

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
РЯЗАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ РАДИОТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. В.Ф. УТКИНА

А.П. СОКОЛОВ, И.Г. ВЕСНОВ,
А.Н. ВЛАСОВ, А.Е. МАЛЮТИН, И.А. ХАРЛАНОВ

ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ ОПТИКИ

Рязань 2024

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Рязанский государственный радиотехнический университет
им. В.Ф. Уткина

А.П. СОКОЛОВ, И.Г. ВЕСНОВ,
А.Н. ВЛАСОВ, А.Е. МАЛЮТИН, И.А. ХАРЛАНОВ

ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ ОПТИКИ

Учебное пособие

*РЕКОМЕНДОВАНО НАУЧНО-МЕТОДИЧЕСКИМ СОВЕТОМ
ФГБОУ ВО «РЯЗАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
РАДИОТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМ. В.Ф. УТКИНА»
В КАЧЕСТВЕ УЧЕБНОГО ПОСОБИЯ ДЛЯ СТУДЕНТОВ,
ОБУЧАЮЩИХСЯ ПО ПРОГРАММАМ ВЫСШЕГО
ОБРАЗОВАНИЯ ВСЕХ ФОРМ ОБУЧЕНИЯ
ПО ВСЕМ ТЕХНИЧЕСКИМ НАПРАВЛЕНИЯМ ПОДГОТОВКИ И
СПЕЦИАЛЬНОСТЯМ И НАПРАВЛЕНИЮ 38.03.02 «МЕНЕДЖМЕНТ»
(УРОВЕНЬ - БАКАЛАВРИАТ)*

Рязань 2024

УДК 539

Элементы квантовой оптики: учеб. пособие / А.П Соколов, И.Г. Веснов, А.Н. Власов, А.Е. Малютин, И.А. Харланов; Рязан. гос. радиотехн. ун-т им. В. Ф. Уткина. Рязань, 2024. 80 с.

Рассмотрены основные законы квантовой оптики, описан порядок выполнения лабораторных работ по этой теме. Даны указания по обработке результатов эксперимента. Приведены вопросы для проверки знаний и самоконтроля.

Предназначено для студентов всех направлений подготовки бакалавров и специальностей, изучающих дисциплины «Физика» и «Научные основы инновационных технологий».

Табл. 4. Ил. 21. Библиогр.: 11 назв.

Постоянная Стефана - Больцмана, абсолютно чёрное тело, серое тело, фототок, фотоэлектрон, фотокатод, «красная граница»

Печатается по решению научно-методического совета Рязанского государственного радиотехнического университета им. В. Ф. Уткина.

Рецензенты: А. А. Трубицын, д-р физ.-мат. наук, доцент, профессор кафедры промышленной электроники ФГБОУ ВО «Рязанский государственный радиотехнический университет им. В. Ф. Уткина»;

Т. Г. Авачёва, канд. физ.-мат. наук, доцент, заведующая кафедрой математики, физики и медицинской информатики ФГБОУ ВО «Рязанский государственный медицинский университет им. академика И. П. Павлова».

С о к о л о в Александр Павлович
В е с н о в Игорь Геннадьевич
В л а с о в Александр Николаевич
М а л ю т и н Александр Евгеньевич
Х а р л а н о в Игорь Алексеевич

Элементы квантовой оптики

Редактор Р.К. Мангутова

Корректор С.В. Макушина

Подписано в печать 15.05.24 . Формат бумаги 60×84 1/16.

Бумага писчая. Печать трафаретная. Усл. печ. л. 5,0.

Тираж 100 экз. Заказ 4400.

Рязанский государственный радиотехнический университет.

390005, Рязань, ул. Гагарина, 59/1.

Редакционно-издательский центр РГРТУ.

© Рязанский государственный радиотехнический
университет им. В. Ф. Уткина, 2024

1. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

1.1. Общие сведения о тепловом излучении

В конце XIX в. было завершено построение термодинамики и создана теория электромагнитных явлений. Термодинамика вполне удовлетворительно описывала широкий круг явлений, связанных с веществом (а именно с корпускулярной формой материи). Теория электромагнетизма, в свою очередь, удовлетворительно описывала явления, связанные с электромагнитным полем (например, с электромагнитными волнами и светом). В науку вошло представление о полевой форме материи в виде излучения. Возник вопрос о законах взаимопревращения материи в полевой и корпускулярной форме, или, иными словами, вопрос о взаимопревращении излучения и вещества.

Из повседневного опыта известно, что все тела независимо от их агрегатного состояния при нагревании до определенной температуры приобретают способность светиться, т.е. излучать электромагнитные (далее ЭМ) волны, в частности и световые. Если это излучение пропустить через спектральный прибор, то оно будет разлагаться в спектр, т. е. на монохроматические волны разной частоты.

Спектры ЭМ излучения бывают различными. Спектры, состоящие из отдельных линий определённой длины волны, называются линейчатыми. Таковыми являются спектры нагретых одноатомных газов—атомные спектры. Их линейчатый характер объясняется тем, что в разреженном одноатомном газе каждый

атом излучает индивидуально, независимо от излучения других и только на отдельных частотах.

Если в спектре присутствуют все длины волн, то спектр называется сплошным. Он испускается, например, нагретым твёрдым телом. Следует заметить, что всякое излучение тела сопровождается потерей энергии. Это происходит либо за счёт убыли энергии самого тела, либо за счёт того, что тело получает энергию извне.

Рассмотрим несколько примеров.

1. Если тело светится за счет химических реакций (например, окисление фосфора на воздухе), то это *хемилюминесценция*. Энергия излучения в этом случае возникает за счёт энергии, освобождающейся при химическом процессе.

2. В случае воздействия на газы и твердые тела электрического поля возникает *электролюминесценция*.

3. Поглощение телом энергии ЭМ волн, падающих на него, с последующим их переизлучением приводит к *фотолюминесценции*.

4. В результате бомбардировки поверхности твердых тел электронами наблюдается *катодолюминесценция*.

В отличие от рассмотренных выше явлений свечение тел при их нагревании называется *температурным* или *тепловым*. Иными словами, *тепловым излучением* называется ЭМ излучение, возникающее за счет внутренней энергии излучающего тела и зависящее только от температуры и оптических свойств этого тела.

Одним из свойств ЭМ волн является их способность переносить энергию от одной точки пространства к другой. Поэтому если нагретое тело не восполняет каким-либо образом запас своей внутренней энергии за счет внешних источников, то с течением времени его термодинамическая температура будет уменьшаться, т.е. тело будет остывать. Важно отметить также, что интенсивность теплового излучения зависит от температуры, возрастая с ее увеличением и уменьшаясь при ее понижении.

Заметим, что термин «нагретое тело» надо понимать в том смысле, что тело обладает температурой, отличной от абсолютного нуля. Таким образом, тепловое излучение имеет место при любой температуре $T > 0$.

Тепловое излучение – единственный вид излучения, способный находиться в состоянии термодинамического равновесия с веществом, т.е. в таком состоянии, когда количество энергии, поглощенное веществом, равно количеству энергии, излученному этим веществом. Действительно, предположим, например, что по каким-то причинам равновесное состояние системы «тело - излучение» нарушено и тело излучает энергии больше, чем поглощает. Тогда запас внутренней энергии тела будет уменьшаться, что приведет к снижению его температуры. Последнее будет означать постепенное уменьшение интенсивности теплового излучения с поверхности тела. Этот процесс будет происходить до тех пор, пока не будет восстановлено равновесное состояние между телом и излучением. Очевидно, что рассуждения аналогичного порядка можно провести и в том случае, когда количество энергии,

излучаемое телом, становится меньше энергии, поглощаемой телом.

С другой стороны, излучение, возбуждаемое не нагреванием, а каким-либо другим процессом, не будет равновесным. Предположим, что излучение имеет характер хемилюминесценции. Поглощение большей или меньшей доли испущенной световой энергии не вернёт вещество в его первоначальное состояние. При этом повышение температуры, вызванное поглощением тепла, как правило, ведёт лишь к более энергичному протеканию химической реакции. И этот процесс будет продолжаться до тех пор, пока будет идти химическая реакция. Но тогда и прекратится хемилюминесценция, и тогда характер установившегося излучения будет определяться температурой тела. При этом равновесное состояние будет соответствовать тепловому излучению.

Таким образом, равновесное излучение всегда носит характер теплового излучения, причем такое равновесие между излучением и веществом может иметь место для любого тела (твёрдого, жидкого, газообразного).

Поскольку тепловое излучение может находиться в равновесном состоянии, то к нему согласно представлениям классической физики должны быть применимы законы термодинамики, общим закономерностям которой это излучение должно подчиняться.

1.2. Параметры теплового излучения

1. Энергетическая светимость тела

Одним из основных параметров, характеризующих тепловое излучение тела, является его *энергетическая светимость* R — количество энергии, излучаемой единицей поверхности тела в единицу времени по всем направлениям (т.е. в пределах телесного угла 2π). Энергетическая светимость является функцией температуры тела, т.е.

$$R = f(T).$$

Как видно из определения, энергетическая светимость измеряется в $[\text{Вт}/\text{м}^2]$ и по физическому смыслу представляет собой плотность потока энергии излучения.

2. Испускательная способность тела

Спектр теплового излучения включает множество спектральных составляющих. Об этом можно догадаться, наблюдая, например, свечение металлов, нагретых до высокой температуры, в частности спиралей ламп накаливания. Такие тела испускают яркий свет, близкий по цвету к белому, который, как известно, не является монохроматическим и представляет собой суперпозицию ЭМ колебаний с различными длинами волн. Опытным путем было установлено, что интенсивность излучения, испускаемого нагретым телом, различна для различных участков спектрального диапазона. В связи с этим естественно ввести в рассмотрение функцию r_ω , описывающую

распределение интенсивности теплового излучения по частотам излучаемых волн. Таким образом, функция r_{ω} характеризует спектральный состав теплового излучения. Величина r_{ω} называется *испускательной способностью* тела. В общем случае следует также полагать, что функция r_{ω} зависит от температуры (на это указывает хотя бы тот факт, что при увеличении температуры нагреваемого тела цвет его свечения меняется от темно-красного до ярко-белого), химического состава тела и состояния его поверхности. С учетом этого будем писать обозначение функции испускательной способности в виде $r_{\omega T}$. Очевидно, что R и $r_{\omega T}$ связаны соотношением

$$R = \int_0^{\infty} r_{\omega T} d\omega. \quad (1.1)$$

Анализируя (1.1), можно заметить, что величина $r_{\omega T}$ имеет смысл функции плотности распределения величины R по излучаемым телом частотам ω . Поэтому для $r_{\omega T}$ существует и другое название: $r_{\omega T}$ есть *спектральная плотность энергетической светимости тела*; $[r_{\omega T}] = \text{Дж/м}^2$.

Отметим, что частота ω и длина волны света в вакууме связаны соотношением

$$\lambda = \frac{2\pi c}{\omega},$$

где c —скорость в вакууме.

Тогда

$$d\lambda = -\frac{2\pi c}{\omega^2} d\omega = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} d\omega.$$

Знак «минус» указывает на то, что с возрастанием частоты ω длина волны λ убывает. Поэтому далее в соотношениях, связывающих длины интервалов $d\omega$ и $d\lambda$, знак «минус» будем опускать.

Диапазону частот $d\omega$ можно поставить в соответствие диапазон длин волн $d\lambda$. Поскольку интервалы $d\omega$ и $d\lambda$ относятся к одному и тому же участку спектра, величины $dR_\omega = r_{\omega T} d\omega$ и $dR_\lambda = r_{\lambda T} d\lambda$ должны быть равны, так что

$$r_{\omega T} d\omega = r_{\lambda T} d\lambda = r_{\lambda T} \frac{\lambda^2}{2\pi c} d\omega = r_{\lambda T} \frac{2\pi c}{\omega^2} d\omega,$$

или

$$r_{\omega T} = r_{\lambda T} \frac{\lambda^2}{2\pi c} = r_{\lambda T} \frac{2\pi c}{\omega^2}. \quad (1.2)$$

С помощью (1.2) можно перейти от $r_{\omega T}$ к $r_{\lambda T}$ и наоборот. Заметим, что $[r_{\omega T}] = \text{Вт/м}^3$.

3. Поглощательная способность

Пусть на элементарную площадку dS тела падает поток энергии ЭМ излучения в диапазоне частот $d\omega$. Обозначим этот поток через $d\Phi_\omega$. Часть этого потока будет отражена телом, другая часть поглотится. Обозначим поток энергии, поглощенный элементом поверхности тела, через $d\Phi'_\omega$. Величина

$$a_{\omega T} = \frac{d\Phi'_\omega}{d\Phi_\omega} \quad (1.3)$$

называется *поглощательной способностью* тела. Эта безразмерная величина, как и $r_{\omega T}$, является функцией частоты, температуры, химического состава и состояния его поверхности.

Из (1.3) видно, что $a_{\omega T} \leq 1$. Если тело обладает такими свойствами, что во всем диапазоне частот $a_{\omega T} = a \equiv 1$, то такое тело называется *абсолютно черным*. Если $a < 1$, не зависит от длины волны и поляризации, тело называют *серым*. Можно показать, что энергетическая светимость R серого непрозрачного тела связана с энергетической светимостью R^* абсолютно черного тела соотношением

$$R = a \cdot R^*.$$

Аналогично

$$r_{\omega T} = a \cdot r_{\omega T}^*,$$

где $r_{\omega T}^*$ - спектральная плотность энергетической светимости абсолютно черного тела.

4. Равновесная плотность энергии излучения

Рассмотрим замкнутую теплоизолированную полость, стенки которой поддерживаются при постоянной температуре T . Вследствие теплового излучения с внутренней поверхности полости ее объем окажется заполненным ЭМ волнами, пересекающими объем полости во всевозможных направлениях. Эти волны непрерывно поглощаются и вновь излучаются стенками полости. Суперпозиция этих волн приводит к заполнению всего объема полости ЭМ полем, энергия которого распределена по полости с некоторой постоянной, зависящей от температуры, плотностью $u(T)$. При этом между стенками полости и ЭМ излучением, локализованным в объеме полости, устанавливается состояние термодинамического равновесия, при

котором количество ЭМ энергии, излучаемой в единицу времени любым участком поверхности, равно количеству энергии, поглощаемому за то же время этим же участком.

Величина $u(T)$ зависит только от температуры стенок полости и не зависит от материала, из которого они изготовлены. Действительно, представим себе две полости, изготовленные из разных материалов, но имеющие одинаковую температуру. Предположим, что $u(T)$ зависит от материала стенок. Тогда объемная плотность энергии ЭМ излучения в первой полости будет $u_1(T)$, а во второй - $u_2(T)$, причем $u_1 > u_2$. Соединим эти полости и обеспечим им возможность обмениваться излучением. Очевидно, что вследствие того что $u_1 > u_2$, поток энергии из полости 1 в полость 2 будет больше, чем из полости 2 в полость 1. Тогда равновесное состояние в полостях 1 и 2 будет нарушено: полость 1 будет в единицу времени терять энергии больше, чем поглощать, и, следовательно, будет остывать, а полость 2 по аналогичным соображениям должна будет нагреваться. Однако такой процесс противоречит второму началу термодинамики, т.е. предположение о зависимости $u(T)$ от материала стенок было неверным.

