил название «ультрафиолетовой катастрофы», т.к. при $\nu \rightarrow \infty$, $r(\lambda, T) \rightarrow \infty$.

4.1.1.5. Оптическая пирометрия

Оптическая пирометрия – раздел оптики, посвященный оптическим методам измерения температуры, которые позволяют провести дистанционное измерение высоких температур, основанное на законах теплового излучения. В основе оптических методов измерения температуры лежат законы излучения АЧТ. Применение каждого из этих законов позволяет определить следующие **температуры изучаемого тела:**

- Радиационная температура – закон Стефана-Больцмана,
- Цветовая температура – закон смещения Вина,
- Яркостная температура – закон Планка.

1. Метод, основанный на законе Стефана-Больцмана, т.е. на измерении энергетической светимости.

Радиационная температура исследуемого тела – это температура АЧТ, которое имеет такую же энергетическую светимость, что и исследуемое тело. Истинная температура исследуемого тела $T_{ист}$ определяется на основе измерения радиационной температуры этого тела следующим образом:

$$R(T_{уст}) = \alpha \sigma T_{уст}^4 = R^*(T_{рад}) = \sigma T_{рад}^4, \quad (4.14)$$

откуда

$$T_{уст} = T_{рад} / \sqrt[4]{\alpha}. \quad (4.15)$$

Здесь $T_{уст}$ и $T_{рад}$ - истинная и радиационная температуры изучаемого тела, α - коэффициент серости.

Если исследуемое тело является АЧТ, то измеренная температура будет истинной температурой тела $T_{уст}$. Если тело не является АЧТ, то измеренная температура *радиационной температурой исследуемого тела* $T_{рад}$. Такой метод имеет смысл, когда тело имеет сплошной спектр, не слишком отличный от спектра АЧТ. Радиационная температура всегда ниже истинной температуры тела.

2. Метод, основанный на законе смещения Вина

Экспериментально измеряют распределение энергии по длинам волн, находят λ_{max} энергии, затем по формуле (4.11) определяется температура. Если исследуемое тело – АЧТ, то измеренная температура будет истинной температурой тела $T_{уст}$. Если исследуемое тело не является АЧТ, то измеренная таким методом температура исследуемого тела является *цветовой* $T_{цвет}$. Таким образом, $T_{цвет}$ – это температура АЧТ, которое имеет максимум спектральной плотности энергетической светимости на той же длине волны, что и исследуемое тело. Цветовая температура тела, определенная по формуле (4.11), будет соответствовать истинной, если тело является серым или его коэффициент монохроматического поглощения не сильно зависит от длины волны. В противном случае понятие цветовой температуры теряет смысл.

Цветовая температура Солнца 6000 К, а радиационная – 5800 К. Это значит, что поверхность Солнца по своим свойствам близка к АЧТ.

3. Метод, основанный на использовании формулы Планка.

Человеческий глаз плохо оценивает абсолютную яркость объекта, точность измерения невысока и субъективна. В то же время человеческий глаз хорошо чувствует различие яркости двух близко расположенных объектов. Эту особенность используют для измерительных целей – метод исчезающей нити пирометра (см. рис. 4.6) на фоне исследуемого объекта. Добиваясь одинаковой яркости, можно определить температуру АЧТ, имеющего такую же яркость, как и исследуемое тело **на данной длине волны**. Эта температура называется яркостной температурой изучаемого тела. Для определения истинной температуры, надо знать отношение яркостей исследуемого тела и АЧТ, взятых при одинаковой температуре.

$$K_{ярк} = \frac{b_{\lambda}}{b_{\lambda}^*} \quad (4.16)$$

Т.к. яркость на заданной длине волны пропорциональна плотности энергетической светимости: $b_{\lambda} \sim r_{\lambda}$, можно записать:

$$K_{\text{ярк}} = \frac{b_{\lambda}}{b_{\lambda}^*} = \frac{r_{\lambda}(T_{\text{ист}})}{r_{\lambda}^*(T_{\text{ист}})}. \quad (4.17)$$

Если $K_{\text{ярк}}$ одинаков для всех λ , то его называют коэффициентом серости. Если $K_{\text{ярк}}$ известно, то из формулы Планка, пренебрегая 1 в знаменателе, получим

$$\begin{aligned} r_{\lambda}^*(T_{\text{ярк}}) &= r_{\lambda}(T_{\text{ист}}) = K_{\text{ярк}} r_{\lambda}^*(T_{\text{ист}}), \\ \frac{2\pi h}{c^2} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT_{\text{ярк}}} - 1} &= K_{\text{ярк}} \frac{2\pi h}{c^2} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT_{\text{ист}}} - 1}, \quad e^{-h\nu/kT_{\text{ярк}}} = K_{\text{ярк}} e^{-h\nu/kT_{\text{ист}}}, \\ -\frac{h\nu}{kT_{\text{ярк}}} &= \ln K_{\text{ярк}} - \frac{h\nu}{kT_{\text{ист}}}; \quad \frac{h\nu}{kT_{\text{ист}}} = \ln K_{\text{ярк}} + \frac{h\nu}{kT_{\text{ярк}}}, \\ \frac{h\nu}{kT_{\text{ист}}} &= \frac{kT_{\text{ярк}} \ln K_{\text{ярк}} + h\nu}{kT_{\text{ярк}}}; \quad T_{\text{ист}} = \frac{h\nu T_{\text{ярк}}}{kT_{\text{ярк}} \ln K_{\text{ярк}} + h\nu}. \end{aligned} \quad (4.18)$$

Здесь величины без штриха отнесены к исследуемому телу, а со звездочкой - к АЧТ.

