

Кафедра «Физика»

КВАНТОВАЯ ПРИРОДА ИЗЛУЧЕНИЯ

Пособие

для студентов специальностей

7-07-0732-01 «Строительство зданий и сооружений
(Промышленное и гражданское строительство)»,

7-07-0732-02 «Инженерные сети, оборудование зданий
и сооружений (Теплогазоснабжение, вентиляция и охрана
воздушного бассейна)», 7-07-0732-02-02 «Инженерные сети,
оборудование зданий и сооружений (Водоснабжение,
водоотведение и охрана водных ресурсов)»,

7-07-0732-01 «Строительство зданий и сооружений
(Мосты, транспортные тоннели и метрополитены)»,

6-05-0732-01 «Экспертиза и управление недвижимостью»

*Рекомендовано учебно-методическим объединением
высших учебных заведений Республики Беларусь по образованию
в области строительства и архитектуры*

Минск
БНТУ
2023

УДК 537.31(075.6)

ББК 22.33я7

К32

А в т о р ы:

*А. К. Есман, Н. П. Юркевич, Г. К. Савчук, Г. Л. Зыков,
А. И. Бибик, В. А. Потачиц, С. В. Попко, В. А. Борисов*

Р е ц е н з е н т ы:

зав. кафедрой «Общая физика» Белорусского
государственного университета *А. И. Слободянюк*;
зав. центром «Физика плазмы» ГНУ Институт физики НАН Беларуси,
чл.-корр. НАН Беларуси, д-р физ.-мат. наук *Н. В. Тарасенко*

К32 **Квантовая** природа излучения : пособие для студентов специ-
альностей 7-07-0732-01 «Строительство зданий и сооружений (Про-
мышленное и гражданское строительство)», 7-07-0732-02 «Инже-
нерные сети, оборудование зданий и сооружений (Теплогасоснаб-
жение, вентиляция и охрана воздушного бассейна)», 7-07-0732-02-02
«Инженерные сети, оборудование зданий и сооружений (Водоснаб-
жение, водоотведение и охрана водных ресурсов)», 7-07-0732-01
«Строительство зданий и сооружений (Мосты, транспортные тоннели
и метрополитены)», 6-05-0732-01 «Экспертиза и управление не-
движимостью» / А. К. Есман [и др.]. – Минск : БНТУ, 2023. – 49 с.
ISBN 978-985-583-905-8.

В пособии представлены материалы для проведения лабораторного практикума по изучению тем: «Явление внешнего фотоэффекта», «Тепловое излучение». Подробно описываются закономерности внешнего фотоэффекта. Даны объяснения законов фотоэффекта на основе квантовых представлений о природе света. Представлены сведения о принципах работы фотоэлементов. Изложена теория теплового излучения и его законы. Приведены методики экспериментального определения тока насыщения в явлении внешнего фотоэффекта, характеристик теплового излучения, в том числе значения постоянной Стефана-Больцмана.

УДК 537.31(075.6)

ББК 22.33я7

ISBN 978-985-583-905-8

© Белорусский национальный
технический университет, 2023

СОДЕРЖАНИЕ

Лабораторная работа 1 (№ 12). ЯВЛЕНИЕ ВНЕШНЕГО ФОТОЭФФЕКТА	4
1.1. Введение.....	4
1.2. Экспериментальное исследование внешнего фотоэффекта	5
1.3. Объяснение явления фотоэффекта на основе квантовой теории света. Уравнение Эйнштейна	10
1.4. Применение явления фотоэффекта	13
1.5. Определение величины постоянной Планка	16
1.6. Схема установки и методика выполнения лабораторной работы.....	18
1.7. Порядок выполнения лабораторной работы	20
Контрольные вопросы	25
Лабораторная работа 2 (№ 74). ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	26
2.1. Тепловое излучение и его свойства.....	26
2.2. Основные характеристики теплового излучения.....	27
2.3. Абсолютно черное тело	31
2.4. Закон Кирхгофа для теплового излучения	32
2.5. Закон Стефана-Больцмана. Закон смещения Вина	35
2.6. Формула Рэлея-Джинса. Формула Планка	37
2.7. Принцип действия инфракрасного бесконтактного термометра	42
2.8. Порядок проведения исследований.....	44
2.9. Контрольные вопросы	48
ЛИТЕРАТУРА.....	49

Лабораторная работа 1 (№ 12)

ЯВЛЕНИЕ ВНЕШНЕГО ФОТОЭФФЕКТА

Цель работы: изучить основные закономерности внешнего фотоэффекта, экспериментально исследовать зависимости фототока от величины анодного напряжения, фототока насыщения от светового потока.

Приборы и принадлежности: монохроматор, источник тока, микроамперметр, вольтметр, пульт управления, осветительная лампа.

1.1. Введение

В середине XIX века физики были уверены, что свет представляет собой не поток частиц (корпускул, как их называл Ньютон), а волну. Однако уже в самом начале XX века были обнаружены факты, которые с помощью волновой теории объяснить не удавалось. К ним относились законы теплового излучения, фотоэффект и т. д. В рамках корпускулярной теории эти явления прекрасно объяснялись, и корпускулы (частицы) света даже получили специальное название. Макс Планк назвал корпускулы световыми квантами (по-русски – порциями), а Альберт Эйнштейн назвал фотонами. Оба этих названия употребляются до сих пор [1].