При данной температуре равновесная объемная плотность энергии ЭМ излучения имеет определенное спектральное распределение. Объемная спектральная плотность энергии $u(\omega, T)$ связана с объемной плотностью $u(T)$ соотношением

$$u(T) = \int_0^{\infty} u(\omega, T) d\omega. \quad (1.4)$$

Равновесная плотность энергии теплового излучения «черного тела» u^* и энергетическая светимость абсолютно черного тела R^* связаны между собой соотношением

$$R^* = \frac{c}{4} u^*, \quad (1.5)$$

где c - скорость света.

1.3. Закономерности теплового излучения

1. Закон Кирхгофа

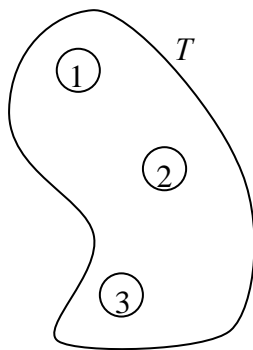


Рис. 1.1

При тепловом излучении энергия теплового движения в теле переходит в энергию испускаемых ЭМ волн. При поглощении света происходит обратное. В обоих случаях взаимные превращения тепловой и лучистой энергии протекают через промежуточную стадию колебания электрических зарядов в теле. Поэтому испускательная и поглощательная способности тела обусловлены одними и теми же деталями его строения и тесно связаны между собой. Рассмотрим систему тел, изолированную от внешней среды замкнутой оболочкой, поддерживаемой при постоянной температуре T (см. рис. 1.1). Из внутренней полости оболочки

откачан воздух, так что тела 1, 2 и 3 могут обмениваться между собой и оболочкой энергией только посредством ЭМ излучения.

Опыт показывает, что в такой системе между телами и излучением через некоторое время устанавливается состояние термодинамического равновесия, характеризующееся одинаковой температурой всех тел системы, равной температуре T оболочки. Итак, температура всех тел стала одинаковой и равной T . Однако испускательные $r_{\omega T}$ и поглощательные $a_{\omega T}$ способности тел могут быть различными. Предположим, что элементарная площадка dS тела 1 в диапазоне частот $d\omega$ характеризуется испускательной способностью $r_{\omega T1} > r_{\omega T2} > r_{\omega T3}$. Тогда тело 1 в рассматриваемом диапазоне частот $d\omega$ испускает энергии больше, чем тело 2 или 3. Поскольку, однако, температуры и внутренние энергии тел остаются неизменными, тело 1 должно в данном диапазоне частот больше энергии и поглощать, то есть должно быть

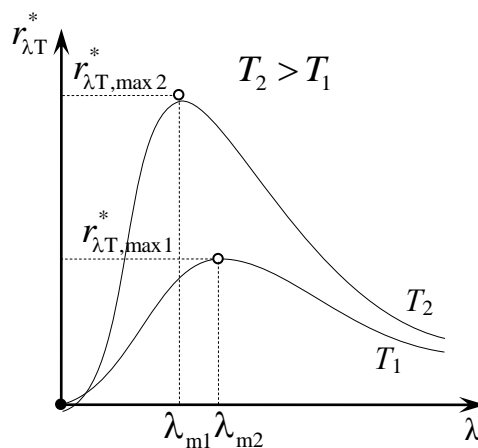


Рис. 1. 2

справедливо соотношение $a_{\omega T1} > a_{\omega T2} > a_{\omega T3}$. Кирхгофу в 1859

г. удалось установить, что

отношение испускательной способности тела к его поглотительной способности не зависит от природы тела и является для всех тел одной и той же универсальной функцией частоты (или длины волны) и температуры:

$$\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}} = f(\omega, T). \quad (1.6)$$

Из соотношения (1.6), в частности, следует, что

$$\left(\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}} \right)_1 = \left(\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}} \right)_2 = \left(\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}} \right)_3.$$

Заметим, что для абсолютно черного тела $a_{\omega T} \equiv 1$. Следовательно, функция Кирхгофа $f(\omega, T)$ есть не что иное, как функция $r_{\omega T}^*$ испускательной способности абсолютно черного тела.

Воспользовавшись связью ω и λ , перейдем от $f(\omega, T)$ к $\varphi(\lambda, T)$:

$$f(\omega, T) = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \varphi(\lambda, T).$$

Зависимость $\varphi(\lambda, T) = r_{\lambda T}^*$ для двух различных температур представлена на рис. 1.2. Как видно из рис. 1.2, максимум функции $r_{\lambda T}^*$ с увеличением температуры смещается в сторону более коротких волн.

При комнатной температуре максимум излучения лежит в далёкой инфракрасной области, излучение в видимой области

практически отсутствует. Если температуру увеличивать до 1000 К, то максимум по-прежнему будет находиться в инфракрасной области, но и излучение в видимой части спектра становится заметным. Так как интенсивность от длинных красных к коротким фиолетовым волнам падает, наибольшая интенсивность излучения приходится на красную часть спектра. Это температура «красного каления». По мере роста температуры различие в интенсивностях падает, излучение приобретает жёлтый, а затем и белый цвет. При температуре между 5000 и 6000 К максимум проходит через область спектра, к которой человеческий глаз наиболее чувствителен. Температура 5900 К соответствует температуре поверхности Солнца, испускательная способность которого близка к испускательной способности абсолютно чёрного тела. Поэтому такое излучение воспринимается глазом как белый, дневной свет. При более высоких температурах максимум смещается в ультрафиолетовую область. При этом интенсивность в фиолетово-голубой области становится большей, чем в красной, и излучение приобретает голубой оттенок.

Разворачивая излучение в спектр и определяя длину волны, на которую приходится максимум энергии излучения, можно определить температуру излучающего абсолютно чёрного тела или близких к нему по свойствам тел. Очевидно, что Солнце и звёзды по своим испускательным свойствам должны быть близки к абсолютно чёрным телам. Это связано с тем, что толстая газовая оболочка звёзд не может обладать большой отражательной способностью и их поглощательная способность

должна быть близка к единице. Следовательно, фотографируя спектр звезды и определяя длину волны, соответствующей наибольшей потере энергии, можно сравнительно точно узнать температуру звезды.

График функции спектральной плотности энергетической светимости абсолютно черного тела $r_{\lambda T}^*$, представленной на рис. 1.2, был построен по экспериментальным данным. Попытки установить вид функции $r_{\lambda T}^*$, предпринятые физиками, долгое время не давали результата. Вместе с тем в ходе теоретических и экспериментальных исследований особенностей теплового излучения тел были установлены следующие важные закономерности.

2. Закон Стефана – Больцмана

В 1879 г. Стефан, экспериментируя с серыми телами, установил, что энергетическая светимость любого тела пропорциональна четвертой степени его абсолютной температуры:

$$R^* \sim T^4.$$

Несколько позже, в 1884 г. Больцман, используя методы термодинамики, уточнил полученное Стефаном соотношение, показав теоретически, что для *абсолютно черного тела*

$$R^* = \int_0^{\infty} f(\omega, T) d\omega = \sigma T^4, \quad (1.7)$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ – постоянная, получившая название

постоянной Стефана – Больцмана. Соотношение (1.7) носит название закона Стефана – Больцмана.

3. Закон Вина

Вин, проводя теоретические исследования с целью установить вид функции $f(\omega, T)$, показал, что эта функция должна иметь вид

$$f(\omega, T) = \omega^3 F\left(\frac{\omega}{T}\right).$$

При этом для функции $r^*(\lambda, T)$ согласно (1.4) получаем соотношение

$$r^*(\lambda, T) = \frac{2\pi c}{\lambda^2} \left(\frac{2\pi c}{\lambda}\right)^3 F\left(\frac{2\pi c}{\lambda T}\right),$$

или

$$r^*(\lambda, T) = \frac{1}{\lambda^5} \psi(\lambda T).$$

Продифференцировав $r^*(\lambda, T)$ по λ , получим

$$\frac{d}{d\lambda} [r^*(\lambda, T)] = -5 \frac{1}{\lambda^6} \psi(\lambda T) + \frac{1}{\lambda^5} \frac{d}{d\lambda} [\psi(\lambda T)] = \frac{1}{\lambda^6} [\lambda T \psi'(\lambda T) - 5\psi(\lambda T)].$$

Приравняв последнее соотношение к нулю при $\lambda = \lambda_m$, получим

$$\lambda_m T \psi'(\lambda_m T) = 5\psi(\lambda_m T). \quad (1.8)$$

Из решения уравнения (1.8) следует, что

$$\lambda_m T = b = \text{const.} \quad (1.9)$$

Соотношение (1.9) носит название закона смещения Вина или первого закона Вина. Константа $b = 2,9 \cdot 10^{-3}$ м·К называется постоянной Вина. Полученное Вином соотношение объясняет смещение максимума спектральной плотности энергетической

светимости при изменении температуры тела, показанное на рис. 1.2.

Заметим, что из соотношения

$$r^*(\lambda, T) = \frac{1}{\lambda^5} \psi(\lambda T)$$

и формулы (1.9) следует, что

$$r_{\max}^*(\lambda, T) = (T/b)^5 \psi(\lambda_m T) = C_2 T^5, \quad (1.10)$$

где $C_2 = 1,29 \cdot 10^{-5}$ Вт/(м³·К⁵).

Соотношение (1.10) носит название *второго закона Вина*.

1.4. Формула Рэля – Джинса. «Ультрафиолетовая катастрофа»

В 1900 г. попытку получить аналитический вид функции Кирхгофа предпринял Рэлей. В отличие от предшественников он подошел к этому вопросу с позиций статистической физики, рассмотрев равновесное излучение в замкнутой полости с зеркальными стенками как совокупность стоячих ЭМ волн различных частот. Рэлей показал, что число dn ЭМ колебаний с собственными частотами в диапазоне от ω до $\omega + d\omega$, приходящихся на единицу объёма, пропорционально $\omega^2 d\omega$:

$$dn \sim \omega^2 d\omega.$$

Колебания с разными собственными частотами ω совершаются независимо друг от друга. При этом каждой собственной частоте соответствует своя колебательная степень свободы, на которую в среднем приходится энергия $2(1/2)kT = kT$, где k —постоянная Больцмана. Тогда $u(\omega, T)d\omega \sim kT \cdot \omega^2 d\omega$.

Откуда

$$r^*(\omega, T) = f(\omega, T) = \frac{c}{4} u(\omega, T) \sim \omega^2 kT.$$

В дальнейшем Рэлей и Джинс уточнили это соотношение, получив для функции Кирхгофа формулу

$$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT. \quad (1.11)$$

Данная формула получила название *формулы Рэля – Джинса*.

Нетрудно видеть, что соотношение (1.11) удовлетворяет закону смещения Вина. Действительно, (1.11) можно привести к виду

$$r^*(\lambda, T) = \frac{2\pi c}{\lambda^2} \left(\frac{2\pi c}{\lambda} \right)^2 \frac{kT}{4\pi^2 c^2} = \frac{(2\pi c)^3}{\lambda^4} kT = \frac{1}{\lambda^5} \psi(\lambda T),$$

$$r^*(\lambda, T) = \frac{2\pi c}{\lambda^2} f\left(\frac{2\pi c}{\lambda}, T\right) = \frac{2\pi c}{\lambda^2} \left(\frac{2\pi c}{\lambda} \right)^2 \frac{kT}{4\pi^2 c^2} = \frac{(2\pi c)^3 k}{\lambda^5 4\pi^2 c^2} \lambda T = \frac{1}{\lambda^5} \Psi(\lambda T),$$

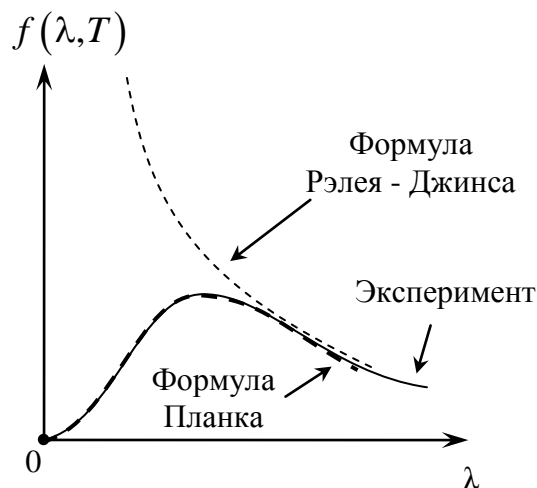


Рис. 1.3

аналогичному тому, что получил Вин. Проведя дифференцирование, приходим в итоге к формуле Вина.

Однако сравнение зависимости $f(\lambda, T)$, построенной на основе (1.11), с графиком, построенным по экспериментальным данным (см. рис.1.3), показывает, что формула Рэля – Джинса удовлетворительно описывает закономерности излучения абсолютно черного тела лишь в длинноволновой части спектра (т.е. в области низких частот). В области коротких волн наблюдалось существенное расхождение в данных, даваемых теорией и экспериментом. Кроме того, согласно рассмотренному ранее, интеграл от функции (1.11) должен давать значение энергетической светимости тела R^* при данной температуре, которая, очевидно, должна быть величиной конечной. Но интеграл

$$\frac{kT}{4\pi^2 c^2} \int_0^\infty \omega^2 d\omega$$

расходится, что противоречит здравому смыслу. Полученный результат известен в истории физики как «ультрафиолетовая катастрофа».

Рэлей и Джинс при выводе соотношения (1.11) использовали методы статистической физики, в частности теорему классической статистики о равнораспределении энергии по степеням свободы. Полученные ими результаты находились в строгом соответствии с представлениями физики того времени, поэтому столь очевидные расхождения теории с экспериментом свидетельствовали о неверном понимании механизмов и законов теплового излучения.

1.5. Квантовая гипотеза. Формула Планка

В 1899 – 1900 гг. немецкому физiku Максy Планку удалось установить вид функции Кирхгофа, точно согласующийся с законами Стефана - Больцмана, Вина и опытными данными. Планк рассмотрел термодинамическую систему, состоящую из стенок полости, находящихся при температуре T , и заключенного в объеме полости ЭМ излучения. Излучение стенок полости Планк представил в виде совокупности ЭМ волн, испускаемых отдельными атомами, причем для описания механизма излучения атомом ЭМ волн Планк выбрал наиболее простую модель атома, представив его в виде колеблющегося диполя, т.е. линейного гармонического осциллятора. Совокупность таких осцилляторов испускает ЭМ волны на всевозможных частотах ω , соответствующих собственным частотам колебаний атомов. Рассмотрев такую систему в состоянии термодинамического равновесия и учтя, что объемная плотность энергии излучения не зависит от материала стенок полости, а определяется только их температурой, Планк получил в 1899 г. соотношение для спектральной плотности энергетической светимости абсолютно черного тела (функции Кирхгофа) в виде

$$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} \langle \epsilon_\omega \rangle, \quad (1.12)$$

где $\langle \epsilon_\omega \rangle$ - средняя энергия осциллятора с собственной частотой ω . Заметим, что соотношение (1.12) по виду близко к формуле Рэлея – Джинса (1.11).