Отметим, что все перечисленные способы измерения температуры непригодны, если тела светят рассеянным светом.

Яркостный пирометр. Измерение яркостной температуры

Оптическая схема пирометра и электрические схемы питания представлены на рис. 4.6.

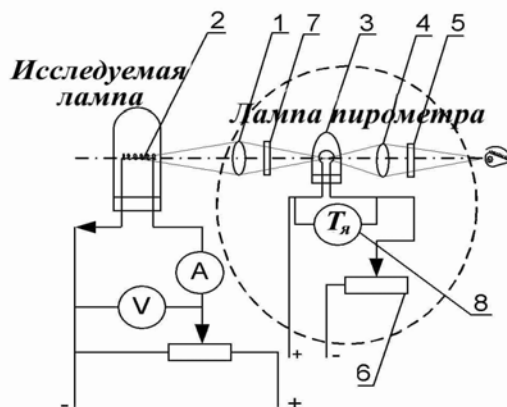


Рис. 4.6.

С помощью объектива 1 изображение поверхности нити 2 исследуемой лампы (объекта) проецируется на плоскость, в которой расположена нить 3 лампы пирометра. Изображение объекта 2 и нить 3 рассматриваются с помощью окуляра 4. За окуляром находится красный светофильтр 5 с длиной волны пропускаемого света $\lambda = 660$ нм. Красный светофильтр вырезает достаточно узкий спектральный интервал длин волн, вследствие чего сравнение яркости нити пирометра и иссле-

дуемой лампы производится практически в монохроматическом свете. Для изменения яркости пирометрической лампы применяется кольцевой реостат 6.

4.1.2. Основные фотометрические величины.

Свет материален и несет с собой определенный запас энергии. Поэтому интенсивность света характеризуют в первую очередь величиной переносимой энергии. Эта электромагнитная энергия может быть измерена по ее превращению в другие формы энергии (тепловую, химическую, электрическую) в различных приемниках. **Раздел оптики, занимающийся измерением интенсивности света и его источников, называется фотометрией.**

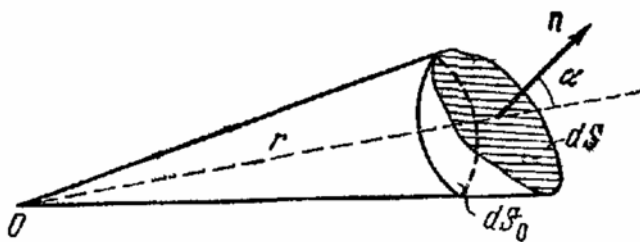
Для прикладной светотехники существенна не только объективная энергетическая характеристика интенсивности света, но и мера воздействия света на глаз наблюдателя. Так, например, тело, нагретое до 400°C , является довольно интенсивным источником инфракрасных (тепловых) лучей, но эти лучи невидимы и интенсивность их зрительного восприятия будет равна нулю. Благодаря этому в фотометрии приходится вводить **двойные единицы измерения: энергетические** (оцениваемые по объективным энергетическим характеристикам) и **визуальные** (оцениваемые по воздействию на глаз).

Во многих случаях мы воспринимаем свет не от самосветящихся источников, а от предметов, отражающих или рассеивающих свет постороннего самосветящегося источника. Подобные несамосветящиеся источники света обычно называются вторичными. Примером несамосветящегося источника является Луна, поверхность которой отражает к нам солнечные лучи. Если поверхность предмета отражает весь падающий на нее свет (коэффициент отражения $\rho = 1$), то такую поверхность называют абсолютно белой. Поверхность, полностью поглощающую падающий на нее свет ($\rho = 0$), называют абсолютно черной.

Для пространственных задач распространения света существенно понятие о телесном угле. Мерой телесного угла является отношение площади dS_0 участка, вырезаемого конусом на поверхности сферы, к квадрату ее радиуса r , т. е.

$$d\omega = \frac{dS_0}{r^2}$$

(10.1)



За единицу телесного угла (Рис- 18) принят телесный угол, опирающийся на участок поверхности сферы, площадь которого равна квадрату ее радиуса ($dS_0=r^2$). Эта единица называетсястерадиан {стер). Наибольший телесный угол равен, очевидно, 4π стер (площадь всей поверхности сферы $4\pi r^2$), а безграничная плоскость видна из любой точки пространства под углом 2π стер. Как видно из рис. 1.8, площадка dS , нормаль к которой n составляет угол α с радиусом r , проведенным из точки наблюдения O , видна из последней под телесным углом

$$d\omega = \frac{dS_0}{r^2} = \frac{dS \cos \alpha}{r^2}$$

(10.2)

А. Энергетические единицы

1. **Поток лучистой энергии.** Основной энергетической фотометрической величиной является поток лучистой энергии Φ . Эта величина характеризует энергию, проходящую через данную поверхность (dS), опирающуюся на телесный угол $d\omega$ за единицу времени, и измеряется соответственно в единицах мощности (вт, эрг/сек):

$$d\Phi = \frac{dE}{dt}.$$

(10.3)

Полный поток лучистой энергии, идущий от точечного источника внутри угла ω ,

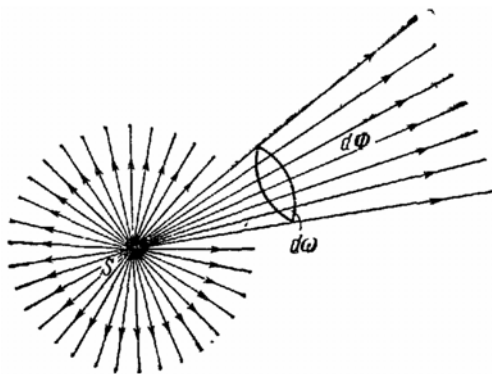
$$\Phi = \int_{\omega} d\Phi. \quad (10.4)$$

Сила света (энергетическая сила света).