Гипотеза Планка, блестяще решившая задачу теплового излучения черного тела, получила подтверждение и дальнейшее развитие при объяснении фотоэффекта – явления, открытие и исследование которого сыграло важную роль в становлении квантовой теории.

В 1887 г. в развитии представлений о природе света важный шаг был сделан Герцем в ходе его знаменитых экспериментов по излучению электромагнитных волн [2]. Герц использовал специальный разрядник (вibrator Герца) – разрезанный

пополам стержень с парой металлических шариков на концах разреза. На стержень подавалось высокое напряжение, и в промежутке между шариками проскакивала искра. Герц обнаружил, что при облучении шариков ультрафиолетовым светом проскакивание искры было сильнее. Дальнейшие эксперименты показали, что отрицательно заряженная цинковая пластинка при облучении ультрафиолетовым излучением разряжается. Однако Герцу не удалось правильно объяснить это явление, которое впоследствии получило название внешнего фотоэффекта. Следует отметить, что электрон еще не был открыт. Лишь в 1898 г. Дж. Дж. Томпсон и Ф. Леонард, измерив удельный заряд испускаемых телом частиц, установили, что это электроны.

Фотоэффект – явление взаимодействия света или любого другого электромагнитного излучения с веществом, при котором энергия фотонов передается электронам вещества.

В твердых и жидких веществах выделяют внешний и внутренний фотоэффекты. Фотоэффект в газах состоит в ионизации атомов или молекул под действием излучения.

Основополагающий вклад в экспериментальное изучение внешнего фотоэффекта внес А. Г. Столетов, который выдвинул гипотезу, что эксперименты Герца можно объяснить, предполагая, что под действием падающего излучения из металла вылетают отрицательно заряженные частицы – электроны [3].

Для того чтобы получить о фотоэффекте более полное представление [4], нужно выяснить, от чего зависит число электронов (фотоэлектронов), вырываемых светом из поверхности вещества, и чем определяется их скорость (или кинетическая энергия). А также проанализировать, что представляют собой задерживающая разность потенциалов и работа выхода.

1.2. Экспериментальное исследование внешнего фотоэффекта

Существует несколько видов фотоэффекта: **вентильный, внутренний, внешний.**

Вентильный фотоэффект – это явление возникновения электродвижущей силы (ЭДС) при освещении контакта двух полупроводников (полупроводника и металла) при отсутствии внешнего поля. При этом происходит прямое преобразование солнечной энергии в электрическую.

Внутренним фотоэффектом называется увеличение концентрации носителей тока в веществе под действием света.

В результате внутреннего фотоэффекта увеличивается электропроводность в полупроводниках или диэлектриках.

Внешним фотоэффектом называется явление испускания или **явление эмиссии** электронов с поверхности вещества под действием света.

Внешний фотоэффект наблюдается в твердых телах (металлах, полупроводниках, диэлектриках), а также в газах на отдельных атомах и молекулах (фотоионизация).

Электроны, вылетающие с поверхности вещества при внешнем фотоэффекте, называются **фотоэлектронами**.

Электрический ток, возникающий в результате упорядоченного движения фотоэлектронов во внешнем электрическом поле, называется **фототоком**.

Схема установки для экспериментального исследования явления внешнего фотоэффекта в металлах представлена на рис. 1.1.

Электроды помещаются в запаянную вакуумную трубку. Свет направляется на поверхность **катода K (отрицательно заряженного электрода)** через кварцевое окно O . В результате выбивания светом электронов из катода вблизи его поверхности образуется электронное облако.

Между фотокатодом и анодом (**положительно заряженным электродом**) прикладывается разность потенциалов, которая измеряется вольтметром V . Разность потенциалов (напряжение) можно изменять с помощью делителя напряжения R , при этом ток в цепи регистрируется с помощью гальванометра G .

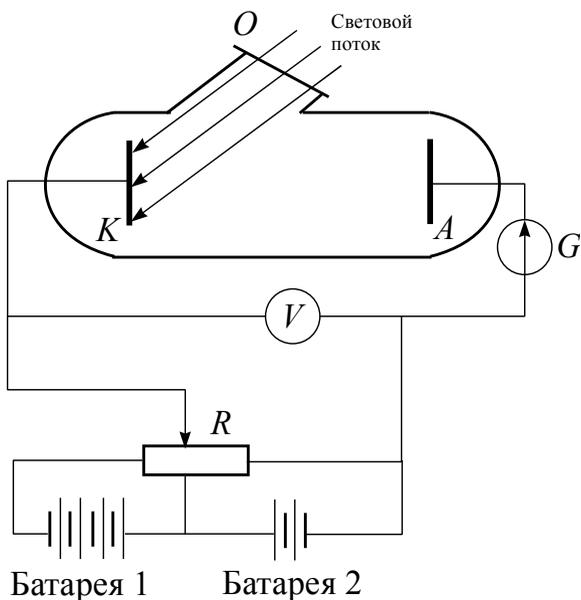


Рис. 1.1. Схема установки для изучения явления внешнего фотоэффекта

Вольт-амперной характеристикой называется зависимость силы тока от величины приложенного напряжения.

Вид зависимости фототока I от приложенного между катодом K и анодом A напряжения U при освещении катода постоянным световым потоком Φ монохроматического света показан на рис. 1.2.