Подбирая вид выражения для $\langle \varepsilon_\omega \rangle$, Планк сделал революционное предположение, заключающееся в том, что

энергия колеблющихся атомов-диполей может изменяться не непрерывно, а дискретно, т.е. порциями, пропорциональными некоторой элементарной величине – кванту энергии колебаний ε_0 .

Данное предположение известно в истории физики как *квантовая гипотеза*.

Итак, ЭМ излучение испускается порциями. Из сделанного Планком предположения вытекало, что энергия осциллятора должна быть кратна элементарной порции энергии ε_0 , т.е. $\varepsilon_\omega = \varepsilon_n = n\varepsilon_0$, где $n=0, 1, 2, \dots$. В состоянии термодинамического равновесия значения энергий гармонических осцилляторов должны подчиняться статистике Больцмана:

$$P_n = C \exp\left(-\frac{n\varepsilon_0}{kT}\right), \quad (1.13)$$

где P_n - вероятность того, что данный осциллятор, произвольно выбранный из всей совокупности N гармонических осцилляторов, будет иметь значение энергии, равное ε_n ; C - коэффициент, определяемый из условия нормировки:

$$\sum_{n=0}^{\infty} P_n = 1,$$

откуда

$$C = \frac{1}{\sum_{n=0}^{\infty} \exp\left(-\frac{n\varepsilon_0}{kT}\right)}. \quad (1.14)$$

Подставив (1.14) в (1.13), найдем

$$P_n = \frac{\exp\left(-\frac{n\varepsilon_0}{kT}\right)}{\sum_{n=0}^{\infty} \exp\left(-\frac{n\varepsilon_0}{kT}\right)}. \quad (1.15)$$

Средняя энергия гармонического осциллятора с собственной частотой $\langle \varepsilon_\omega \rangle$ равна

$$\langle \varepsilon_\omega \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_\omega P_n = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n P_n = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} n\varepsilon_0 \exp\left(-\frac{n\varepsilon_0}{kT}\right)}{\sum_{n=0}^{\infty} \exp\left(-\frac{n\varepsilon_0}{kT}\right)}. \quad (1.16)$$

Введем обозначение $x = \varepsilon_0/kT$, тогда

$$\langle \varepsilon_\omega \rangle = \varepsilon_0 \frac{\sum_{n=0}^{\infty} n \exp(-nx)}{\sum_{n=0}^{\infty} \exp(-nx)} = \left| f(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \exp(-nx) \right| = \varepsilon_0 \frac{\frac{d}{dx}(f(x))}{f(x)} = -\varepsilon_0 \frac{d}{dx} \ln[f(x)].$$

Сумма $\sum_{n=0}^{\infty} \exp(-nx)$ есть бесконечная убывающая

геометрическая прогрессия с множителем $q = e^{-x}$ и первым

членом, равным 1. Сумма первых N членов этой прогрессии равна (см., например, вывод формулы для интенсивности I_φ дифракционной решетки)

$$S_N = \frac{q^N - 1}{q - 1} = \frac{e^{-Nx} - 1}{e^{-x} - 1},$$

откуда при $N \rightarrow \infty$ получаем

$$S_\infty = \frac{1}{1 - e^{-x}}.$$

С учетом полученного можно записать, что

$$\langle \varepsilon_\omega \rangle = -\varepsilon_0 \frac{d}{dx} \left(\ln \frac{1}{1 - e^{-x}} \right) = \frac{\varepsilon_0 e^{-x}}{1 - e^{-x}} = \frac{\varepsilon_0}{e^x - 1} = \frac{\varepsilon_0}{e^{\frac{\varepsilon_0}{kT}} - 1}. \quad (1.17)$$

В итоге, подставляя (1.17) в (1.12), для испускательной способности абсолютно черного тела получаем следующее выражение:

$$f(\omega, T) = r^*(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} \langle \varepsilon_\omega \rangle = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} \frac{\varepsilon_0}{e^{\frac{\varepsilon_0}{kT}} - 1}. \quad (1.18)$$

Как было отмечено выше, Вин, пытаясь найти вид функции Кирхгофа, получил для нее соотношение

$$f(\omega, T) = \omega^3 F\left(\frac{\omega}{T}\right). \quad (1.19)$$

Из сопоставления (1.19) и (1.18) видно, что квант энергии ЭМ колебаний должен быть пропорционален частоте ω , т.е.

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

Постоянная $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с называется *постоянной Планка*. С учетом (1.20) для функции Кирхгофа окончательно получаем соотношение

$$r^*(\omega, T) = \frac{\hbar \omega^3}{4\pi^2 c^2} \frac{1}{e^{\frac{\hbar \omega}{kT}} - 1}. \quad (1.21)$$

Соотношение (1.21) носит название *формулы Планка*.

Формула Планка полностью согласуется с экспериментальными данными (см. рис. 1.3). Путем соответствующих математических преобразований из (1.21) могут быть получены законы Стефана - Больцмана и Вина. Действительно, интегрирование соотношения (1.21) по частотам в пределах от 0 до ∞ дает

$$\begin{aligned} R^* &= \int_0^\infty r^*(\omega, T) d\omega = \frac{1}{4\pi^2 c^2} \int_0^\infty \frac{\hbar \omega^3}{e^{\frac{\hbar \omega}{kT}} - 1} d\omega \left| x = \frac{\hbar \omega}{kT}, d\omega = \frac{kT}{\hbar} dx \right| = \\ &= \frac{(kT)^4}{4\pi^2 c^2 \hbar^3} \int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx = \frac{k^4 \pi^2}{60 c^2 \hbar^3} T^4 = \sigma T^4. \end{aligned}$$

При выводе формулы учтено, что $\int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{\pi^4}{15}$,

$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}^4}$ — постоянная Стефана - Больцмана.

Значение λ_m , при котором $r^*(\lambda, T) = \frac{4\pi^2 \hbar c^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(2\pi \hbar c / kT\lambda) - 1}$

достигает максимума, находится из решения трансцендентного уравнения и приводит к закону смещения Вина:

$$T\lambda_m = \frac{hc}{4,965k} = b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}.$$

Заметим также, что при малых частотах, когда $h\omega \ll kT$, формула Планка (1.21) переходит в формулу Рэля - Джинса:

$$r^*(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2 c^2} \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1} = \left| e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} \approx 1 + \frac{\hbar\omega}{kT} \right| = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2 c^2} \frac{1}{1 + \frac{\hbar\omega}{kT} - 1} = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT.$$

Отметим, что из сопоставления (1.1), (1.4), (1.5) и (1.21) следует, что

$$u^*(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1}. \quad (1.22)$$

Формула Планка хорошо соответствовала эксперименту. Однако было непонятно появление новой постоянной h . Почему осцилляторы, которыми являются обычные атомы или молекулы, способны забирать или отдавать энергию только конечными порциями, обязательно кратными $h\nu$?

1.6. Применение законов теплового излучения

Оптическая пирометрия

Температуру абсолютно чёрного тела можно определить по характеру его излучения на основании одного из рассмотренных выше законов излучения. Методы определения температур, основанные на этих законах, носят название методов *оптической пирометрии*. В зависимости от того, на каком из законов излучения основано измерение температуры, методы оптической

пирометрии имеют свои специфические особенности. Рассмотрим эти методы.

1. Метод, основанный на законе распределения яркости по длинам волн

Ранее было показано, что кривая распределения яркости абсолютно чёрного тела по длинам волн определяется единственным параметром, а именно температурой. Поэтому по виду кривой можно непосредственно определить эту температуру T . Для этого достаточно найти длину волны λ_{\max} , на которую приходится максимум распределения. Этим методом, например, определяется температура Солнца.

Для тел, которые не являются абсолютно чёрными, расчёт температуры по формуле Вина не даст истинной температуры T . Поэтому температура таких тел, определённая по формуле Вина, носит название *цветовой температуры*.

Если кривая распределения яркости по длинам волн для наблюдаемого тела не слишком отличается от планковской кривой, то цветовая температура T_c указывает ту температуру абсолютно чёрного тела, при которой его излучение наиболее близко по цвету к излучению наблюдаемого тела. Для тел, обладающих значительной селективностью испускания, понятие о цветовой температуре теряет смысл.

2. Яркостный метод

По формуле Планка температура T может быть найдена и по измерению яркости для одной длины волны λ , если только постоянную b_λ определить в абсолютной мере. Величина b_λ представляет собой энергетическую яркость, отнесённую к единичному интервалу длин волн. Величина b_λ связана с испускательной способностью абсолютно чёрного тела r_λ соотношением

$$b_\lambda = \frac{1}{\pi} r_\lambda.$$

Из формулы видно, что распределение энергетической яркости абсолютно чёрного тела по длинам волн совпадает с распределением его энергетической светимости.

Так как измерение яркости в абсолютной мере представляет трудности, то обычно ограничиваются сравнением яркости наблюдаемого тела с некоторой определённой яркостью. Для этого используется прибор, который называется пирометром с исчезающей нитью. Принципиальная схема пирометра будет рассмотрена позже. Сейчас же остановимся на некоторых моментах методики измерений. Основной частью прибора является зрительная труба с объективом и окуляром. Изображение поверхности наблюдаемого тела создаётся в фокальной плоскости объектива. Яркость изображения пропорциональна яркости объекта. В фокальной плоскости объектива, кроме того, помещается электрическая лампочка с однородными прозрачными стенками стеклянного баллона. В

окуляр одновременно наблюдаются изображение поверхности исследуемого тела и нить лампочки. Узкий спектральный участок выделяется с помощью цветных светофильтров, располагаемых около окуляра. Обычно выделяется область в красной части спектра вблизи $\lambda=0,66$ мк. Нить лампочки питается от источника тока. Меняя силу тока от источника, можно менять накал нити. Если яркость нити больше яркости изображения поверхности тела, то она выступает на фоне изображения в виде светлой полосы. Если же её яркость меньше, то она кажется темнее. При совпадении яркостей нити и изображения нить исчезает на фоне изображения. Прибор градуируется по абсолютно чёрному телу и устанавливает силы тока накала, соответствующие исчезновению нити при различных температурах абсолютно чёрного тела. После этого по показаниям измерительного прибора, соответствующим моменту исчезновения нити, можно определить температуру абсолютно чёрного тела, обладающего в данном интервале длин волн той же яркостью, что и яркость наблюдаемого тела. Если наблюдаемое тело также является абсолютно чёрным, то определяемая таким образом температура будет его истинной температурой. Для нечёрных тел определённая таким образом температура носит название *яркостной температуры*.

3. Радиационный метод

Этот метод основан на измерении интегральной энергетической яркости тела. Интегральная яркость $B_{\lambda} = \frac{1}{\pi} R_{\lambda}$,

где R_9 —интегральная энергетическая светимость, подчиняющаяся закону Стефана-Больцмана

$$B_9 = \frac{\sigma}{\pi} T^4.$$

Из последней формулы следует, что температура тела T может быть найдена путём измерения его интегральной яркости B_9 . Для этого используются приборы, носящие название *радиационных пирометров*.

В этом методе пирометр наводится на поверхность накаливаемого тела таким образом, чтобы изображение этой поверхности получилось в месте расположения термопары. Нагревание последней в свою очередь пропорционально яркости изображения. В конечном счёте показания тока термопары будут пропорциональны яркости наблюдаемого абсолютно чёрного тела, а следовательно, пропорциональны его абсолютной температуре в четвёртой степени. Прокалибровав пирометр по известным температурам, его можно использовать для измерения любых температур.

2. ВНЕШНИЙ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ

2.1. Общие положения

Изучение законов теплового излучения привело к развитию представлений о том, что испускание и поглощение электромагнитных волн нагретыми телами происходят не непрерывно, а порциями (квантами), величина которых прямо пропорциональна частоте излучения. К числу явлений, в которых проявляются квантовые (корпускулярные), а не волновые свойства излучения, относится внешний фотоэлектрический эффект или просто фотоэффект. **Фотоэффектом называется процесс испускания электронов веществом под действием электромагнитного излучения.**

Различают **внешний** и **внутренний** фотоэффекты. При внешнем фотоэффекте электроны освобождаются светом из поверхностного слоя вещества и переходят в другую среду, в частности в вакуум. При внутреннем фотоэффекте оптически возбужденные электроны остаются внутри освещаемого тела, не нарушая электрическую нейтральность последнего. Для обоснования гипотезы квантовой природы излучения основное значение имеет **внешний фотоэффект**, который и будет рассмотрен далее. На его основе разрабатываются и выпускаются многочисленные промышленные устройства. Среди них можно выделить фотоэлементы, используемые для регистрации световых потоков и применяемые в различных областях техники: связи, автоматике, телемеханике и т. д.

Фотоэффект был открыт в 1887 г. Герцем, который обнаружил, что проскакивание искры между цинковыми шариками разрядника происходит при меньшем напряжении между ними, если один из шариков осветить ультрафиолетовым светом. Занятый в то время исследованиями электромагнитных волн, предсказанных Максвеллом, Герц не обратил на это явление серьезного внимания. Первые исследования принадлежат Гальваксу (1859—1922), Риги (1850—1920) и в особенности А. Г. Столетову (1839—1896).

С 1888 по 1889 гг. Столетов проводит подробное изучение действия света на заряженные тела, называя эти действия актиноэлектрическими явлениями. Освещая дугой металлическую пластинку, он установил, что при этом пластинка теряет заряд только в тех случаях, когда она была предварительно заряжена отрицательно (т. е. соединялась с отрицательным полюсом батареи В). При обратном же включении батареи, когда на пластину подавался положительный заряд, фототок не регистрировался. Схема опыта представлена на рис. 2.1. Между обкладками конденсатора, состоящего из полированной цинковой пластинки С и металлической сетки C^1 , создавалась разность потенциалов с помощью батареи В. Ток I_{ϕ} , возникающий при освещении пластинки С дугой А, мог измеряться гальванометром G.