Рассмотрим точечный источник S и выделим телесный угол $d\omega$ с вершиной в точке S (рис. 1.9). Обозначим лучистый поток, заключенный в телесном угле $d\omega$, через $d\Phi$. **Поток излучения, приходящийся на единицу телесного угла, называется силой света точечного источника в данном направлении.**

$$I = \frac{d\Phi}{d\omega} \quad (10.5)$$

Из (10.5) следует, что сила света характеризуется величиной потока, заключенного в единице телесного угла, и измеряется соответственно в вт/стер или эрг/сек-стер.



Если поток, испускаемый точечным источником, равномерный во всех направлениях, то

$$I = \frac{\Phi}{\omega} = \frac{\Phi}{4\pi}, \Phi = 4\pi I \quad (10.6)$$

где Φ — полный лучистый поток, испускаемый источником по всем направлениям, т. е. во всем телесном угле $\omega = 4\pi$. Если же поток неравномерен, то формула D.4) определяет среднюю силу излучения источника. Величина Φ является для данного источника постоянной и не может быть увеличена с помощью оптических приборов. Оптические приборы (зеркала, линзы) позволяют лишь перераспределить полный лучистый поток по телесному углу с целью получения в некоторых направлениях большего потока на единицу телесного угла, т. е. большей силы света. Так, например, применяя параболическое зеркало в прожекторах, удастся увеличить силу света в одном определенном направлении в тысячи раз, за счет сильного ее уменьшения во всех других направлениях.

3. Яркость.

Интенсивность излучения протяженного источника характеризуется его **яркостью в данном направлении. Яркость — это сила света, приходящаяся на единицу площади проекции поверхности источника на направление, перпендикулярное к направлению распространения или наблюдения излучения.**

Будем считать, что поток $d\Phi$ в телесном угле $d\omega$ определяется видимыми размерами площадки dS в данном направлении, т.е. ее проекцией dS_α на направление распространения излучения и пропорционален величине телесного угла $d\omega$:

$$d\Phi = B(\alpha)dS \cos \alpha d\omega; \\ B(\alpha) = \frac{d\Phi}{dS \cos \alpha d\omega} = \frac{dI}{dS \cos \alpha} \quad (10.7)$$

Величина $B(\alpha)$ называется яркостью поверхности источника в направлении, определяемом углом α . Она численно равна силе света в данном направлении, создаваемой единицей площади видимой поверхности источника, и измеряется в $\text{Вт}/(\text{м}^2 \text{ стер})$.

Яркость протяженного источника может быть различной в разных направлениях. Однако для таких источников, как Солнце и освещаемая посторонним источником матовая поверхность, величина $B(\alpha)$ не зависит от направления наблюдения: $B(\alpha) = \text{const} = B$.

Тогда

$$dI = B dS \cos \alpha = dI_0 \cos \alpha \quad (10.8)$$

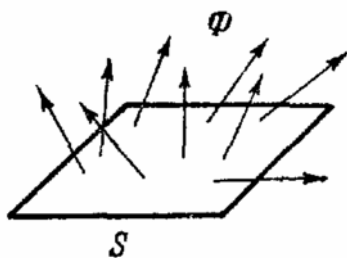
т. е. сила света такого источника пропорциональна косинусу угла с нормалью (закон Ламберта) и максимальна в направлении нормали dI_0 . Для создания таких одинаково ярких во всех направлениях источников технические светильники закрывают специальными молочными стеклами. Эти источники называются диффузно светящимися, или ламбертовскими, или косинусными излучателями.

На практике свойствами, близкими к ламбертовским источникам, обладают лист белой бумаги, свежий снег.

4. Светимость

Под энергетической светимостью понимают полный поток излучения с единицы поверхности источника, посылаемый наружу по всем направлениям (в телесном угле 2π)

$$R = \frac{\Phi}{S} \quad (10.9)$$



(светимость) источника и измеряется в $\text{Вт}/\text{м}^2$. Светность является интегральной величиной и для источников, у которых яркость по всем направлениям одинакова, связана с последней соотношением $R = \pi B$.

5. Освещенность

Понятие облученности (освещенности) E относится уже не к источникам света, а характеризует интенсивность лучистой энергии, падающей на освещаемую поверхность. **Величина E численно равна величине потока, падающего на единицу освещаемой поверхности**

$$E = \frac{d\Phi}{dS}$$

Из определения телесного угла $d\omega$ можно выразить площадь произвольно ориентированной площадки

$$d\omega = \frac{dS \cos \alpha}{r^2}; dS = \frac{r^2 d\omega}{\cos \alpha}$$

тогда

$$E = \frac{d\Phi}{dS} = \frac{d\Phi \cos \alpha}{r^2 d\omega} = \frac{I \cos \alpha}{r^2}$$

Формула выражает два так называемых закона освещенности:

1. Освещенность площадки обратно пропорциональна квадрату расстояния от точечного источника (закон обратных квадратов).

2. Освещенность площадки прямо пропорциональна косинусу угла между направлением лучистого потока и нормалью к площадке (закон косинуса).

При наличии нескольких источников света освещенность поверхности равна сумме освещенностей, создаваемых каждым из этих источников в отдельности. При наличии большого протяженного источника для расчета создаваемой им освещенности необходимо разбить его мысленно на достаточно малые участки с силой света dI и проинтегрировать выражение по всей поверхности источника.