Свет называется **монохроматическим**, если частота света постоянная и строго определенная.

Световой поток Φ – это энергия света, падающего на поверхность вещества, за единицу времени.

Из рис. 1.2 видно, что при некотором напряжении между анодом и катодом фототок достигает **насыщения $I_{\text{нас}}$** , то есть все электроны, испущенные катодом, достигают анода.

Сила фототока насыщения $I_{\text{нас}}$ определяется количеством электронов, испускаемых катодом под действием света, в единицу времени.

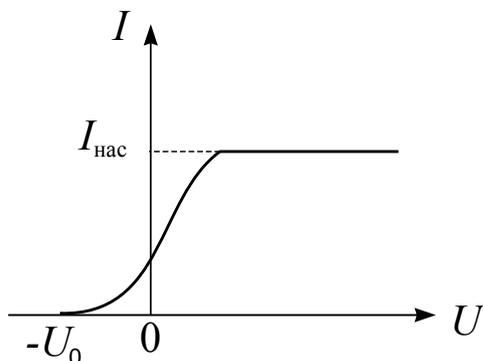


Рис. 1.2. Зависимость величины фототока I от приложенного анодного напряжения U

Число фотоэлектронов n , покидающих катод за одну секунду, равно

$$n = \frac{I_{\text{нас}}}{e},$$

где e – абсолютная величина заряда электрона.

Фотоэлектроны, испускаемые катодом, имеют различные начальные скорости и, соответственно, различные кинетические энергии. При напряжении $U = 0$ некоторое количество фотоэлектронов приобретает такую кинетическую энергию, которой достаточно, чтобы достичь анода, преодолев поле, созданное облаком фотоэлектронов у поверхности катода. Следовательно, даже при нулевом напряжении существует слабый фототок (рис. 1.2).

Для того чтобы фототок был равен нулю, необходимо вернуть все электроны, достигшие анода, обратно к катоду в электронное облако. Для этого **изменяется полярность**: на анод подается минус, на катод плюс, что соответствует отрицательному напряжению.

При $U = -U_0$ ток полностью прекращается. Величину напряжения U_0 называют задерживающим напряжением.

Задерживающим напряжением или задерживающей разностью потенциалов называется значение отрицательного напряжения U_0 , при котором величина силы фототока I равна нулю.

Для того чтобы полностью задержать все электроны, обладающие максимальной кинетической энергией, и вернуть их в электронное облако, электростатическое поле должно совершить работу, равную eU_0 . При этом выполняется закон сохранения энергии:

$$eU_0 = \frac{m v_{\max}^2}{2}, \quad (1.1)$$

где m – масса электрона;

v_{\max} – максимальная скорость фотоэлектронов.

Экспериментально установлены **три закона внешнего фотоэффекта**:

1. При неизменном спектральном составе света, падающего на катод, фототок насыщения пропорционален световому потоку: $I_{\text{нас}} \sim \Phi$.

2. Для данного вещества максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов прямо пропорциональна частоте падающего света и не зависит от его интенсивности.

3. Для каждого вещества существует красная граница внешнего фотоэффекта, то есть минимальная частота света $\nu_{\text{кр}}$ (максимальная длина волны $\lambda_{\text{кр}}$), при которой еще возможен фотоэффект.

Второй и третий законы внешнего фотоэффекта не могут быть объяснены с точки зрения классической электромагнитной теории света.

Действительно, согласно волновой теории электроны в металле, из которого сделан катод, под действием падающей электромагнитной волны должны совершать вынужденные колебания с амплитудой, пропорциональной амплитуде этой

волны. При резонансе собственных колебаний электрона с колебаниями падающей волны амплитуда колебаний электрона резко возрастает. Это может привести к разрыву связи электрона с атомами металла и выходу его на поверхность металла с некоторой скоростью v . Следовательно, кинетическая энергия электрона находится в прямой зависимости от величины интенсивности падающей на поверхность металла волны. Но это противоречит эксперименту, поскольку от интенсивности падающей волны зависит только число выбиваемых фотоэлектронов (первый закон фотоэффекта), а кинетическая энергия электронов от интенсивности света не зависит (второй закон фотоэффекта).

Кроме того, волновая теория не смогла объяснить **безынерционность фотоэффекта**, установленную опытным путем.

Безынерционность фотоэффекта заключается в том, что испускание фотоэлектронов начинается сразу же, как только на катод попадает свет с частотой $\nu \geq \nu_{\text{кр}}$. Однако, согласно классической физике, для передачи энергии электромагнитной волной электрону требуется значительное время.

1.3. Объяснение явления фотоэффекта на основе квантовой теории света. Уравнение Эйнштейна

Развивая идеи Планка о квантовании энергии, Эйнштейн предположил, что свет не только излучается в виде квантов, но и распространяется в пространстве и поглощается веществом также в виде квантов энергии – фотонов. При внешнем фотоэффекте в металлах фотон передает свою энергию электронам проводимости металла.

Фотон – квант электромагнитного излучения. Он представляет собой частицу, обладающую энергией E , массой m_f и импульсом p_f .

$$E = mc^2 = h\nu = \frac{ch}{\lambda};$$

$$m_f = \frac{h\nu}{c^2};$$

$$p_f = m_f c = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda},$$

где $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж/с – постоянная Планка;

ν – частота света;

c – скорость света в вакууме, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с;

λ – длина волны света.