На основании своих измерений Столетов установил

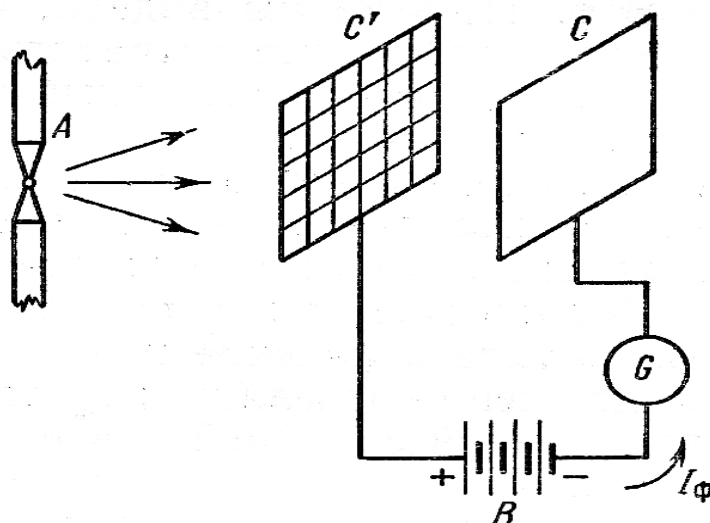


Рис. 2.1

следующие закономерности рассматриваемого явления:

- 1) *испускаемые под действием света с поверхности вещества частицы имеют отрицательный знак;*
- 2) *наиболее эффективное действие на фотоэффект оказывают ультрафиолетовые лучи;*
- 3) *величина испущенного телом заряда пропорциональна поглощенной им световой энергии;*
- 4) *фотоэффект является безынерционным явлением, т. е. обнаруживается запаздывание в появлении вылетающих частиц в интервале $\Delta t < 3 \cdot 10^{-9}$ с после начала освещения.*

В 1898 г. Ленард и Томсон измерили отношение заряда к массе частиц, появляющихся при фотоэффекте, изучая их отклонение в электрических и магнитных полях. Основываясь на полученных данных, они пришли к выводу, что этими частицами являются электроны.

Рассмотрим в общих чертах механизм выбивания электронов при фотоэффекте. При этом ограничимся рассмотрением только

металлических тел. Согласно электронной теории электроны в металле (точнее, валентные электроны, занимающие внешние оболочки) находятся в прямоугольной потенциальной яме конечной высоты E_{Π} (рис. 2.2,а). При температуре абсолютного нуля $T = 0$ К они заполняют в соответствии с принципом Паули различные энергетические уровни вплоть до некоторого максимального (энергия этого уровня называется энергией Ферми), образуя зону проводимости. Из рисунка видно, что разность между высотой

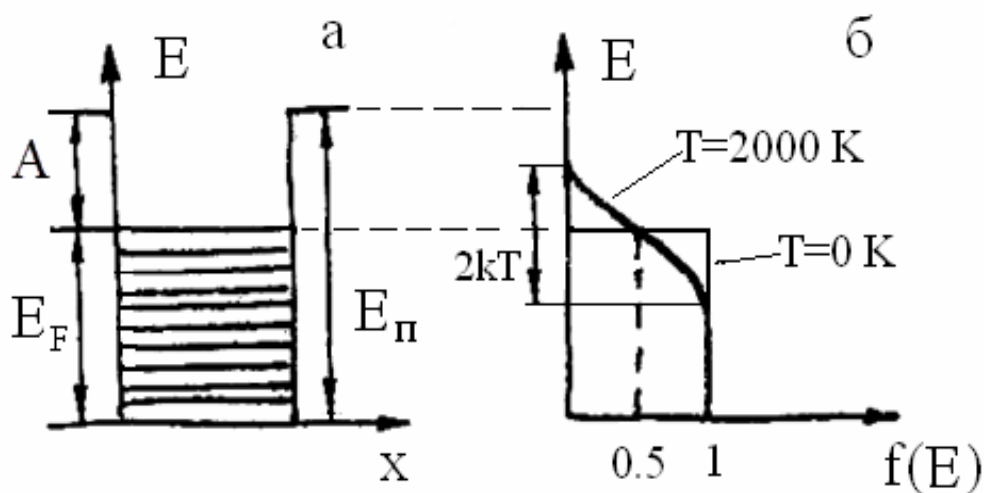


Рис. 2. 2

потенциального порога E_{Π} на границе металла и энергией Ферми E_F равна **работе выхода A** , т. е. минимальной энергии, которую надо затратить, чтобы электрон с верхнего уровня вывести за пределы металла.

По современным представлениям электроны подчиняются статистике Ферми - Дирака, а их распределение по энергетическим уровням описывается функцией распределения Ферми $f(E)$.

Вид этой функции показан на рис. 2.2,б. Ступенчатая кривая соответствует распределению электронов при температуре $T = 0$ К. Такой вид кривой означает, что все энергетические уровни, расположенные ниже уровня Ферми E_F , заняты электронами полностью [$f(E) = 1$ для $E < E_F$], а уровни, лежащие выше уровня Ферми, абсолютно свободны [$f(E) = 0$ для $E > E_F$]. Для металлов типичные значения энергии Ферми попадают в интервал 3–6 эВ.

При отличной от нуля температуре T граница между занятыми и пустыми энергетическими уровнями зоны определена не резко [(плавная кривая $f(E)$ на рис. 2.2,б)] из-за появления термически возбужденных электронов. Тепловое «размытие» границы по порядку величины равно $2kT$ и при комнатной температуре $T = 300$ К соответствует примерно 0,05 эВ, т. е. составляет для металлов около 1 % энергии E .

Покинуть потенциальную яму и уйти за пределы металла могут только те электроны, которые обладают достаточной энергией для того, чтобы преодолеть потенциальный порог высоты $E_{\text{п}}$. При комнатной и более низкой температурах электроны не могут самопроизвольно покинуть потенциальную яму, поскольку работа выхода A для металлов равна несколько эВ. Чтобы это произошло, электронам, находящимся в яме, необходимо сообщить дополнительную энергию. Это можно сделать, например, освещая металл светом, у которого энергия квантов $\varepsilon = h\nu$ больше работы выхода A . Получив от падающей световой волны дополнительную энергию, некоторые электроны покинут металл и будут двигаться с разными скоростями.

Скорость электрона при заданной частоте ν облучающего света зависит от того, с какого энергетического уровня он был выбит.

Основные закономерности фотоэффекта проявляются при изучении зависимостей количества испускаемых освещенной поверхностью металла фотоэлектронов (величины фототока) и их кинетических энергий от интенсивности и частоты падающего монохроматического света. Таким образом, при исследовании фотоэффекта необходимо установить связь между характеристиками падающего света и характеристиками потока вылетающих фотоэлектронов. Упрощенная схема установки, которую можно использовать для изучения фотоэффекта, приведена на рис. 2.3.

Монохроматический свет с частотой ν и интенсивностью J проникает через кварцевое стекло в откачанную колбу через трубку Т и освещает катод К, изготовленный из исследуемого материала. Испущенные катодом фотоэлектроны перемещаются под действием электрического поля к аноду А_н. В результате в электрической цепи появляется фототок, величина $I_{\text{ф}}$ которого измеряется гальванометром А. Напряжение V между анодом и катодом изменяется потенциометром R и измеряется вольтметром V .

Экспериментально были установлены четыре закона фотоэффекта.

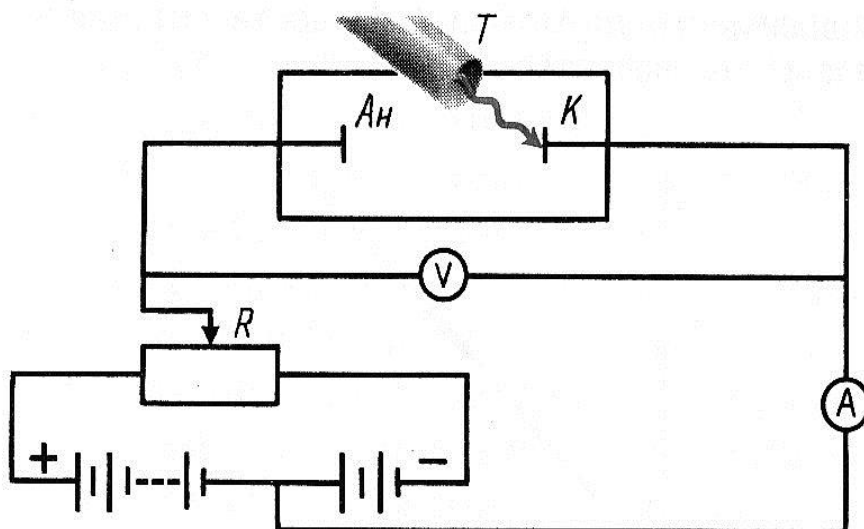


Рис. 2.3

Согласно **первому закону**, называемому законом Столетова, **величина фототока I_{ϕ} прямо пропорциональна интенсивности J падающего на катод света при неизменном спектральном составе излучения** : $I_{\phi} = \alpha J$. На рис. 2.4 представлена линейная зависимость фототока I_{ϕ} от интенсивности J . Данную зависимость получают следующим образом.

Катод освещают монохроматическим светом при постоянных значениях частоты ν и напряжения V между катодом и анодом. При этих условиях измеряют величину фототока I_{ϕ} при разных значениях интенсивности J падающего света.

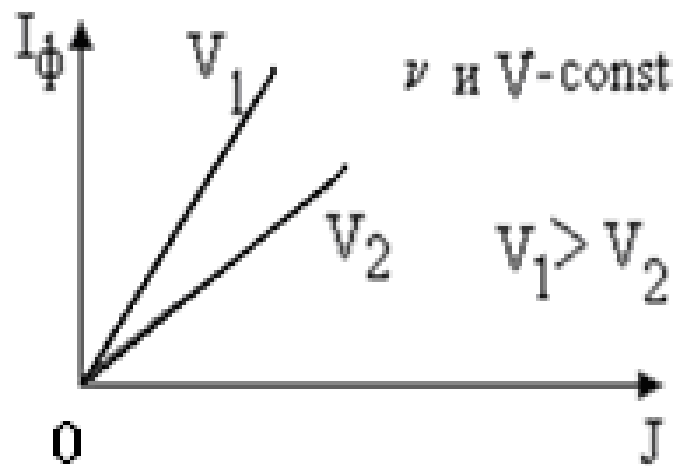


Рис.2.4

Второй закон фотоэффекта утверждает, что *для каждого вещества катода существует наименьшая частота $\nu_{кр}$ падающего света, ниже которой фотоэффект не наблюдается.*

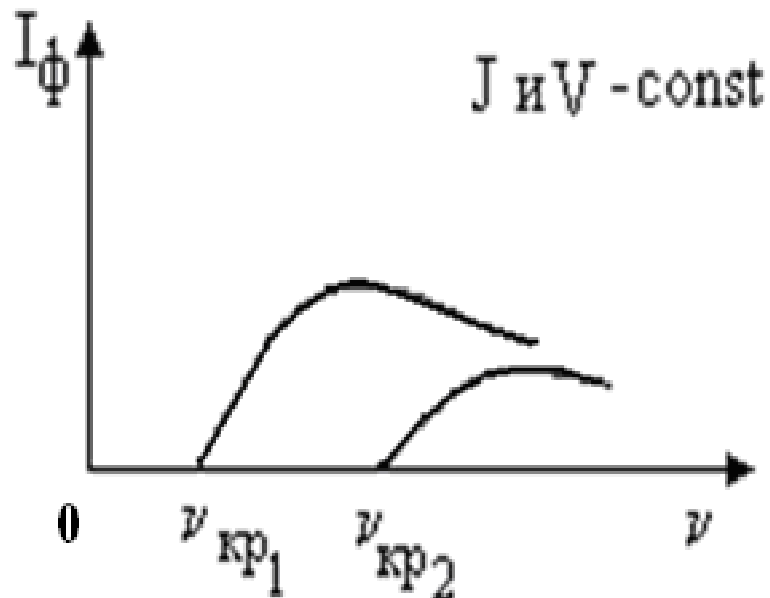


Рис.2.5

Эта частота называется красной границей фотоэффекта. Красная граница $\nu_{кр}$ различна для разных материалов и является их характеристикой.

Выполнение данного закона проверяется путем построения спектральной характеристики $I_{\phi}(\nu)$, т. е. зависимости величины фототока I_{ϕ} от частоты ν падающего света при постоянных значениях интенсивности J падающего света и напряжения V между катодом и анодом (рис. 2.5).

Вид кривой $I_{\phi}(\nu)$ зависит от материала катода. Величина фототока I_{ϕ} может изменяться с изменением частоты ν света монотонно или иметь максимум при определенной частоте, уменьшаясь по обе стороны от максимального значения.

Третий закон фотоэффекта говорит о том, что *максимальная кинетическая энергия T_{max} фотоэлектронов (начальная скорость) не зависит от интенсивности J падающего света.*

Анализ вольт-амперных характеристик, а именно зависимостей величины фототока I от напряжения U между катодом и анодом для нескольких значений интенсивности J падающего света при неизменном значении его частоты ν , позволяет подтвердить выполнение этого закона. Примерный вид подобных зависимостей приведен на рис. 2.6.

Участок AB графика соответствует току насыщения $I_{нас}$ фотоэлемента. При этом сила тока при $V > V_A$ не зависит от напряжения между катодом и анодом, потому что все электроны, выбитые светом в область пространства между катодом и анодом, достигают анода.

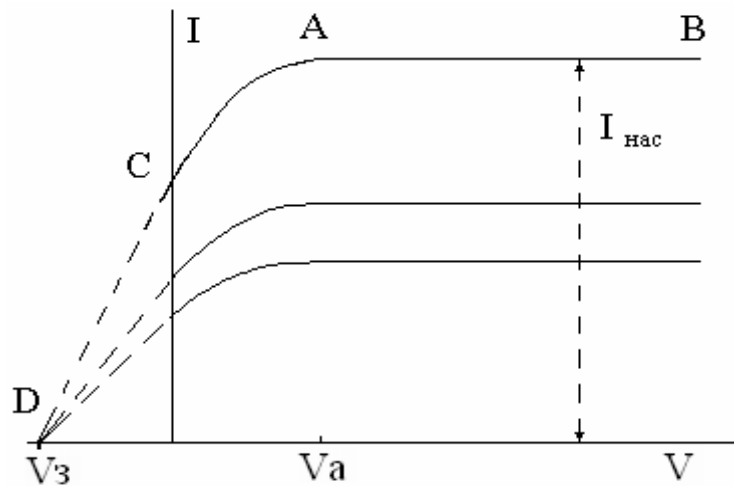


Рис. 2.6

При напряжениях $V < V_A$ электрическое поле между катодом и анодом недостаточно для того, чтобы при данной геометрии фотоэлемента собрать на аноде все выбитые электроны. Сила тока становится меньше $I_{\text{нас}}$. Причем при нулевом и даже отрицательном напряжении на аноде сила тока отлична от нуля. Это объясняется тем, что некоторые выбитые фотонами электроны обладают достаточным запасом кинетической энергии для того, чтобы даже в тормозящем поле достичь анода (участок графика CD).