Б. Визуальные единицы

В большинстве оптических измерений приемником энергии света является человеческий глаз, а также фоточувствительные слои и фотоэлементы. Все эти приемники не обладают одинаковой чувствительностью к лучистой энергии различных длин волн и являются селективными (избирательными) приемниками света. Каждый такой приемник характеризуется своей кривой чувствительности к свету различных длин волн. На рис. 1.14 изображена кривая спектральной чувствительности среднего человеческого глаза при дневном зрении, которая в этом случае называется кривой видности. По оси ординат в логарифмическом масштабе отложен коэффициент видности, условно принятый за единицу при длине волны $0,555 \text{ мк} = 555 \text{ нм}$ (желто-зеленая часть видимого спектра), наиболее эффективно восприни-

маемой глазом. Энергия света с длиной волны 510 нм или 610 нм должна быть в два раза больше, чем энергия света с $\lambda = 555$ нм, чтобы зрительные ощущения были одинаковыми. При $\lambda < 380$ нм и $\lambda > 780$ нм коэффициент видности равен нулю. Указанные особенности зрительного восприятия приводят к тому, **что субъективная оценка интенсивности света отличается от объективной энергетической.** В соответствии с этим для характеристики фотометрических величин необходимо вводить специальные визуальные единицы измерения, пригодные лишь для видимого света. Введенные выше соотношения между фотометрическими величинами остаются в силе и необходимо лишь ввести эталон измерения для какой-нибудь одной из них.

1.ограничен диапазон

2.неоднородное распределение

1. Сила света.

Кандела – сила света, излучаемого в направлении нормали с $1/60\text{см}^2$ излучающей поверхности светового эталона (абсолютно черное тело при T затвердевания платины 2042,5К).

2. Световой поток Мощность светового излучения, оцениваемая по его воздействию на нормальный глаз

За единицу светового потока был принят люмен:

световой поток, излучаемый равномерным точечным источником с силой света в 1 кд в пределах телесного угла, равного 1 стерadianу.

3. Яркость– Световая единица яркости в системе СИ [н и т (нт)] представляет собой яркость поверхности источника, дающего с 1 м^2 площади в направлении нормали силу света в 1 свечу (канделу).

4. Светимость – В системе СИ за единицу светимости принимают светимость источника, 1 м^2 которого дает световой поток в 1 лм. (лм/ м^2).

5. Освещенность – Под единицей освещенности (1 люкс) понимают освещенность, при которой на 1 м^2 падает световой поток 1 лм.

Величина	Единица измерения	
	фотометрическая	энергетическая
Световой поток $F, E \dots$	люмен	$\frac{\text{эрг}}{\text{сек}}; \text{вт}$
Функция распределения e_λ	—	$\frac{\text{эрг}}{\text{сек} \cdot \text{см}}; \frac{\text{вт}}{\text{см}}$
Сила света $I \dots \dots \dots$	международная свеча	$\frac{\text{эрг}}{\text{сек} \cdot \text{стр}}; \frac{\text{вт}}{\text{стр}}$
Освещенность $A \dots \dots \dots$	фот, люкс	$\frac{\text{эрг}}{\text{сек} \cdot \text{см}^2}; \frac{\text{вт}}{\text{см}^2}$
Светимость $R \dots \dots \dots$	фот	$\frac{\text{эрг}}{\text{сек} \cdot \text{см}^2}; \frac{\text{вт}}{\text{см}^2}$
Яркость $B \dots \dots \dots$	стильб	$\frac{\text{эрг}}{\text{сек} \cdot \text{стр} \cdot \text{см}^2}; \frac{\text{вт}}{\text{стр} \cdot \text{см}^2}$

Между эн и свет характеристиками можно установить связь. Для этого нужно определить зависимость субъективного восприятия света от длины волны. Эту функцию называют функцией видности. Она устанавливает для средне-статистического глаза

1. Отношение полного светового потока белого света к соответствующей мощности лучистой энергии называется видностью:

$$V = \frac{\Phi}{\Phi_e}$$

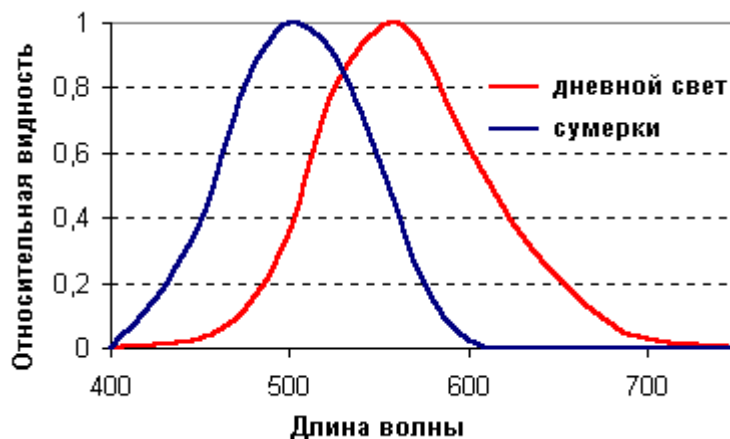
2. То же, для определенной длины волны

$$V = \frac{\Phi_\lambda}{\Phi_{e\lambda}}$$

3. Часто пользуются относительной видностью

$$k_\lambda = \frac{V_\lambda}{V_{\max \lambda}}$$

Максимальная видность лежит в области $\lambda=554$ нм и составляет 683 лм/вт



4.1.3. Фотоэффект.

4.1.3.1.. Внешний фотоэффект.

В 1887 г. Г.Герц обнаружил, что при освещении отрицательного электрода искрового разрядника ультрафиолетовыми лучами разряд происходит при меньшем напряжении между электродами, чем в отсутствии такого освещения. Это явление, как показали опыты А.Г.Столетова (1888 — 1890 гг.), обусловлено выбиванием под действием света отрицательных зарядов из металлического катода разрядника.