Фотон движется со скоростью света, масса покоя фотона равна нулю.

Для того чтобы выйти на поверхность металла, электрон должен получить от фотона энергию, равную работе выхода $A_{\text{вых}}$.

Работа выхода электрона $A_{\text{вых}}$ – это работа, которую необходимо совершить, чтобы вырвать электрон из вещества на поверхность. Величина работы выхода зависит от химической природы вещества и состояния его поверхности. Работа выхода электронов из металлов составляет порядка нескольких электрон-вольт.

Если энергия фотона $h\nu$ больше работы выхода $A_{\text{вых}}$, то электрон вырывается из металла, а оставшаяся часть энергии фотона идет на приращение кинетической энергии электрона. В соответствии с законом сохранения энергии имеем:

$$h\nu = A_{\text{вых}} + \frac{m v_{\text{max}}^2}{2}, \quad (1.2)$$

где v_{max} – максимальная скорость электрона;

$A_{\text{вых}}$ – работа выхода;

m – масса покоя электрона.

Уравнение (1.2) представляет собой **уравнение Эйнштейна для внешнего фотоэффекта.**

Даже при использовании света строго определенной частоты электронам, выходящим из металла, соответствуют разные

кинетические энергии, значения которых изменяются от нуля до $E_{\max} = \frac{m v_{\max}^2}{2}$. Это происходит из-за частичной потери энергии при столкновениях в процессе движения электронов к поверхности металла. Часть электронов, потеряв энергию при столкновениях, так и не выходит из металла, поэтому число выходящих электронов всегда меньше числа поглощаемых металлом фотонов.

Первый закон фотоэффекта может быть объяснен в рамках квантовой теории света. При малых интенсивностях света каждый электрон поглощает один фотон, поэтому число фотоэлектронов должно быть пропорционально числу падающих фотонов. Вместе с тем, световой поток Φ определяется количеством фотонов, падающих на поверхность за единицу времени. Следовательно, фототок насыщения должен быть пропорционален световому потоку: $I_{\text{нас}} \sim \Phi$.

Второй закон фотоэффекта непосредственно следует из уравнения Эйнштейна:

$$E_{\text{кин}} = \frac{m v_{\max}^2}{2};$$

$$E_{\text{кин}} = h\nu - A_{\text{вых}}.$$

Из последнего уравнения видно, что кинетическая энергия фотоэлектронов прямо пропорциональна частоте падающего света и не зависит от его интенсивности.

Третий закон фотоэффекта объясняется следующим образом. Так как красная граница фотоэффекта – это минимальная частота $\nu_{\text{кр}}$ падающего света, при которой начинается фотоэффект, то минимальная энергия фотона, передаваемая электрону и идущая на совершение работы выхода $A_{\text{вых}}$ электрона из вещества, равна $h\nu_{\text{кр}}$. Тогда

$$\nu_{\text{кр}} = \frac{A_{\text{ВЫХ}}}{h} \quad \text{или} \quad \lambda_{\text{кр}} = \frac{hc}{A_{\text{ВЫХ}}}.$$

Если $h\nu < A_{\text{ВЫХ}}$, то электроны не могут покинуть металл.

1.4. Применение явления фотоэффекта

Явление фотоэффекта получило широкое практическое применение.

Фотоэлементами (рис. 1.3) называются приборы, в основе принципа действия которых лежит фотоэффект. Фотоэлементы, использующие внешний фотоэффект, лишь частично преобразуют энергию излучения в электрическую энергию. Так как эффективность преобразования небольшая, то в качестве источников электроэнергии фотоэлементы не используются, а применяются в различных схемах автоматики для управления электрическими цепями с помощью световых пучков.

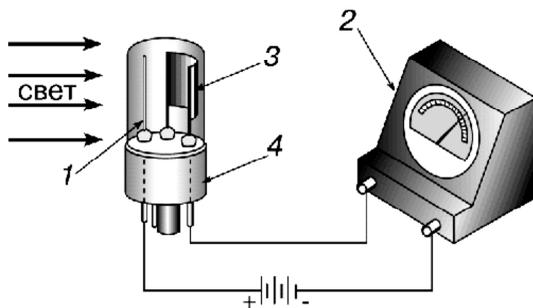


Рис. 1.3. Схема фотоэлемента:

1 – анод; 2 – микроамперметр; 3 – фотокатод; 4 – корпус фотоэлемента

На основе внешнего фотоэффекта работают вакуумные и газонаполненные фотоэлементы.

Вакуумный фотоэлемент представляет собой стеклянный сосуд, в котором создан глубокий вакуум. Часть внутренней

поверхности баллона покрывают тонким слоем серебра (подложка), на который напыляют светочувствительный слой из металла или оксида бария, или соединения сурьмы с цезием и т. п. Этот электрод служит катодом. Выбор материала фотокатода определяется рабочей областью спектра: для регистрации видимого света и инфракрасного излучения используется кислородно-цезиевый катод, для регистрации ультрафиолетового излучения и коротковолновой части видимого света – сурьмяно-цезиевый. Вакуумные фотоэлементы безынерционны, и для них наблюдается строгая пропорциональность величины фототока от интенсивности излучения. Эти свойства позволяют использовать вакуумные фотоэлементы в качестве фотометрических приборов, таких как фотоэлектрический экспонометр, люксметр (измеритель освещенности), а также в схемах световой сигнализации.