При некоторой определенной разности потенциалов задерживающего поля V_z наступает состояние, когда даже самые энергичные из летевших к аноду электронов останавливаются вблизи него и отбрасываются назад к катоду. Ток через фотоэлемент при этом становится равным нулю (точка D графика). Работа сил тормозящего электрического поля над электронами с

максимальной кинетической энергией в момент их остановки около анода равна приращению этой энергии:

$$0 - \frac{mv_{\text{МАКС}}^2}{2} = -|eV_3|. \quad (2.1)$$

В реальном фотоэлементе анод и катод могут быть изготовлены из различных веществ. Поэтому между ними, кроме разности потенциалов V , обусловленной внешним источником, возникает так называемая контактная разность потенциалов $V_{\text{конт}}$. Вольтметр, включенный в схему, измерить $V_{\text{конт}}$ не может. Следовательно, точке D графика соответствует истинное напряжение

$$V_D = V_3 + V_{\text{конт}}. \quad (2.2)$$

Особенностью представленных на рис. 2.6 кривых $I_{\text{ф}}(V)$ является то, что значение V_3 остается постоянным, а значит, T_{max} не зависит от интенсивности J падающего света.

Четвертый закон фотоэффекта утверждает, что **максимальная кинетическая энергия T_{max} фотоэлектронов (начальная скорость) линейно зависит от частоты ν падающего света**. Выполнение этого закона можно проверить, построив вольт-амперную характеристику для фиксированных, но разных значений частот ν падающего света и при его неизменной интенсивности I (рис. 2.7). Из приведенных кривых $I_{\text{ф}}(V)$ видно, что максимальная кинетическая энергия T_{max} фотоэлектронов, связанная с величиной U_3 , изменяется при изменении частоты ν падающего света. Причем

чем больше частота, тем больше кинетическая энергия.

Отклонение экспериментальной вольт-амперной характеристики от линейной на участке от точки возникновения фототока вплоть до начального участка тока насыщения объясняется возникновением возле фотокатода отрицательного объемного заряда, состоящего из фотоэлектронов малых энергий.

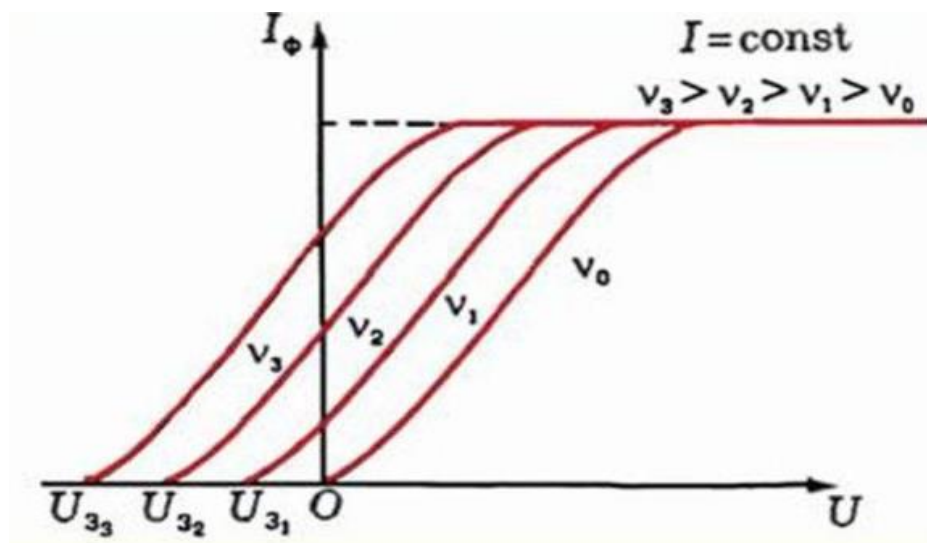


Рис. 2.7

В линейном характере $T_{\max}(\nu)$ можно убедиться, если построить зависимость абсолютной величины запирающего напряжения U_z от частоты ν . Для убедительности на рис.2.8 представлена подобная зависимость кинетической энергии ($T_{\max} = eU_z$) фотоэлектронов от частоты.

Из графика легко определяются и красная граница ν_0 , и работа выхода A , и постоянная Планка. Отметим только, что

угол α наклона прямой не зависит от материала, из которого изготовлен катод ($\text{tg}\alpha=h$).

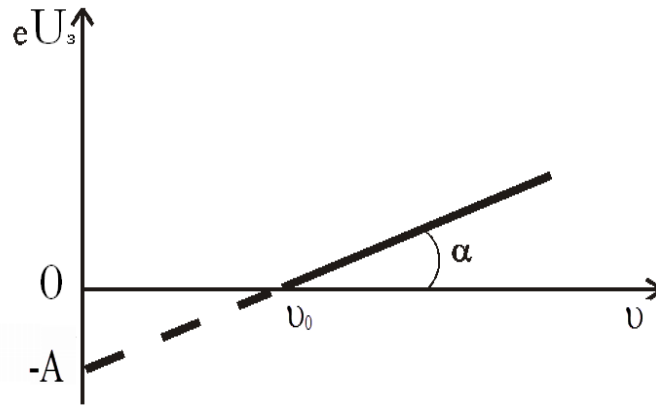


Рис. 2.8

Необходимо заметить, что в рамках классического волнового подхода к излучению невозможно объяснить законы фотоэффекта. Согласно волновой теории электроны в металле, из которого сделан катод, под действием падающей электромагнитной волны совершают вынужденные колебания с амплитудой, пропорциональной амплитуде этой волны. При резонансе между собственными колебаниями электрона и колебаниями падающей волны амплитуда колебаний электрона становится большой, что может привести к разрыву связи электрона с металлом и выходу его наружу с некоторой скоростью v . Кинетическая энергия $T_{\text{кин}}$ электрона, определяющая эту скорость, заимствуется у падающей волны, а ее величина находится в прямой зависимости от интенсивности J этой волны. Но это противоречит действительности, поскольку от интенсивности J падающей волны зависит только число

выбываемых фотоэлектронов (первый закон фотоэффекта), а **кинетическая энергия электронов не зависит от интенсивности J** (третий закон). Кроме того, с позиций электромагнитной теории света нельзя объяснить и второй закон фотоэффекта.

2.2. Квантовая теория фотоэффекта. Фотоны

В 1905 г. Эйнштейн показал, что все основные закономерности фотоэффекта легко объясняются с корпускулярной точки зрения на излучение. Он развил идеи Планка и пришел к выводу, что излучение испускается, распространяется и поглощается только квантами с энергией $E = h\nu$. Иными словами, свет частотой ν не только покидает атом в виде порции энергии, равной $h\nu$, но и в дальнейшем распространяется в пространстве и вступает во взаимодействие с веществом в виде такой порции, локализованной и перемещающейся как целое со скоростью света. Такие частицы принято называть **фотонами**.

Энергия фотона зависит от его частоты и равна $h\nu$. Фотоны переносят не только энергию, но и импульс

$$P = \frac{h\nu}{c}$$

в направлении, совпадающем с направлением распространения волны.

По гипотезе Эйнштейна в монохроматическом свете частотой ν все кванты имеют одинаковую энергию $\varepsilon = h\nu$. Поглощение порции света представляется как поглощение одного фотона одним электроном. При этом фотон передает всю свою энергию электрону (считается, что вероятность поглощения электроном одновременно двух и более фотонов ничтожно мала).

Взаимодействуя с электроном металла, фотон может обмениваться с ним энергией и импульсом. Такой процесс взаимодействия напоминает удар шаров, и поэтому его образно называют *столкновением*. Фотоэффект возникает при *неупругом столкновении* фотона с электроном. При таком столкновении фотон поглощается, а его энергия передается электрону. Таким образом, электрон приобретает кинетическую энергию не постепенно, а сразу—в результате единого акта столкновения. Этим и объясняется *безынерционность* фотоэффекта.

Энергия поглощаемого фотона может затрачиваться на отрыв электрона от атома внутри металла. Оторванный электрон может взаимодействовать с атомом внутри металла, теряя свою энергию на тепло. Максимальной энергией вылетевший электрон будет обладать лишь, если внутри металла он будет свободен, т. е. не связан с атомом, а при вылете наружу не будет расходовать энергию на тепло. В этом случае кинетическая энергия электрона тратится только на преодоление задерживающих сил, действующих в поверхностном слое металла, т. е. *на работу выхода*.

Возникает вопрос: как может «свободный электрон в металле» поглотить фотон? Данное утверждение несовместимо с

законами сохранения энергии и импульса. На самом деле противоречия нет, так как «свободный электрон в металле» в действительности не свободен. Он как бы заперт в потенциальном ящике, вблизи стенок которого действует задерживающее поле. Фотон взаимодействует не только с электроном, имеет место взаимодействие обеих этих частиц с металлом в целом. При взаимодействии же трех тел законы сохранения энергии и импульса могут выполняться одновременно. Импульс фотона воспринимается как электроном, так и металлом, энергия же передается только электрону, так как масса металла может считаться бесконечно большой.

Закон сохранения энергии при поглощении фотона выражается уравнением, которое называется уравнением Эйнштейна для фотоэффекта:

$$h\nu = A_{\text{и}} + A_{\text{вых}} + T_{\text{кин}} , \quad (2.3)$$

где $A_{\text{и}}$ – энергия отрыва электрона от атома (энергия ионизации), $A_{\text{вых}}$ – работа выхода электрона за пределы поверхности тела, $T_{\text{кин}}$ – кинетическая энергия электрона. Согласно этому уравнению энергия фотона, поглощенного электроном, тратится на отрыв электрона от атома, на работу по выходу электрона за пределы поверхности тела и на сообщение электрону кинетической энергии. Металлы характеризуются тем, что у них имеется большое количество свободных электронов, поэтому считается, что $A_{\text{и}} = 0$. Тогда для металлов из (2.3) окончательно следует привычная для нас форма записи **уравнения Эйнштейна для внешнего фотоэлектрического эффекта:**

$$h\nu = A_{\text{вых}} + T_{\text{кин}}. \quad (2.4)$$

Опираясь на квантовый подход к излучению и уравнение Эйнштейна, можно следующим образом объяснить законы фотоэффекта.

Первый закон: количество выбитых за единицу времени фотоэлектронов, определяющих величину фототока $I_{\text{ф}}$, должно быть прямо пропорционально количеству падающих за это время фотонов, которые характеризуют интенсивность излучения J .

Второй закон: фотоэффект имеет место только при условии, что $h\nu \geq A_{\text{вых}}$ (для металла). Это означает, что существует минимальная частота $\nu_{\text{кр}}$ (красная граница) $h\nu_{\text{кр}} = A_{\text{вых}}$, для которой еще может наблюдаться фотоэффект.

Третий и четвертый законы: из уравнения Эйнштейна видно, что кинетическая энергия $T_{\text{макс}}$ электронов не зависит от интенсивности J , а зависит от частоты ν падающего света, причем линейно.

Отметим, что уравнение Эйнштейна допускает экспериментальную проверку. Наиболее точная проверка была выполнена Лукирским и заключалась в построении зависимости абсолютной величины запирающего напряжения $|U_3|$ от частоты ν падающего света (см. рис. 2.8).

Одной из важнейших характеристик фотоэмиттера (т. е. фотокатода) является его *квантовая эффективность* (квантовый выход) Y . Пусть на фотоэмиттер падает в единицу времени $n \gg 1$ фотонов. Тогда число электронов n_e , испускаемых этим фотоэмиттером за единицу времени, равно

$$n_e = Yn. \quad (2.5)$$

Если энергия фотона меньше значения, соответствующего красной границе фотоэффекта ν_0 , квантовый выход равен нулю (эффект не наблюдается). При увеличении частоты света $\nu > \nu_{кр}$ квантовый выход быстро растет, достигая максимума при некоторой частоте ν_1 , затем уменьшается; при еще большем росте частоты может опять наблюдаться медленный рост квантового выхода. Указанный характер зависимости $Y(\nu)$ связан с энергетическими состояниями свободных электронов и наблюдается у металлов.

Для большинства металлов максимальное значение величины Y не превышает 0,1 при энергии фотона $h\nu = (10—20)$ эВ. Кроме того, красная граница фотоэффекта для щелочных металлов соответствует энергии фотона $\varepsilon_0 \approx 3 \div 5$ эВ, а для остальных металлов еще больше — $\varepsilon_0 \approx 10 \div 15$ эВ. Сказанное означает, что металлические фотоэмиттеры нефоточувствительны в видимой области спектра и, кроме того, имеют малый квантовый выход. Поэтому чистые металлы практически не используются в качестве фотоэмиттеров в электровакуумных приборах.

Эффективные фотоэмиттеры в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра созданы на основе полупроводниковых материалов. При этом следует отметить, что, переходя от металлов к полупроводникам, нужно применять в уравнении Эйнштейна вместо работы выхода $A_{\text{Вых}}$ другую энергию W — *порог фотоэффекта* :

$$h\nu = W + E_{\text{кин макс}}. \quad (2.6)$$

Это связано с более сложным, чем у металлов, характером энергетических состояний электронов, способных покинуть полупроводник при фотоэффекте. Существенное влияние на фотоэмиссию оказывают примесь, добавленная в полупроводник, и состояние его поверхности. При использовании полупроводниковых фотоэмиттеров удастся увеличить максимальное значение квантового выхода Y_{max} до 0,5 при пороге фотоэффекта $W = 1 \div 2$ эВ.

Корпускулярные свойства фотона не должны заслонить тот факт, что для огромного круга явлений волновые представления оказались в высшей степени плодотворными, так как и в явлении фотоэффекта есть черты, говорящие в пользу классических волновых представлений о свете. Эти черты особенно отчетливо проступают при исследовании зависимости силы фототока от длины волны. Для исследования зависимости силы фототока от длины волны необходимо определить силу тока насыщения, которая соответствует вполне определенной энергии падающего света. Если по оси ординат отложить силу тока насыщения, отнесенную к поглощенной лучистой энергии, а по оси абсцисс - длины волн, то данная зависимость будет иметь вид, представленный на рис. 2. 9.

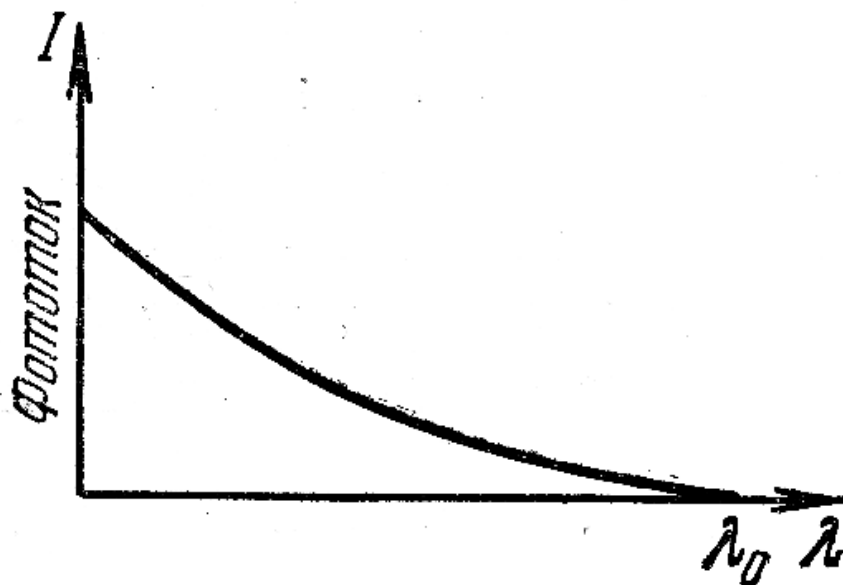


Рис. 2.9

Из представленного рисунка видно, что красная граница соответствует $\lambda = \lambda_0$ и с уменьшением длины волны сила тока на единицу поглощенной энергии возрастает. Это означает, что свет с более короткой длиной волны более эффективен. При этом необходимо принять во внимание и тот факт, что чем короче длина волны падающего света, тем меньше квантов содержится в единице поглощенной энергии.