Схема опытов Столетова представлена на рисунке 1. Плоский конденсатор, одной из обкладок которого служила медная сетка С, а в качестве второй — цинковая пластина D, был включен через гальванометр G в цепи аккумуляторной батареи В. При освещении отрицательно заряженной пластины В светом от источника в цепи возникал электрический ток, называемый фототоком.

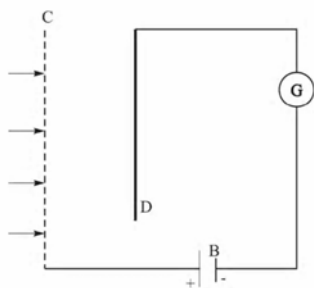


Рис.1 Схема опытов Столетова

Сила фототока была пропорциональна освещенности пластины. Освещение положительно заряженной обкладки С конденсатора не приводило к возникновению фототока. Тем самым Столетов пришел к выводам:

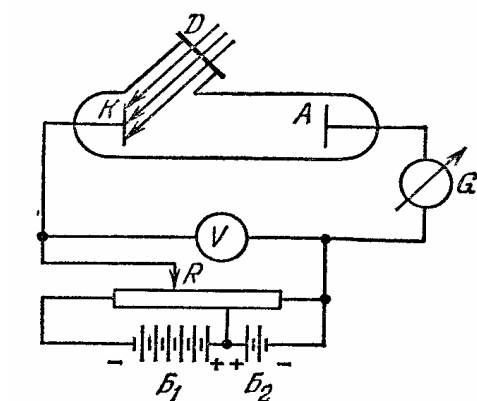
1. Наибольшее действие оказывают ультрафиолетовые лучи;
2. Сила тока возрастает с увеличением освещенности пластины;
3. Испускаемые под действием света заряды имеют отрицательный знак.

Спустя 10 лет (в 1898 г.) Ленард и Томсон, измерив удельный заряд испускаемых частиц, установили, что эти частицы являются электронами.

Явление вырывания электронов из твердых и жидких веществ под действием света получило название внешнего фотоэффекта.

Экспериментальные исследования внешнего фотоэффекта у металлов показали, что это явление зависит не только от химической природы металла, но и от состояния его поверхности. Даже ничтожные загрязнения поверхности металла существенно влияют на эмиссию электронов под действием света.

Внешний фотоэффект наблюдается в газах, жидкостях и твердых телах. Практическое значение имеет внешний фотоэффект из твердых тел в вакуум.



Для количественного изучения внешнего фотоэффекта обычно применяется схема, показанная на Рис.2.

Основным элементом этой схемы является фотоэлемент, представляющий собой стеклянную колбу, в которой создан высокий вакуум и впаяны два электрода – анод и фотокатод. Через окошко D на фотокатод попадает электромагнитное излучение определенной частоты, что приводит к эмиссии

(испусканию) электронов с поверхности металлического катода.

Рис.2.

Две батареи Б1 и Б2 позволяют с помощью потенциометра изменять абсолютную величину и знак напряжения между электродами. Когда на анод подан положительный потенциал, то образующееся при этом электрическое поле перемещает фотоэлектроны от фотокатода к аноду, и в цепи катод-анод течет электрический ток, измеряемый гальванометром G (фототок).

Характер зависимости фототока I от разности потенциалов между анодом и катодом U при постоянной интенсивности падающего на фотокатод монохроматического излучения приведен на рис . 3.

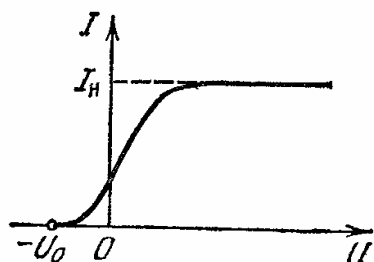


Рис . 3.

Существование фототока при напряжении $U=0$ объясняется тем, что фотоэлектроны, испускаемые катодом, имеют некоторую начальную скорость и соответственно кинетическую энергию. Пологий характер этого участка вольтамперной характеристики свидетельствует о том, что электроны вылетают из катода с различными скоростями. Максимальное значение фототока, называемое током насыщения $I_{нас}$, достигается при таком значении U , при котором все электроны, испускаемые катодом, попадают на анод. Значение $I_{нас}$ определяется числом фотоэлектронов n , испускаемых катодом за 1с и зависит от величины потока излучения, падающего на фотокатод. $I_{нас}$ связано с n соотношением

$$I_{нас} = en. \quad (1)$$

Минимальное значение напряжения отрицательной полярности, при котором ни один из электронов, даже обладающий при вылете из катода максимальной ско-

ростью, не может достигнуть анода, т.е. фототок становится равным нулю, называется задерживающим напряжением U_0 .

Значение задерживающего напряжения связано с начальной максимальной кинетической энергией электронов соотношением

$$\frac{mv_{\max}^2}{2} = eU_0. \quad (2)$$

Измеряя величину тока насыщения, можно судить о величине потока излучения, падающего на фотокатод. Если менять величину падающего на катод потока излучения при одном и том же спектральном составе, вольтамперные характеристики будут иметь вид, приведенный на рис. 4. Если при неизменной величине потока излучения менять его спектральный состав, т.е. частоту излучения, то вольтамперные характеристики будут меняться, как показано на рис.5

Опытным путем установлены следующие основные законы внешнего фотоэффекта:

1. При неизменном спектральном составе излучения сила тока насыщения (или число фотоэлектронов, испускаемых катодом за единицу времени) прямо пропорциональна падающему на фотокатод потоку излучения (интенсивности излучения).

$$I_{\text{нас}} = k\Phi \quad (3)$$

где k – коэффициент пропорциональности, зависящий от природы материала катода ($n = k\Phi$).