Для регистрации очень слабого излучения, вплоть до отдельных квантов, используются фотоэлектронные умножители.

Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) – вакуумный прибор, в котором поток электронов, излучаемый фотокатодом под действием оптического излучения, усиливается в умножительной системе в результате вторичной электронной эмиссии. Состоит ФЭУ из фотокатода и нескольких (до 15–20) электродов (динодов) с высоким коэффициентом вторичной электронной эмиссии (рис. 1.4).

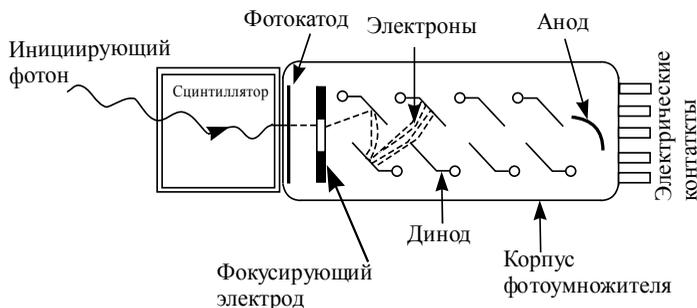


Рис. 1.4. Схема фотоэлектронного умножителя

Напряжение на каждом диноде относительно фотокатода на 50–100 В выше, чем у предыдущего. Свет, падающий на фотокатод, вырывает электроны, которые, попадая на диноды, «размножаются» за счет вторичной электронной эмиссии. Коэффициент усиления электронного тока достигает 10^9 – 10^{11} , поэтому даже отдельные фотоэлектроны создают на выходе ФЭУ импульсы тока большой амплитуды.

Фотоэлектронные умножители обладают малой инерционностью и могут работать на весьма высоких частотах. Их применяют для регистрации световых импульсов, следующих через наносекундные промежутки времени. Кроме того, ФЭУ применяются во многих областях науки и техники – в астрономии, в ядерной физике, фототелеграфии и телевидении, для измерения малых световых потоков и для спектрального анализа. В полупроводниковой электронике пока не создано приборов, заменяющих ФЭУ.

Анализ энергий и углов вылета фотоэлектронов при внешнем фотоэффекте позволяет исследовать поверхности материалов, из которых происходит эмиссия электронов.

На внешнем фотоэффекте основана работа **электронно-оптического преобразователя (ЭОП)**, предназначенного для преобразования изображения из одной области спектра в другую, а также для усиления яркости изображений. Схема действия простейшего ЭОП заключается в следующем. Световое изображение объекта, проецированное на полупрозрачный фотокатод, преобразуется в электронное изображение. Ускоренные и сфокусированные электрическим полем электродов электроны попадают на люминесцентный экран. Здесь электронное изображение благодаря катодолуминесценции вновь преобразуется в световое.

В медицине ЭОП применяют для усиления яркости рентгеновского изображения, это позволяет значительно уменьшить дозу облучения человека. Если сигнал с ЭОП подать в виде развертки на телевизионную систему, то на экране телевизора

можно получить «тепловое» изображение предметов. Части тела, имеющие разные температуры, различаются на экране либо цветом при цветном изображении, либо светом, если изображение черно-белое. Такая техническая система, называемая тепловизором, используется в термографии.

1.5. Определение величины постоянной Планка

Уравнение Эйнштейна для внешнего фотоэффекта (1.2) с учетом выражения (1.1) запишем в виде:

$$h\nu = A_{\text{ВЫХ}} + eU_0. \quad (1.3)$$

Отсюда найдем задерживающее напряжение:

$$U_0 = \frac{h}{e}\nu - \frac{A_{\text{ВЫХ}}}{e}. \quad (1.4)$$

График зависимости $U_0 = f(\nu)$, определяемой выражением (1.4), представляет собой прямую линию (рис. 1.5).

Точка пересечения прямой с осью абсцисс дает величину красной границы фотоэффекта $\nu_{\text{кр}}$. Экстраполируя прямую до пересечения с осью ординат, получим значение отношения $\frac{A_{\text{ВЫХ}}}{e}$, откуда легко определить работу выхода электронов с поверхности катода $A_{\text{ВЫХ}}$.

Так как $A_{\text{ВЫХ}} = h\nu_{\text{кр}}$, то уравнение (1.3) можно записать в виде:

$$h\nu = h\nu_{\text{кр}} + eU_0. \quad (1.5)$$

Уравнение (1.5) для частот света ν_1 и ν_2 будет иметь вид:

$$h\nu_1 = h\nu_{\text{кр}} + eU_{01}, \quad h\nu_2 = h\nu_{\text{кр}} + eU_{02}.$$