Однако опыт показал, что ход зависимости, изображенный на рис. 2.9, не всегда имеет место. У ряда металлов, особенно щелочных, для которых красная граница лежит далеко в видимой и даже инфракрасной областях спектра и которые, следовательно, чувствительны к широкому интервалу длин волн, наблюдается следующая особенность: сила тока имеет резко выраженный максимум для определенного спектрального

участка, быстро спадая по обе его стороны (селективный, или избирательный, фотоэффект, рис. 2.10).

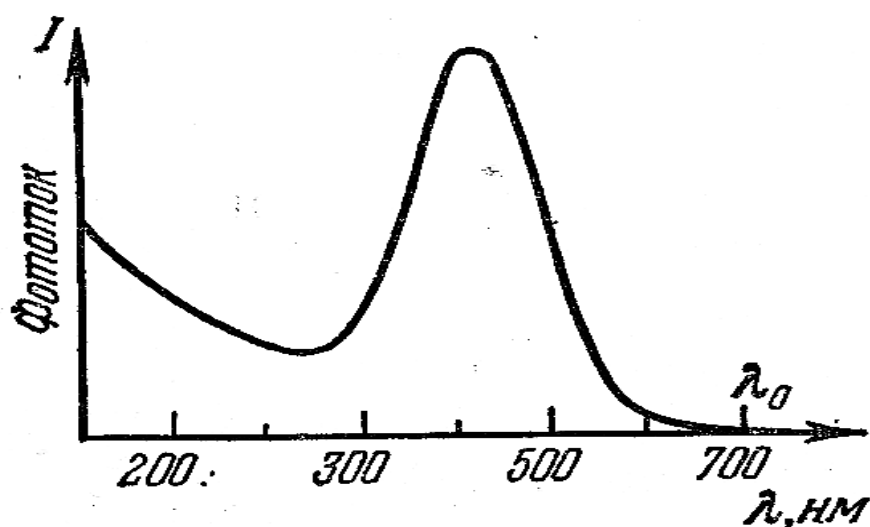


Рис.2.10

Селективность фотоэлектрических явлений очень напоминает резонансные эффекты. Дело обстоит так, как будто электроны в металле обладают собственным периодом колебаний, и по мере приближения частоты возбуждающего света к собственной частоте электронов амплитуда колебаний их возрастает и они преодолевают работу выхода.

Отметим, однако, что явление селективного фотоэффекта сильно зависит от направления поляризации света и угла падения. Если падающий свет поляризован так, что электрический вектор параллелен плоскости падения (E_{\parallel}), то эффект резко усиливается (рис. 2.11). Наоборот, при повороте плоскости поляризации на 90° (E_{\perp}) селективный фотоэффект исчезает. В первом случае электрический вектор имеет составляющую, перпендикулярную к поверхности металла, во втором—нет. Легко заметить, что эта составляющая E_0 вектора

электрического поля E_{\parallel} , перпендикулярная к поверхности металла, тем больше, чем ближе угол падения света к прямому, и, следовательно, величина селективного максимума резко возрастает по мере увеличения угла падения.

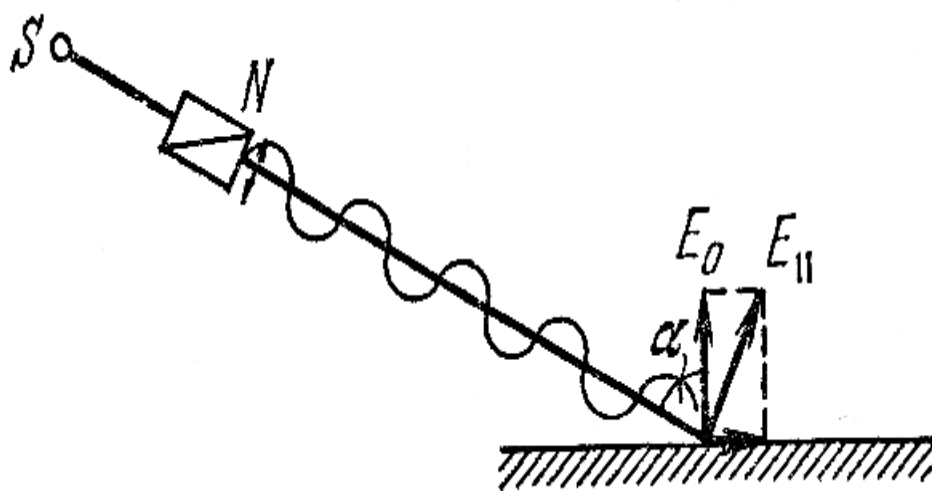


Рис. 2.11

Селективный фотоэффект является прямым экспериментальным свидетельством применимости понятия поляризации к отдельному фотону. Фотон нельзя представить себе как пространственно распределенный объект, различные части которого находятся в различных областях (или точках) пространства. Нельзя представить себе фотон как некоторую область пространства, заполненную электромагнитным полем. Нельзя соотнести с фотоном напряженность электрического или магнитного поля, которыми характеризуется электромагнитная волна. Он является квантовым объектом, который нельзя себе представить с помощью классических образов. Поэтому мы

вынуждены описывать фотон с использованием квантовой модели, которая правильно описывает не только отдельные физические факты, но и всю совокупность явлений атомного и субатомного мира.

3. ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3-10

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ СТЕФАНА - БОЛЬЦМАНА С ПОМОЩЬЮ ПИРОМЕТРА

Цель работы: определение постоянной σ в законе Стефана – Больцмана, а также ознакомление с одним из методов измерения температуры нагретых тел.

Приборы и принадлежности: пирометр ЛОП-72, источник питания эталонной лампы пирометра, исследуемая лампа с вольфрамовой нитью накала, источник питания исследуемой лампы, реостат, два амперметра, вольтметр, графики зависимости $T_{\text{я}}(I_{\text{э}})$, $a_{\text{T}}(T_{\text{я}})$ и $k(P)$.

МЕТОД ЭКСПЕРИМЕНТА

В основе методики определения постоянной σ в законе Стефана – Больцмана лежат нахождение абсолютной температуры T источника излучения с помощью оптического пирометра с исчезающей нитью, измерение напряжения U вольтметром и величины силы тока I амперметром.

Если излучение происходит в среде с температурой T_0 , то мощность, передаваемая среде с единицы поверхности тела вследствие излучения,

$$R_{\vartheta} = a_T \sigma (T^4 - T_0^4), \quad (3.1)$$

а мощность, излучаемая поверхностью площадью S ,

$$R_{\vartheta} S = a_T \sigma S (T^4 - T_0^4),$$

где α_T — поглощательная способность серого тела.

В качестве излучателя в данной работе используется вольфрамовая нить лампы накаливания, нагреваемая электрическим током. Для лампы накаливания $T = 1000$ К и выше, для окружающей среды $T_0 = 300$ К, поэтому T_0^4 составит не более 2 % от T^4 , и тогда для излучаемой мощности запишем

$$R_{\vartheta} S = a_T S \sigma T^4, \quad (3.2)$$

где S — полная площадь поверхности вольфрамовой нити.

Мощность тока IU , затрачиваемая на поддержание вольфрамовой нити в накаливаемом состоянии при данной температуре T , компенсирует излучаемую мощность. Но не вся электрическая мощность, измеряемая при помощи амперметра и вольтметра, идет на излучение, так как часть ее отводится в виде тепла вследствие теплопроводности токоподводящих проводов и среды, окружающей накаливаемое тело.

Мощность P_1 , которая расходуется на излучение накаливаемого тела, можно вычислить, умножив IU на коэффициент k , определяемый экспериментально:

$$P_1 = kIU. \quad (3.3)$$

Здесь $k < 1$ — коэффициент, учитывающий потери мощности за счет теплопроводности. Значения его для данной лампы определяются по графику, находящемуся на установке.

Приравнивая kIU к мощности, теряемой вольфрамовой нитью и представленной в соотношении (3.2) для поверхности S , записываем:

$$kIU = a_T S \sigma T^4.$$

Тогда для определения постоянной Стефана – Больцмана получим следующее соотношение:

$$\sigma = \frac{kIU}{a_T S T^4}, \quad (3.4)$$

в котором a_T — коэффициент поглощения при данной температуре T , значения которого приведены на графике на установке.

Если бы исследуемое тело было абсолютно черным, то найденная указанным способом температура была бы его истинной температурой, в противном случае она характеризует температуру абсолютно черного тела, имеющего для длины волны 655 нм ту же яркость, что и исследуемое тело. Поэтому такая температура носит название яркостной температуры тела t_J , °С. Переход к яркостной абсолютной температуре T_J осуществляется по известной формуле

$$T_J = t_J + 273. \quad (3.5)$$

Зная T_J и спектральный коэффициент черноты a_T (см. прилагаемый к установке график), можно найти истинную абсолютную температуру T тела, вычисляемую по формуле

$$T = \frac{T_J}{1 + \frac{\lambda}{c_2} T_J \ln a_T}, \quad (3.6)$$

где $c_2 = 1.439 \cdot 10^{-2}$ м·К — постоянная, $\lambda = 6.55 \cdot 10^{-7}$ м — длина волны красного света.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Принципиальная схема экспериментальной установки изображена на рис. 3.1. В левой части рисунка приведена схема включения исследуемой лампы накаливания 12 с вольфрамовой нитью, которая состоит из понижающего трансформатора Тр, реостата R2, амперметра А и вольтметра V. В правой же части — общий вид и основные узлы пирометра ЛОП-72.

Пирометр ЛОП-72 построен по классической схеме

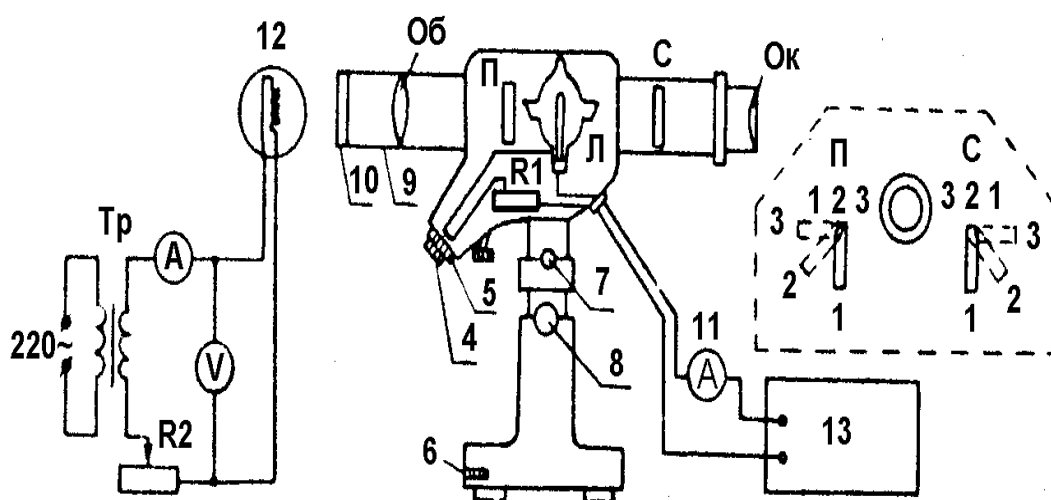


Рис. 3.1

монохроматического пирометра с исчезающей нитью накала и включает в себя пирометрическую лампу Л, оптическую систему и отдельный источник питания пирометрической лампы 13.

Пирометрическая лампа питается от этого источника током,

регулируемым реостатом R1, вмонтированным в корпус пирометра, путем вращения регулировочных колец 4 и 5 для тонкой и грубой регулировки. Регистрация тока осуществляется амперметром 11. Для изменения высоты и наклона оптической оси пирометра предназначены ручки 6, 7, 8. Перемещение объектива Об осуществляется вращением трубы 9. Для предохранения объектива от повреждений используется защитная крышка 10.

Оптическая схема пирометра приведена на рис. 3.2. В фокусе объектива Об помещена пирометрическая лампа Л с нитью накала, изогнутой в форме полукруга. Окуляр Ок позволяет одновременно наблюдать среднюю часть нити пирометрической лампы и изображение поверхности исследуемого нагретого тела, расположенного в фокальной плоскости объектива. Получение резкой видимости нити пирометрической лампы осуществляется перемещением окуляра Ок, а резкости изображения поверхности исследуемого тела —

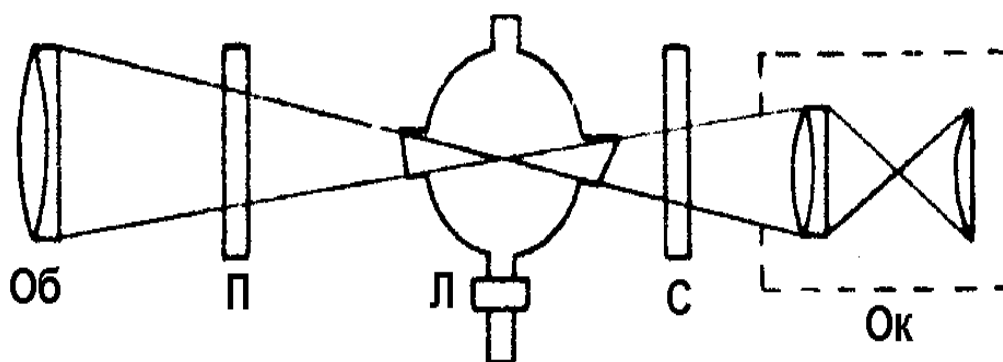


Рис.3.2

перемещением объектива Об. Между пирометрической лампой Л и окуляром Ок помещен красный светофильтр С, который пропускает почти монохроматическую часть света с длиной волны 655 нм, испускаемого телом и нитью. Между объективом Об и лампой Л для измерения высоких (свыше 1400 °С) температур вводятся поглотители П. Выбор светофильтров С и поглотителей П производится трехпозиционными переключателями 1,2,3 (рис. 3.1).

Пирометр предназначен для измерения яркостной температуры нагретых тел по их тепловому излучению в видимой области спектра в свете эффективной длины волны 655 ± 1 нм. Диапазон измеряемых температур от 900 до 6000 °С. Измерение температуры выше 1400 °С осуществляется с помощью поглотителей.

Наблюдая нить пирометрической лампы на фоне раскаленного тела, регулируют ток нити до тех пор, пока нить станет невидимой на фоне изображения раскаленного тела, что происходит при равенстве яркостей изображения раскаленного тела и нити. По показаниям амперметра 11, включенного в цепь пирометрической лампы, используя график, прилагаемый к установке, можно узнать, какой температуре абсолютно черного тела соответствует излучение исследуемого тела.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Подготовка установки к работе.