2. Для данного фотокатода максимальная начальная скорость фотоэлектронов, а, следовательно, их максимальная кинетическая энергия определяется частотой излучения и не зависит от его интенсивности.

3. Для каждого вещества существует красная граница фотоэффекта, т.е. минимальная частота излучения ν_0 , при которой еще возможен внешний фотоэффект. Значение ν_0 зависит от материала фотокатода и состояния его поверхности.

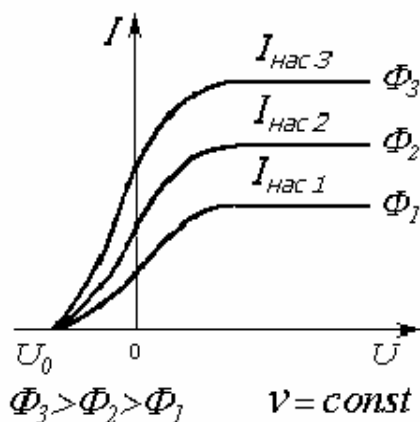


Рис.4

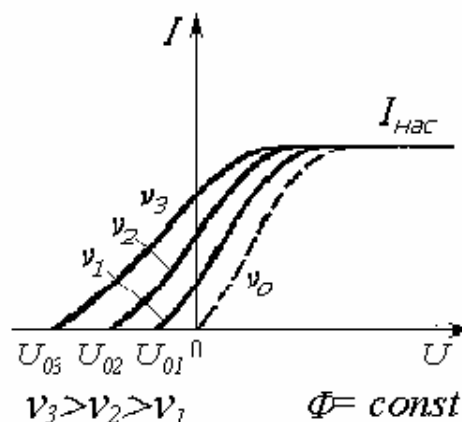


Рис.5

Закономерности, установленные во втором и третьем законе фотоэффекта не могут быть объяснены с точки зрения волновой теории излучения. Действительно, под действием поля электромагнитной волны в металле возникают вынужденные колебания электронов в атоме. В результате этого электроны могут покидать металл и выходить из него, т.е. может наблюдаться внешний фотоэффект. Однако из теории вынужденных колебаний следует, что чем больше амплитуда вектора напряженности электрического поля E_0 , тем выше скорость вылетевших электронов, т.е. кинетическая энергия фотоэлектронов должна зависеть от интенсивности излучения, что противоречит опытным данным. По этой теории излучение любой частоты, но достаточно большой интенсивности должно вырывать электроны из металла, т.е. красной границы фотоэффекта не должно быть.

Квантовая теория внешнего фотоэффекта создана Эйнштейном в 1905 г. Согласно Эйнштейну, свет (электромагнитное излучение с частотой ν) не только испускается, как это предполагал М. Планк, но и распространяется в пространстве и поглощается веществом отдельными порциями (квантами), энергия которых

$$E_0 = h\nu = \hbar\omega, \quad (4)$$

где $h = 6,626176 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка, $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,055 \cdot 10^{-34}$ Дж·с.

По теории Эйнштейна, каждый квант поглощается только одним электроном. Если энергия кванта больше чем работа выхода электрона из металла, т.е. $h\nu > A_{\text{вых}}$, то электрон может покинуть поверхность металла. Остаток энергии кванта идет на создание кинетической энергии электрона, покинувшего вещество. Если электрон освобождается излучением не у самой поверхности, а на некоторой глубине, то часть полученной энергии может быть потеряна вследствие случайных столкновений электрона в веществе, и его кинетическая энергия окажется меньшей. Следовательно, энергия падающего на вещество кванта излучения расходуется на совершение электроном работы выхода и сообщение вылетевшему фотоэлектрону кинетической энергии. Кинетическая энергия будет максимальна, если потерь не будет. Закон сохранения энергии для такого процесса будет выражаться равенством

$$h\nu = \frac{mv_{\text{max}}^2}{2} + A_{\text{вых}}. \quad (5)$$

Это уравнение называется уравнением Эйнштейна для внешнего фотоэффекта. Из уравнения Эйнштейна непосредственно следует, что максимальная кинетическая энергия или скорость фотоэлектрона зависит от частоты излучения. С уменьшением частоты излучения кинетическая энергия уменьшается и при некоторой частоте может стать равной нулю. Уравнение Эйнштейна в этом случае будет иметь вид

$$h\nu_0 = A_{\text{вых}}$$

Частота, соответствующая этому соотношению будет иметь минимальное значение и является красной границей фотоэффекта.

$$\nu_0 = \nu_{кр} = \frac{A_{вых}}{h} . \quad (6)$$

Т. о, красная граница фотоэффекта определяется работой выхода электрона и зависит от химической природы вещества и состояния его поверхности. Длина волны, соответствующая красной границе фотоэффекта, может быть рассчитана по

формуле $\lambda_0 = \frac{hc}{A_{вых}}$. При $h\nu < A_{вых}$ фотоэффект прекращается. Число высвобож-

даемых в следствие фотоэффекта электронов должно быть пропорционально числу падающих на поверхность вещества квантов излучения, а следовательно потоку излучения Φ .