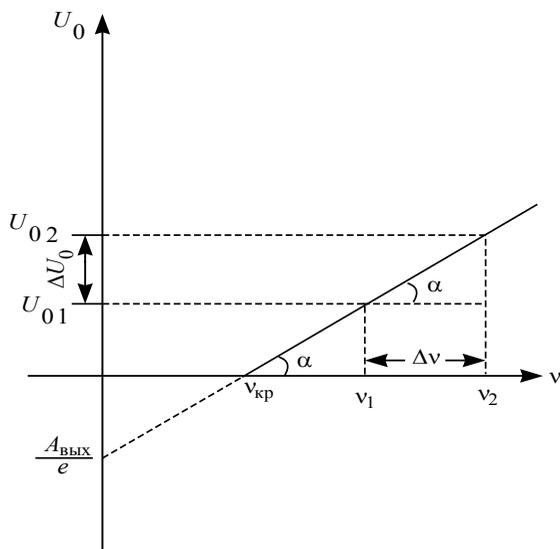


Рис. 1.5. График зависимости задерживающего напряжения U_0 от частоты падающего света ν

Вычтем первое уравнение из второго, получим:

$$h\nu_2 - h\nu_1 = eU_{02} - eU_{01}.$$

Так как $\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1$, $\Delta U_0 = U_{02} - U_{01}$, то

$$h\Delta\nu = e\Delta U_0.$$

Из последнего выражения получаем формулу для определения значения постоянной Планка:

$$h = \frac{\Delta U_0}{\Delta\nu} e.$$

Из рис. 1.5 видно, что

$$\frac{\Delta U_0}{\Delta\nu} = \operatorname{tg} \alpha.$$

Совпадение значения постоянной Планка, полученного в экспериментах по фотоэффекту, с результатами других методов ее определения подтвердило правильность предположения Эйнштейна о квантовом характере взаимодействия света с веществом.

1.6. Схема установки и методика выполнения лабораторной работы

Схема установки для изучения явления внешнего фотоэффекта показана на рис. 1.6. Свет от осветительной лампы *1* проходит через входную щель, ширина которой регулируется микрометрическим винтом *2*. Выделение определенного спектрального участка излучения производится с помощью барабана монохроматора *3*. Ширина выходной щели установки регулируется винтом *4*. Пройдя выходную щель, свет попадает на фотоэлемент *5*. Поворотная призма *6* позволяет разложить параллельный пучок света в спектр по частотам, а также изменять углы отклонения световых лучей. Поворотная призма *6* вращается вокруг вертикальной оси при помощи барабана монохроматора *3*.

В процессе проведения экспериментов ширина входной щели и ее освещенность остаются постоянными.

Величину светового потока, проходящего через входную щель, можно изменять при помощи уменьшения или увеличения ширины входной щели.

Для изучения зависимости фототока от величины анодного напряжения на блоке управления тумблер B_1 устанавливается в положение *I* (рис. 1.6). При включении тумблера B_2 на анод фотоэлемента подается положительный потенциал относительно катода. Величина анодного напряжения регулируется при помощи потенциометра R_1 и регистрируется вольтметром V_A . Величина фототока измеряется микроамперметром μA .

Перевод тумблера B_1 в положение *II* позволяет определять величину задерживающего напряжения. При включении

тумблера B_3 на анод фотоэлемента 5 подается отрицательный относительно катода потенциал.

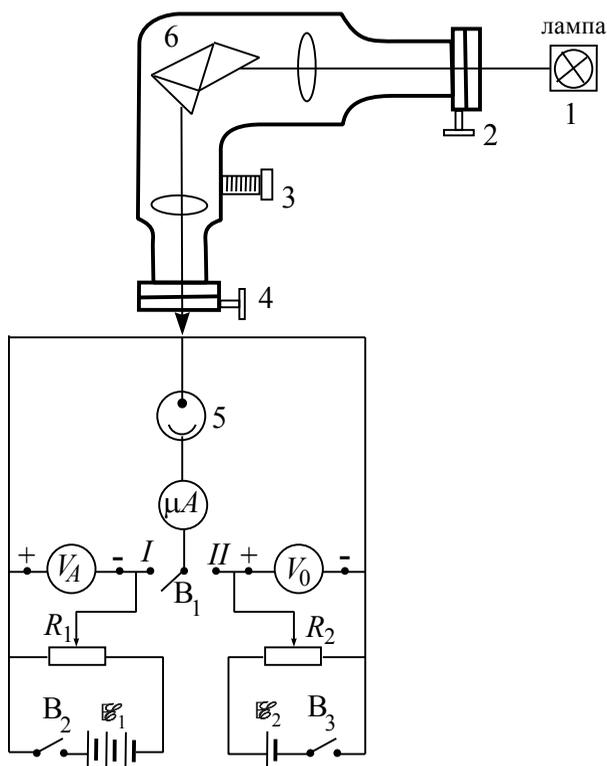


Рис. 1.6. Принципиальная схема установки для изучения явления внешнего фотоэффекта:

- 1 – осветительная лампа; 2 – микрометрический (метрический) винт;
 3 – барабан монохроматора; 4 – метрический винт; 5 – фотоэлемент;
 6 – поворотная призма

При помощи потенциометра R_2 величина отрицательного напряжения между катодом и анодом увеличивается до тех пор, пока фототок в цепи фотоэлемента не станет равным нулю. При этом вольтметр V_0 зафиксирует величину задерживающего напряжения.

1.7. Порядок выполнения лабораторной работы

Исследование вольт-амперной характеристики вакуумного фотоэлемента.

1. Подготовка к измерениям.

1.1. Изучите принципиальную схему установки (рис. 1.6).