- 1.1. Ознакомиться с устройством, принципом действия и назначением ручек управления пирометром. Вывинтить защитную крышку 10 объектива Об (рис. 3.1).
- 1.2. Установить исследуемую лампу на расстоянии $0.8 \div 1$ м от пирометра.
- 1.3. Поворотом регулировочного кольца 4 (рис. 3.1) до упора вправо ввести полностью реостат пирометра R1 в цепь пирометрической лампы. Кольцо 5 установить в среднее положение между крайними (левым и правым) положениями.
- 1.4. Включить вилку шнура блока питания пирометрической лампы в сеть 220 В.
- 1.5. Глядя в окуляр Ок пирометра, медленно вращая кольцо 4 влево, добиться такого положения, при котором нить пирометрической лампы стала бы заметно светиться.
- 1.6. Перемещением окуляра Ок добиться четкого изображения нити пирометрической лампы.
- 1.7. Включить источник питания исследуемой лампы в сеть 220 В и увеличением тока в цепи с помощью реостата R2 обеспечить видимое свечение лампы.
- 1.8. Произвести наводку пирометра на нить исследуемой лампы. При этом нужно добиться такого положения, чтобы изображения средних частей нитей пирометрической и исследуемой ламп пересекались. Это достигается путем изменения высоты подставки, на которой крепится лампа, а также путем вращения ручек 6, 7, 8, служащих для изменения высоты и наклона оптической оси пирометра. Наводка на

резкость изображения нити исследуемой лампы осуществляется вращением трубы 9.

2. Проведение измерений и обработка результатов

2.1. Для записи результатов измерений и расчетов составить таблицу.

№ п/п	U, В	I, А	I _э , А	<I _э >, А	Т _я , К	а _т	Р, Вт	k	Т, К	$\sigma, \frac{Вт}{м^2 К^4}$
1										
2										
3										

2.2. Установить сектор светофильтров С и сектор поглотителей П в положения 2 (см. рис. 3.1).

2.3. Установить некоторое напряжение U накала исследуемой лампы в пределах от 6 до 9 В и определить соответствующий ток накала I.

2.4. Вращая регулировочные кольца 4 и 5 (см. рис. 3.1), уравнивать яркости нитей исследуемой и пирометрической ламп по исчезновению темной или светлой полосы в месте их пересечения. Снять показания амперметра 11 пирометра и значение показываемого им тока I_э занести в таблицу.

- 2.5. Провести измерения по п.2.4 три раза и определить среднее значение тока пирометра $\langle I_{\text{э}} \rangle$.
- 2.6. Повторить измерения по пунктам 2.3–2.5 для еще двух значений напряжения U накала исследуемой лампы в указанном диапазоне.
- 2.7. Определить для всех опытов яркостную температуру $T_{\text{я}}$, используя кривую калибровочного графика (находится на рабочем месте) и найденные значения среднего тока пирометра $\langle I_{\text{э}} \rangle$.
- 2.8. Для найденных значений $T_{\text{я}}$ определить по графику (находится на рабочем месте) коэффициент поглощения вольфрама $a_{\text{т}}$.
- 2.9. Вычислить мощность, потребляемую лампой, по формуле $P = I \cdot U$.
- 2.10. Определить коэффициент k , учитывающий потерю мощности за счет теплопроводности, используя график, находящийся на рабочем месте, и найденные значения мощности.
- 2.11. Определить истинную температуру по формуле (3.6).
- 2.12. Рассчитать постоянную Стефана – Больцмана по формуле (3.4), в которой $S = (8.8 \pm 0.3) \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$ — полная площадь поверхности нити накала исследуемой лампы.
- 2.13. Используя три полученных значения, определить среднее значение и рассчитать погрешность измерения постоянной Стефана – Больцмана.

ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

1. Что такое тепловое излучение и каковы его свойства?
2. Дайте определения энергетической светимости и ее спектральной плотности. Как они связаны друг с другом?
3. Что такое поглощательная способность? Какие тела называются абсолютно черными и серыми?
4. Сформулируйте и выведите закон Кирхгофа.
5. Сформулируйте закон Стефана – Больцмана.
6. Сформулируйте закон смещения Вина. Постройте зависимость излучательной способности абсолютно черного тела от длины волны при разных температурах.
7. Что такое оптическая пирометрия? Что понимают в оптической пирометрии под радиационной, яркостной и цветовой температурой?
8. Каковы устройство и принцип действия оптического пирометра с исчезающей нитью?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3-11

ОПРЕДЕЛЕНИЕ

«КРАСНОЙ ГРАНИЦЫ» ФОТОЭФФЕКТА И РАБОТЫ ВЫХОДА ЭЛЕКТРОНОВ

- Цели работы:**
- 1) изучение законов фотоэффекта;
 - 2) ознакомление со спектральной характеристикой фотокатода;

3) определение длины волны света, освещающего фотокатод, при которой прекращается эмиссия фотоэлектронов; 4) определение работы выхода электронов из материала катода.

Приборы и принадлежности: источник света – лампа накаливания, конденсорная линза, призмный монохроматор УМ-2, фотоэлектронный умножитель ФЭУ-18А, стабилизированный выпрямитель, микроамперметр.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Экспериментальная установка собрана на базе призмного монохроматора УМ-2. Монохроматор (рис. 3.3) представляет собой спектроскоп, у которого окуляр зрительной трубы заменен щелью 4, расположенной в фокальной плоскости объектива. Призма 5 осуществляет спектральное разложение света лампы накаливания. Поворачивая призму монохроматора путём вращения барабана 6, можно направить на выходную щель 4 отдельные спектральные интервалы излучения лампы накаливания и тем самым изменить частоту освещающего фотокатод света.

Длина волны, а следовательно, и частота света определяются по положению отсчётного барабана 6 монохроматора. Пересчёт делений барабана в длины волн производится по графику калибровки барабана, приложенному к работе.

Ширина выходной 4 и входной 3 щелей регулируется барабанчиками 1 и 2 соответственно. Вращение призмы 5 осуществляется за счёт поворота столика 7, на котором она укреплена. Значения входной 3 и выходной 4 щелей даны на экспериментальной установке.

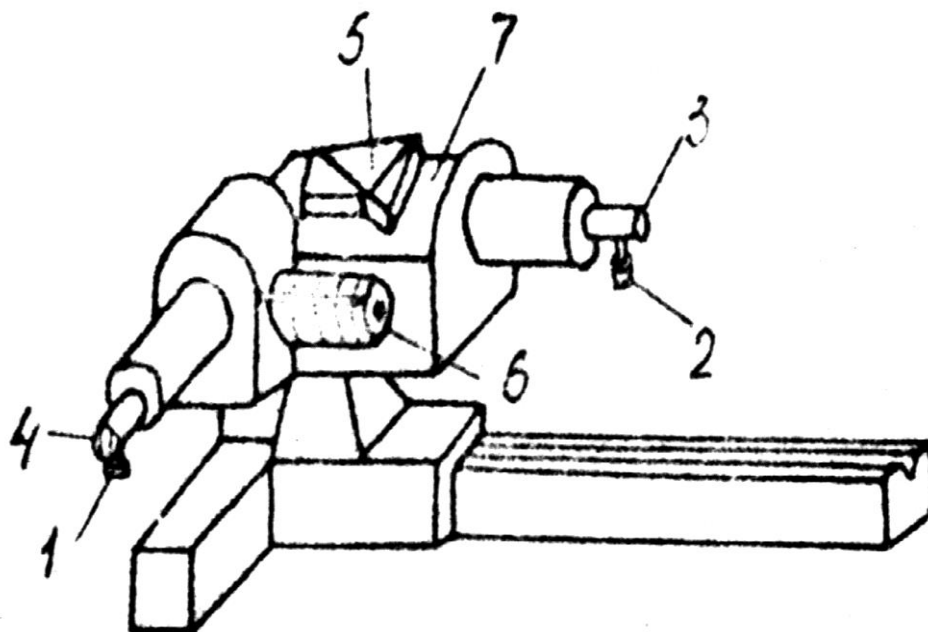


Рис. 3.3. Монохроматор УМ-2

Оптическая схема экспериментальной установки приведена на рис. 3.4. Свет от источника 1 (лампа накаливания 12 В, питающаяся от понижающего трансформатора) с помощью однолинзового конденсора 2 фокусируется на входную щель 3 монохроматора УМ-2, выделяющего узкий спектральный интервал, и далее — через

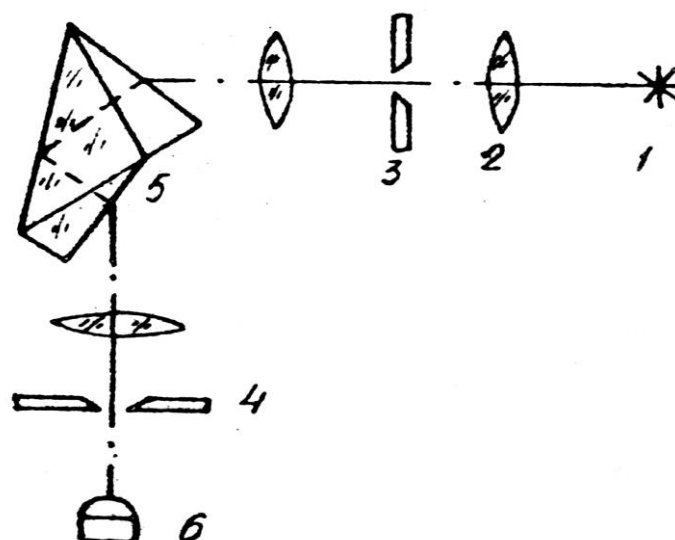


Рис. 3. 4. Оптическая система установки

выходную щель 4 попадает на катод фотоумножителя 6. С помощью переменной входной щели 3 можно менять величину светового потока. Регулировка выходной щели 4 позволяет выделять узкий спектральный интервал пучка света, прошедшего через призму 5 монохроматора.

Приемником светового потока служит фотоэлектронный умножитель ФЭУ-18А. В отличие от фотоэлемента, содержащего катод и анод, фотоумножитель между катодом и анодом содержит диноды, которые имеют металлическую поверхность, чувствительную к электронной бомбардировке, и благодаря вторичной электронной эмиссии усиливают поток электронов в миллионы раз. Питание ФЭУ осуществляется от стабилизированного источника питания.

Выходное напряжение источника питания ФЭУ составляет от 800 до 2500 В при токе 4 мкА. Необходимо отметить, что «плюс» выходного напряжения соединен с корпусом источника. Нестабильность выходного напряжения источника питания после прогрева в течение 1 часа не более 0,5 %. Минимальное рабочее напряжение для данного фотоумножителя 750 В, максимальное – 1500 В. Катод фотоумножителя сурьмяно-цезиевый, обладающий малой работой выхода и, следовательно, «красной границей» фотоэффекта, находящейся в видимой области спектра.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. На фотоумножитель подайте напряжение от высоковольтного стабилизатора напряжения, величина которого указана на установке. Для этого необходимо выполнить следующие действия.

1.1. Поставьте у стабилизатора напряжения выключатель

выходного напряжения в положение ВЫКЛЮЧЕНО.

1.2. Поставьте ручку ступенчатой регулировки напряжения в положение 1000 В.

1.3. Включите штепсельную вилку шнура питания стабилизатора в розетку 220 В, 50 Гц.

1.4. Включите тумблер СЕТЬ 220 В. При этом загорится сигнальная лампочка, указывающая полярность соединенного с корпусом полюса прибора, и через 20 - 30 с киловольтметр должен показать величину выходного напряжения.

1.5. Через 2 - 3 минуты после включения сети тумблером НАПРЯЖЕНИЕ ВЫХОДА включите стабилизатор на нагрузку. При этом должна загореться сигнальная лампочка выходного напряжения красного цвета.

2. Включите штепсельную вилку шнура питания источника света в розетку 220 В, 50 Гц.

3. Перед регулировкой щелей монохроматора необходимо ознакомиться с инструкцией, прилагаемой к работе.

Установите ширину выходной щели 4 монохроматора (рис. 3.3) с помощью регулировочного барабанчика 1 порядка 0,1 мм. Цена деления 0,01 мм, поэтому показания на барабанчике должны превышать деление с цифрой 10.

4. Ширину входной щели 3 подберите с помощью барабанчика 2 так, чтобы при максимальном сигнале, снимаемом с фотоумножителя, отклонение стрелки не выходило бы за пределы шкалы микроамперметра. Для этого сначала необходимо открыть входную щель и поворачивать барабан 6 микрометрического винта поворотного механизма призменного столика 7 до тех пор, пока фототок не достигнет максимального значения. После этого следует скорректировать входную щель, наблюдая за стрелкой

микроамперметра, которая не должна выходить за пределы шкалы.

5. Длину волны света, освещающего фотокатод, изменяйте вращением барабана 6 призмного столика монохроматора. При этом отмечайте деления шкалы барабана и показания микроамперметра.

Для пересчёта делений барабана в длины волн необходимо использовать прилагаемый к работе график калибровки барабана. Результаты измерений занесите в таблицу.

№ деления барабана	Длина волны λ , нм	Сила тока I , мкА

6. Постройте кривую спектральной характеристики катода фотоумножителя и проанализируйте её.

7. Экстраполируя длинноволновый край полученной кривой к нулевому значению I , найдите λ_0 .

8. Вычислите работу выхода электронов в электронвольтах, используя соотношение $A_{\text{вых}} = \frac{hc}{\lambda_0}$.

9. Оцените систематическую погрешность измерения длины волны λ_0 и работы выхода $A_{\text{вых}}$.

ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

1. В чем заключается явление внешнего фотоэффекта?

2. Сформулируйте основные законы фотоэффекта.
3. Как объясняются законы фотоэффекта квантовой теорией света?
4. Запишите и объясните формулу Эйнштейна.
5. Объясните явление селективного фотоэффекта.
6. Объясните опыт Столетова.
7. Как зависит кинетическая энергия фотоэлектронов от частоты света, падающего на фотокатод?
Постройте эту зависимость и объясните её.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3-12

ИЗУЧЕНИЕ ПЕРВОГО ЗАКОНА ВНЕШНЕГО ФОТОЭФФЕКТА

Цель работы: изучение законов внешнего фотоэффекта.

Приборы и принадлежности: оптическая скамья, фотоэлемент в кожухе, блок питания фотоэлемента, источник света с блоком питания, микроампервольтметр.

МЕТОД ЭКСПЕРИМЕНТА

Фотоэффект изучают с помощью вакуумных фотоэлементов типа СВЦ или ФЭ, спектральная чувствительность которых находится в видимой части спектра. Схема включения фотоэлемента представлена на рис. 3.5. Фотоэлемент состоит из

стеклянной вакуумированной колбы, на внутреннюю поверхность которой нанесен тонкий слой металла (фотокатод К). Собирающий электрод (анод А) в виде металлического кольца впаян в баллон и помещён в его центре.