С учетом того, что $\frac{m\nu_{max}^2}{2} = eU_0$ уравнение Эйнштейна можно записать в виде:

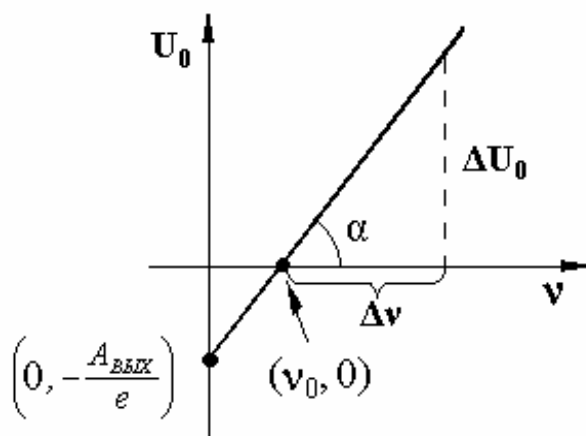
$$h\nu = A_{вых} + eU_0. \quad (7)$$

Представляет интерес зависимость величины напряжения запираения U_0 от частоты ν , имеющая вид

$$U_0 = \frac{h\nu}{e} - \frac{A_{вых}}{e}. \quad (8)$$

Таким образом, U_0 линейно зависит от частоты падающего излучения (Рис. 6).

Рис. 6



Точка пересечения прямой с осью y (U_0) дает значение равное $\frac{A_{вых}}{e}$, т.е. поверхностную разность потенциалов. Точка пересечения с осью x (ν) определяет значение красной границы фотоэффекта ν_0 . Величина тангенса угла наклона определяется соотношением $tg\alpha = \frac{dU_0}{d\nu} = \frac{h}{e}$. Таким образом, сняв экспериментально зависи-

мость U_0 от частоты падающего на фотоэлемент излучения ν , можно определить величину постоянной Планка $h=e \operatorname{tg} \alpha$. Т.к. зависимость линейна, то $\operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta U_0}{\Delta \nu}$.

Следовательно,

$$h = e \cdot \Delta U_0 / \Delta \nu. \quad (9)$$

В рассмотренном выше явлении фотоэффекта, электрон получает энергию только от одного фотона. Такие процессы называются однофотонными. С изобретением лазеров были получены большие мощности излучения, в этом случае один электрон может поглотить два и более (N) фотонов ($N=2 \dots 7$). Такое явление называется многофотонным (нелинейным) фотоэффектом. Уравнение Эйнштейна для многофотонного фотоэффекта имеет вид

$$N h \nu = A_{\text{вых}} + \frac{m v_{\text{max}}^2}{2} \quad (10)$$

В этом случае красная граница фотоэффекта может смещаться в сторону более длинных волн.

2. Внутренний фотоэффект

В кристаллических полупроводниках и диэлектриках, помимо внешнего фотоэффекта, наблюдается внутренний фотоэффект, состоящий в том, что под действием излучения увеличивается электропроводность этих веществ за счет возрастания в них свободных носителей тока. Это явление называют еще фотопроводимостью. В диэлектрике и беспримесном полупроводнике зона проводимости не содержит электронов, а лежащая ниже ее следующая валентная зона целиком заполнена электронами (рис.7 а),

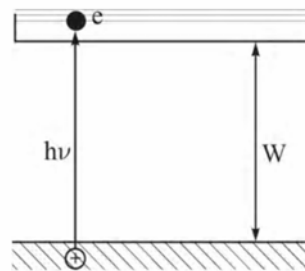


Рис. 7. Энергетическая диаграмма беспримесного полупроводника

Разность W между энергиями на нижнем уровне зоны проводимости и верхнем уровне валентной зоны называется энергией активации проводимости вещества. У полупроводников W значительно меньше, чем у диэлектриков. Если энергия фотона $h\nu > W$, то при поглощении фотона, электрон может быть переброшен из валентной зоны в зону проводимости.

Таким образом, под действием света в зоне проводимости появляются электроны, а в валентной зоне — «положительные дырки». Эти пары разноименно заряжен-

ных носителей тока способны под действием внешнего электрического поля приходить в упорядоченное движение, образуя электрический ток.

Очевидно, что концентрация электронов проводимости и дырок, а также зависящая от нее электропроводимость вещества, пропорциональны числу фотонов, падающих на единицу поверхности вещества в единицу времени. В примесных проводниках с небольшим содержанием примесей вероятность поглощения фотонов электронами примесных атомов мала. Поэтому изменение проводимости под действием света также в основном связано с переносом электронов из валентной зоны в зону проводимости и образованием пар разноименных носителей тока — электронов проводимости и дырок. Однако характер проводимости для электронных (n — типа) и дырочных (p — типа) примесных полупроводников различен.

В электронном полупроводнике имеются примесные донорные уровни энергии a , которые находятся вблизи «дна» зоны проводимости и заняты электронами (рис. 7, б). В процессе образования пар положительные дырки рекомбинируют с электронами донорной примеси. Поэтому фотопроводимость n — полупроводника имеет чисто электронный характер.

В дырочном полупроводнике поглощение фотонов вызывает переход части электронов из валентной зоны в зону проводимости, а отсюда — на вакантные акцепторные примесные уровни c , расположенные вблизи верхнего края валентной зоны (рис. 7, в).

При этом в валентной зоне образуются «положительные дырки», так что фотопроводимость p — полупроводника является чисто дырочной.

3. Вентильный фотоэффект (фотоэффект в запирающем слое)

Особый практический интерес представляет вентильный фотоэффект (фотоэффект в запирающем слое), состоящий в возникновении электродвижущей силы вследствие внутреннего фотоэффекта вблизи поверхности контакта между металлом и полупроводником, обладающим односторонней проводимостью. Внутренний фотоэффект в полупроводнике вызывает нарушение равновесного распределения носителей тока в области контакта и приводит к изменению контактной разности потенциалов по сравнению с равновесной, т.е. к возникновению фотоэлектродвижущей силы.