1.2. Нарисуйте в рабочей тетради табл. 1.1 и табл. 1.2.

Таблица 1.1

Ширина входной щели	$\Delta x = 2$ мм	U , В	0	5	10	15	20	25	35	40	45
		I , μ А									
		U , В	50	55	60	65	70	75	80	85	90
		I , μ А									
	$\Delta x = 3$ мм	U , В	0	5	10	15	20	25	35	40	45
		I , μ А									
		U , В	50	55	60	65	70	75	80	85	90
		I , μ А									

Таблица 1.2

Φ , Лм	0,074	0,144	0,216	0,285	0,348
Δx , мм	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5
$I_{\text{нас}}$, μ А					

1.3. Изучите экспериментальную установку (рис. 1.7, 1.8).

1.4. Удостоверьтесь, что тумблеры B_2 (4), B_3 (3) (рис. 1.8) на блоке управления и тумблеры «Сеть» на измерительных приборах находятся в выключенном состоянии.

1.5. Проверьте, чтобы были установлены пределы измерения: на вольтметре 6 – «100» В, на микроамперметре 7 – «10» мкА.

1.6. Ручку потенциометра 5 (рис. 1.8) вращением против хода часовой стрелки переведите в крайнее левое положение.

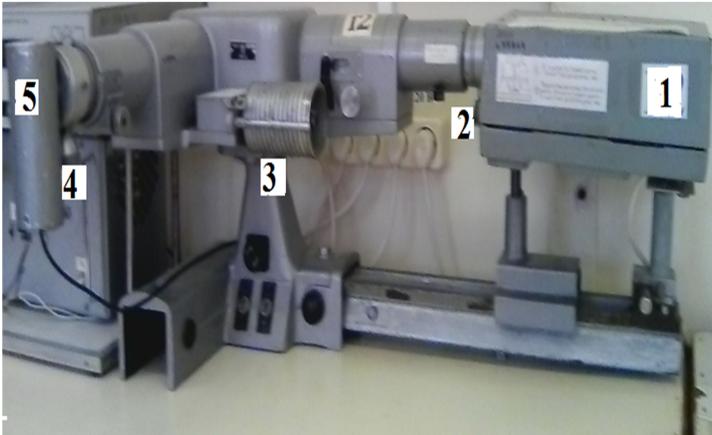


Рис. 1.7. Общий вид установки для изучения явления внешнего фотоэффекта:

1 – источник света; 2 – метрический винт установки ширины входной щели; 3 – барабан монохроматора для выделения нужного участка спектра; 4 – метрический винт установки ширины выходной щели; 5 – фотоэлемент

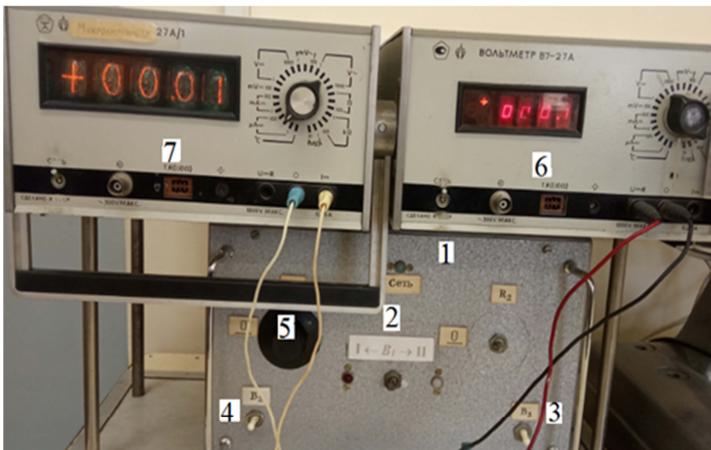


Рис. 1.8. Блок управления фотоэлемента:
 1 – источник тока; 2 – тумблер B_1 ; 3 – тумблер B_3 ;
 4 – тумблер B_2 ; 5 – ручка потенциометра;
 6 – вольтметр; 7 – микроамперметр

1.7. Проверьте, чтобы на барабане 3 монохроматора (рис. 1.7), было установлено 2250° , что соответствует длине волны $\lambda = 700 \text{ нм}$.

1.8. Удостоверьтесь, что ширина выходной щели составляет **3 мм**. **Выходную щель не изменяйте на протяжении выполнения всех заданий лабораторной работы.**

1.9. Включите тумблеры «Сеть» измерительных приборов. Установите переключатель 2 (B_1) в положение I (рис. 1.8).

1.10. Включите тумблер 4 (B_2) блока управления (при исправной работе загорается сигнальная лампа).

2. Экспериментальное измерение величины фототока в зависимости от значений анодного напряжения.

2.1. Установите ширину входной щели $\Delta x = 2 \text{ мм}$. Совместите ноль горизонтальной шкалы подвижной головки 1 метрического винта (рис. 1.9) с нулем на вертикальной шкале 2 корпуса микрометра. Затем сделайте по направлению **от себя** 2 полных оборота на подвижной головке (рис. 1.9).