При облучении светом фотокатода возникает эмиссия фотоэлектронов, которые в отсутствие внешнего электрического поля собираются вблизи катода, образуя облако пространственного заряда фотоэлектронов. При этом часть фотоэлектронов, испускаемых катодом, возвращается обратно. Другая же часть, обладающая большими скоростями, проходит на анод. Создавая электрическое поле между катодом и анодом, имеющим положительный потенциал по отношению к катоду, можно влиять на электронное облако.

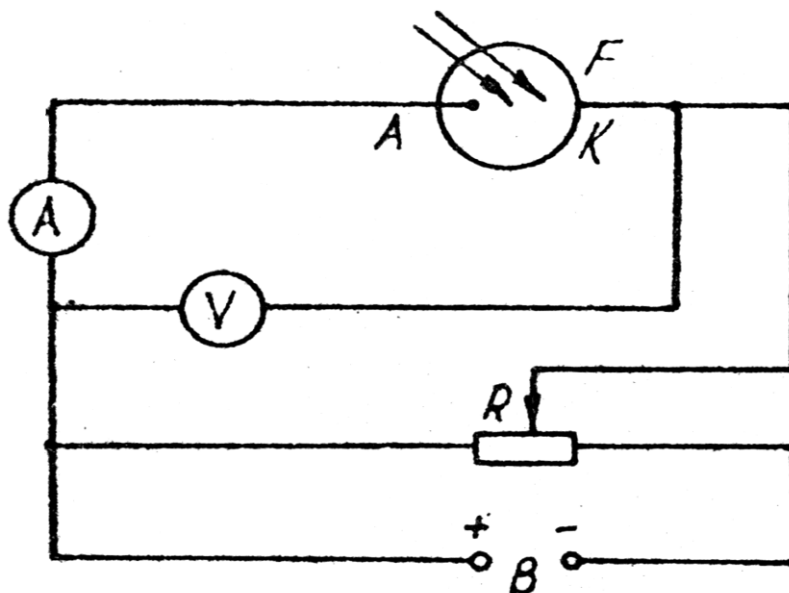


Рис. 3.5

Под действием электрического поля фотоэлектроны увлекаются к аноду и электрический ток возрастает. Величина

этого тока зависит от количества испускаемых электронов и от приложенной разности потенциалов между катодом и анодом.

Типичные зависимости тока фотоэлемента от приложенного к его электродам напряжения – вольт-амперные характеристики (ВАХ) для различных световых потоков – показаны на рис. 3.6, из которого следует, что при увеличении напряжения все большее число электронов, вылетающих с катода в единицу времени, попадает на анод и фототок i_ϕ растет. При $U > U_{\text{нас}}$ все фотоэлектроны попадают на анод и рост тока прекращается. Наступает режим насыщения. Величина фототока насыщения зависит от падающего на фотоэлемент светового потока Φ . Изменять световой поток можно, например, путём изменения расстояния между точечным источником света и фотоэлементом.

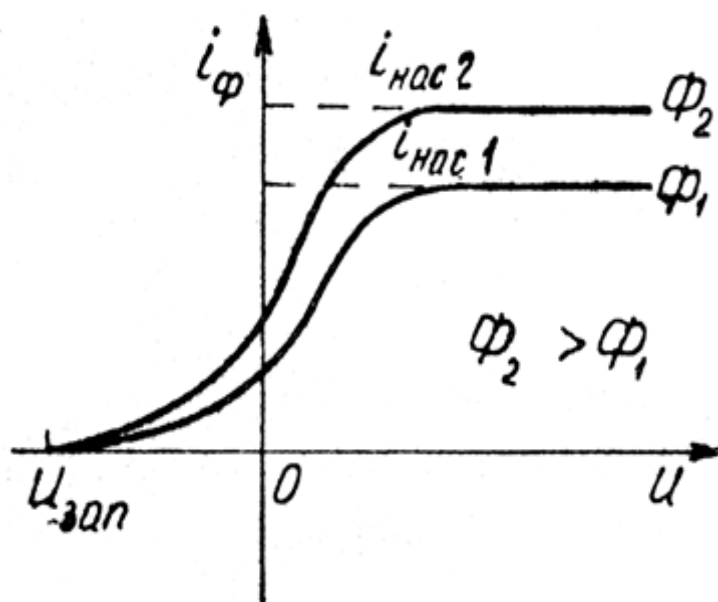


Рис. 3.6

Так как для точечного источника света освещенность

$$E = \frac{I}{r^2}, \quad (3.7)$$

где I – интенсивность света, падающего на поверхность фотоэлемента площадью S , то

$$\Phi = \left(\frac{I}{r^2} \right) S. \quad (3.8)$$

Величина фототока насыщения $i_{нас}$ согласно первому закону фотоэффекта пропорциональна световому потоку:

$$i_{нас} = k\Phi. \quad (3.9)$$

Из последних двух соотношений следует, что ток насыщения обратно пропорционален квадрату расстояния r между точечным источником света и фотоэлементом:

$$i_{нас} = k \left(\frac{I}{r^2} \right) S. \quad (3.10)$$

Если учесть, что I , k и S – постоянные величины, то, введя обозначение $C = kIS$, окончательно можно записать для фототока насыщения следующее выражение:

$$i_{нас} = \frac{C}{r^2}. \quad (3.11)$$

Полагая масштаб по оси абсцисс равным $\frac{1}{r^2}$, можно последнюю функциональную зависимость изобразить прямой линией. Постоянная C представляет собой не что иное, как тангенс угла наклона этой прямой. Такое изображение экспериментальных данных позволяет проверить выполнимость закономерности (3.11), а следовательно, и первый закон фотоэффекта (3.9).

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Для проверки первого закона фотоэффекта применяется экспериментальная установка, включающая в себя оптическую скамью, на которой располагаются источник света (лампа накаливания 12 В) и подвижный фотоэлемент СЦВ-4, а также электрическую схему, изображённую на рис. 3.5. Фотоэлемент находится в светонепроницаемом кожухе с отверстием напротив светочувствительного слоя. Для предохранения фотоэлемента от попадания на него рассеянного света в кожухе предусмотрена защитная труба.

Питание фотоэлемента осуществляется от источника питания Б5-49. Установка напряжения на аноде фотоэлемента от нулевого до максимального значения осуществляется ручкой потенциометра, расположенной на панели Б5-49. Измерение напряжения между катодом и анодом производится микровольтметром V , величина силы фототока определяется микроамперметром A , R – регулировочное сопротивление (см. рис. 3.5).

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Произведите подготовку установки к измерениям.
 - 1.1. Убедитесь, что все тумблеры выключены.
 - 1.2. Ознакомившись с оптической и электрической схемами установки, включите штепсельные вилки шнуров питания в

розетки 220 В.

1.3. Фотоэлемент с закрытым входным отверстием расположите на расстоянии 25 см от источника света. Подайте на фотоэлемент напряжение около 100 В и произведите отсчёт по микроампервольтметру А при закрытом входном отверстии защитной трубы фотоэлемента. Затем откройте отверстие и вновь произведите отсчёт по микроампервольтметру А. Разность этих отсчетов при открытой и закрытой защите фотоэлемента, создаваемая светом, рассеянным в рабочей комнате, не должна превышать 1-2 делений шкалы микроампервольтметра А. Установите размер отверстия ирисовой диафрагмы источника света, расположенного на оптической скамье, равным 0,5 см. Включите тумблер блока питания источника света. Откройте отверстие в защитном кожухе фотоэлемента.

Изменяя размер отверстия ирисовой диафрагмы источника света, добейтесь, чтобы световой зайчик микроампервольтметра А отклонился примерно на всю шкалу, но не выходил за ее пределы.

2. Приступите к выполнению заданий.

Задание 2.1. Снятие вольт-амперных характеристик

Целью этого задания является определение интервала напряжений, подаваемых на фотоэлемент, при котором наблюдается фототок насыщения. Для этого выполните следующие операции.

2.1.1. Поместите фотоэлемент на расстоянии $r_1=25$ см от источника света.

2.1.2. Увеличивая напряжение на фотоэлементе от 0 В до 15 В, снимите показания микроампервольтметров A и V через каждые 2 В.

При более высоких напряжениях измерения производите через каждые 5 В до $U_{нас}$, при котором ток перестает расти.

2.1.3. Произведите измерения в обратном порядке, уменьшая напряжение до 0 В.

2.1.4. Результаты измерений занесите в табл. 2.1.

Таблица 2.1

№ п/п	U , В	$i_{\phi 1}$, мкА	$i_{\phi 2}$, мкА	$i_{\phi ср}$, мкА
	$r_1 = 25$ см			
1				
2				
3				
...				

Здесь i_{ϕ} – отсчет по шкале микроамперметра; r_1 – расстояние от фотоэлемента до источника света, см.

2.1.5. Произведите измерения по п. 2.1.2 для двух других расстояний между источником света и фотоэлементом.

2.1.6. Для этих расстояний составьте подобные таблицы.

2.1.7. Полученные три *вольт-амперные* характеристики для различных световых потоков изобразите в виде графиков зависимости силы фототока от величины приложенного к фотоэлементу напряжения и сравните их.

2.1.8. Анализируя полученные графики, определите напряжение $U_{нас}$, при котором наблюдается фототок насыщения $i_{нас}$, и запишите полученный результат. Используя это значение напряжения, приступите к выполнению следующего задания.

Задание 2.2. Проверка первого закона фотоэффекта

2.2.1. Подайте на фотоэлемент напряжение $U_{нас}$, значение которого найдено при выполнении первого задания.

2.2.2. Расположите фотозлемент на расстоянии 25 см от источника света. Запишите показания микроампервольтметра A .

2.2.3. Изменяйте световой поток, падающий на фотоэлемент, удаляя его от источника света, и через каждые 2 см записывайте показания микроампервольтметра $A_{i\phi 1}$.

2.2.4. Повторите те же отсчёты, возвращая фотоэлемент в исходное положение, через те же интервалы $i_{\phi 2}$.

2.2.5. Выключите тумблеры приборов, отключите их от сети, отсоедините шнуры от питающих розеток.

2.2.6. Результаты измерений занесите в табл. 2.2.

2.2.7. Определите постоянную C по формуле (3.11), используя значение $i_{нас}$ для $r=50$ см.

2.2.8. Для каждого установленного расстояния r по формуле (3.11) подсчитайте значение $i_{нас}$, используя постоянную C , найденную по п.2.2.7, и результаты занести в табл. 2.2.

Таблица 2.2

[illegible]

2.2.9. На одном рисунке представьте результаты эксперимента и расчета в виде зависимости $i_{ni} = f\left(\frac{1}{r^2}\right)$, а также $i_{нас}$ от $\frac{1}{r^2}$.

2.2.10. По экспериментальной кривой определите постоянную C как тангенс угла наклона прямолинейного участка кривой $i_{нас}$ от $\frac{1}{r^2}$ и сравните с полученной по п. 2.2.7.

ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

1. В чём заключается сущность явления внешнего фотоэффекта?
2. Сформулируйте законы внешнего фотоэффекта и объясните их.
3. Изобразите и объясните причину различия вольт-амперных характеристик фотоэлемента для разных световых потоков.
4. При каких условиях возникает ток насыщения?
5. Объясните вольт-амперную характеристику фотоэлемента.
6. Поясните методику определения постоянной C во втором задании.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Физическая энциклопедия / под ред. А.М. Прохорова. Т. 1 – 5.— М.: Сов. энциклопедия; Большая российская энциклопедия, 1988 – 1998.
2. Детлаф А. А. Курс физики: учеб. пособие для студентов высших технических учебных заведений / А. А. Детлаф, Б.М. Яворский. – 9-е изд., стереотип. – М.: Академия, 2014. — 720 с.
3. Трофимова Т. И. Курс физики: учеб. пособие для инженерно-технических специальностей вузов / Т. И. Трофимова. – 20-е изд., стереотип. – М.: Академия, 2014. – 560 с.
4. Савельев И.В. Курс общей физики в 4-х томах.- Т. 2: Электричество и магнетизм. Волны. Оптика: учеб. пособие / И.В. Савельев; под общ. ред. В.И. Савельева. – 2-е изд., стереотип. – М.: КНОРУС, 2012. – 576 с.
5. Ландсберг Г.С. Оптика: учеб. пособие для вузов. – 6-е изд., стереотип. – М.:ФИЗМАТЛИТ, 2003. – 848 с.
6. Сивухин Д.В. Общий курс физики: учебник. Т. 4: Оптика. — 3-е изд., стереотип. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. – 792 с.
7. Буробин М.А., Дубков М.В., Малютин А.Е., Соколов А.П. Физика. Краткий курс лекций. Часть 3: учеб. пособие.— Рязань: РГРТУ, 2018.—96 с.
8. Дубков М.В., Буробин М.А., Иванов В.В., Малютин А.Е., Соколов А.П. Общая физика. Часть 2: учеб. по-

- сбие.—Рязань: РГРТУ, 2020.—160 с.
9. Соколов А.П. Внешний фотоэлектрический эффект: методические указания.—Рязань: РГРТУ, 2011.—16 с.
10. Фефелов А.А., Брыков А.Б. Тепловое излучение. Элементы теории и примеры решения типовых задач: методические указания.—Рязань: РГРТУ, 2011.—16 с.
11. Веснов И.Г., Соколов А.П. Вычисление интегралов разложением в ряд в курсе общей физики// Современные технологии в науке и образовании—СТНО-2023: сб. тр. VI Международного научно-технического форума. В 10 томах.- Рязань, 2023.- С. 72-75.

ОГЛАВЛЕНИЕ

1. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ	3
1.1. Общие сведения о тепловом излучении	3
1.2. Параметры теплового излучения.....	7
1. Энергетическая светимость тела.....	7
2. Испускательная способность тела.....	7
3. Поглощательная способность.....	9
4. Равновесная плотность энергии излучения....	10
1.3. Закономерности теплового излучения.....	12
1. Закон Кирхгофа.....	12
2. Закон Стефана-Больцмана.....	16
3. Закон Вина.....	17
1.4. Формула Рэлея – Джинса. «Ультрафиолетовая катастрофа».....	18

1.5. Квантовая гипотеза. Формула Планка.....	21
1.6. Применение законов теплового излучения	
Оптическая пирометрия.....	26
1. Метод, основанный на законе распределения яркости по длинам волн.....	27
2. Яркостный метод.....	28
3. Радиационный метод.....	29
2. ВНЕШНИЙ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ.....	31
2.1. Общие положения.....	31
2.2. Квантовая теория фотоэффекта. Фотоны... ..	44
3. ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ.....	54
1. Лабораторная работа № 3-10. Определение постоянной Стефана - Больцмана с помощью пирометра.....	54
2. Лабораторная работа № 3-11. Определение «красной границы» фотоэффекта и работы выхода электронов	63
3. Лабораторная работа № 3-12. Изучение первого закона внешнего фотоэффекта.....	69
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК.....	78