Применение фотоэффекта

На явлении фотоэффекта основано действие фотоэлектронных приборов, получивших разнообразное применение в различных областях науки и техники. Простейшим фотоэлементом с внешним фотоэффектом является вакуумный фотоэлемент. Он представляет собой откачанный стеклянный баллон, внутренняя поверхность которого (за исключением окошка для доступа излучения) покрыта фоточувствительным слоем, служащим фотокатодом. В качестве анода обычно

используется кольцо или сетка, помещаемая в центре баллона. Выбор материала фотокатода определяется рабочей областью спектра. для регистрации видимого света и инфракрасного излучения используется кислородно-цезиевый катод, а для регистрации ультрафиолетового излучения и коротковолновой части видимого света выбирается сурьмяно — цезисвый фотокатод.

Вакуумные фотоэлементы безынерционны, и для них наблюдается строгая пропорциональность ϕ оттока интенсивности излучения. Эти свойства позволяют использовать вакуумные фотоэлементы в качестве фотометрических приборов, например, фотоэлектрический экспонетр, люксметр (измеритель освещенности) и т.д.

Для повышения чувствительности иногда наполняют колбу фотоэлемента каким-либо газом, не вступающим в реакцию с веществом фотокатода. В таких газонаполненных фотоэлементах выбитые из катода электроны при своем движении к аноду ионизируют атомы газа. Образующиеся в газе ионы и электроны движутся к электродам фотоэлемента, заметно увеличивая исходный фототок. Чувствительность таких устройств велика (она достигает 500 мкА/лм), но их вольт-амперная характеристика имеет более сложный вид, чем обычная.

Другим недостатком газонаполненных фотоэлементов является их инерционность, приводящая к искажению фронта регистрируемого сигнала и ограничивающая возможность измерения модулированных и быстроизменяющихся световых потоков. При частоте модуляции в несколько килогерц обычно уже невозможно использование газонаполненных фотоэлементов.

Существенный прогресс в фотоэлектрических измерениях достигнут в 40 50 - е годы, когда в практику начали широко внедряться фотоэлектронные умножители (ФЭУ). Идея создания таких приборов была выдвинута исследователями еще в 20 - е годы 20-го века. Для усиления фототока применяются фотоэлектронные умножители, в которых наряду с фотоэффектом используется явление вторичной электронной эмиссии.

Фотоэлементы с внутренним фотоэффектом, называемые полупроводниковыми фотоэлементами или фотосопротивлениями (фоторезисторами), обладают гораздо большей интегральной чувствительностью, чем вакуумные. для их изготовления используются $PbS, CdS, PbSe$ и некоторые другие полупроводники. Если фотокатоды вакуумных фотоэлементов и фотоэлектронных умножителей имеют красную границу фотоэффекта не выше 1,1 мкм, то применение фотосопротивлений позволяет производить измерения в далекой инфракрасной области спектра (3 - 4 мкм), а так же в областях рентгеновского и гамма - излучений. Кроме того, они малогабаритны и имеют низкое напряжение питания. Недостаток фотосопротивлений — их заметная инерционность, поэтому они непригодны для регистрации быстропеременных световых потоков.

Фотоэлементы с вентильным фотоэффектом, называемые вентильными фотоэлементами (фотоэлементами с запирающим слоем), обладая, подобно элементам с внешним фотоэффектом, строгой пропорциональностью фототока интенсивности излучения, имеют большую по сравнению с ними интегральную чувствительность (примерно 2 - 30 мА/лм) и не нуждаются во внешнем источнике ЭДС. К числу вентильных фотоэлементов относятся германиевые, кремниевые, селеновые, сернисто-серебряные.

Кремниевые и другие фотоэлементы применяются для создания солнечных батарей, непосредственно преобразующих световую энергию в электрическую. Эти батареи уже в течении многих лет работают на космических спутниках и кораблях. КПД этих батарей составляет 10%. Фотодиод представляет собой полупроводниковую пластинку, внутри которой имеются области электронной (n - область) и дырочной (p - область) проводимости, разделенные электронно-дырочным переходом (рис. 8).

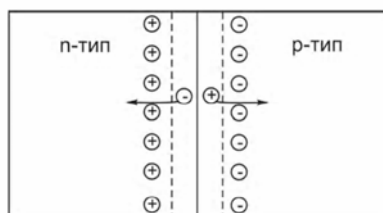


Рис. 8. Образование носителей заряда в p - n переходе при освещении его светом

Из полупроводника n - типа электроны диффундируют в полупроводник p - типа. И наоборот: дырки из области p - типа проникают в область n - типа. На границе раздела полупроводников n - и p - типа образуется электрическое поле. При освещении фотоэлемента в p - n переходе происходит образование новых носителей заряда. Электрическое поле, существующее в p - n переходе, производит разделение этих носителей заряда. При этом электроны попадают в n - область, а дырки, наоборот, в p - область. В результате накопления электронов в n - области и дырок в p - области в p - n переходе возникает дополнительная разность потенциалов — фото ЭДС.

Для преобразования солнечной энергии в электрическую, питающую установки космических аппаратов, используют кремниевые фотоэлементы (рис. 9). Электронно-дырочный переход в монокристаллической пластине кремния с электропроводностью p - типа создают диффузией фосфора или сурьмы. При большой концентрации доноров (фосфор или сурьма) в поверхностном слое кремния проводимость n - области получается высокой.

Фотодиод может работать в двух различных режимах: с внешним источником напряжения и без него. Для измерительных целей обычно включается внешняя раз-

ность потенциалов. Для генерации электрической энергии используют полупроводниковые устройства без внешней ЭДС, работающие в так называемом вентильном режиме.