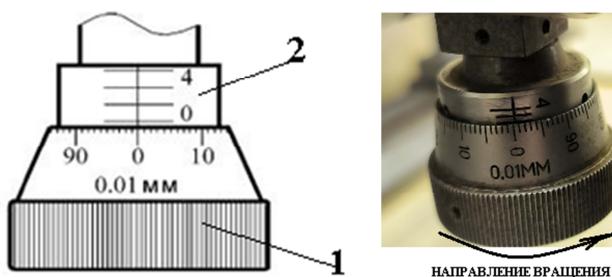


Рис. 1.9. Вид метрического винта входной щели:
1 – подвижная головка метрического винта;
2 – корпус микрометра с вертикальной шкалой

Каждый полный оборот подвижной головки увеличивает ширину входной щели на 1 мм.

2.2. Включите источник света, для этого **нажмите** кнопку **красного цвета** на верхней панели источника.

2.3. Ручкой потенциометра 5 (рис. 1.8) устанавливайте значения анодного напряжения на фотоэлементе **от 0 до 90 В с шагом 5 В (погрешность допускается до 1 В)** и по микроамперметру 7 (рис. 1.8) определяйте величину фототока I , соответствующую заданным значениям напряжения U .

2.4. Результаты измерений запишите в табл. 1.1.

2.5. Установите ширину входной щели $\Delta x = 3$ мм, **сделав в направлении от себя еще один полный оборот** на подвижной головке метрического винта.

2.6. Проведите измерения величины фототока I изменяя анодное напряжение U **от 0 до 90 В с шагом 5 В**.

2.7. После окончания измерений ручку потенциометра 5 (рис. 1.8) установите в крайнее левое положение.

2.8. Установите ширину Δx входной щели равной нулю. Для этого **сделайте по направлению к себе три полных оборота** подвижной головки метрического винта.

3. Экспериментальное исследование первого закона внешнего фотоэффекта.

3.1. Для измерения значений фототока насыщения $I_{\text{нас}}$ в зависимости от величины светового потока Φ вращением ручки потенциометра 5 (рис. 1.8), установите на вольтметре 6 (рис. 1.8) **напряжение (100 ± 5) В**, соответствующее току насыщения.

3.2. Устанавливая ширину Δx входной щели, указанную в табл. 1.2, по микроамперметру 7 (рис. 1.8) измеряйте соответствующие значения фототока насыщения $I_{\text{нас}}$ и заносите в табл. 1.2.

3.3. Для установки ширины щели **0,5 мм** поверните подвижную головку I метрического винта **на половину оборота** по направлению **от себя** (рис. 1.9) так, чтобы 50 делений на микрометре совместились с вертикальной шкалой корпуса 2 микрометра.

Половина оборота головки увеличивает ширину щели на 0,5 мм.

3.4. После окончания измерений ручку потенциометра 5 (рис. 1.8) установите в крайнее левое положение.

3.5. Выключите тумблер 4 (B_2 , рис. 1.8), тумблеры «Сеть» всех измерительных приборов.

3.6. Выключите источник света 1 (рис. 1.7).

3.7. Подвижную головку 1 метрического винта установите на нулевую отметку (входная щель будет закрыта).

4. Обработка результатов измерений.

4.1. По данным табл. 1.1 **постройте** на одних осях вольт-амперные характеристики (**графики зависимости величины фототока от анодного напряжения** см. на рис. 1.2) для двух значений светового потока, падающего на фотокатод (при ширине щели 2 и 3 мм). Значения **фототока** откладываете по оси OY , значение **напряжения** – по OX .

4.2. Из построенных графиков определите величину тока насыщения $I_{\text{нас}}$ ($I_{\text{нас}}$ – значение тока, не изменяющееся при увеличении напряжения).

4.3. По формуле $n = I_{\text{нас}}/e$, где $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл (заряд электрона), вычислите число фотоэлектронов n_1 и n_2 , вырываемых светом с фотокатода в единицу времени для двух значений падающего светового потока (**при ширине входной щели 2 и 3 мм соответственно**).

4.4. **Сделайте выводы** о характере зависимости величины фототока от анодного напряжения. Проанализируйте, как изменяется значение фототока в зависимости от величины светового потока.

4.5. **Постройте график** зависимости фототока насыщения $I_{\text{нас}}$ от величины светового потока Φ **по данным табл. 1.2**, значения **фототока** насыщения откладываете по оси OY , значения **светового потока** – по оси OX .

4.6. **Сделайте выводы** о выполнении первого закона внешнего фотоэффекта.

Контрольные вопросы

1. Дайте определение внешнего фотоэффекта.
2. Чем отличается внешний фотоэффект от внутреннего фотоэффекта?
3. Что такое задерживающая разность потенциалов (задерживающее напряжение) и как она определяется?
4. В чем заключается безынерционность фотоэффекта?
5. Сформулируйте основные законы внешнего фотоэффекта.
6. Можно ли объяснить явление внешнего фотоэффекта с точки зрения классической электродинамики?
7. Объясните законы фотоэффекта с точки зрения квантовой теории.
8. Что собой представляет вольт-амперная характеристика фотоэлемента?
9. Дайте определение работы выхода электрона из металла. От чего зависит ее величина и как она определяется?
10. Дайте определение фотона. Как вычисляются энергия, импульс и масса фотона?
11. Запишите и объясните уравнение Эйнштейна для внешнего фотоэффекта.
12. Каким образом можно экспериментально определить значения постоянной Планка, красной границы фотоэффекта и работы выхода фотоэлектронов с поверхности катода?
13. Как устроен фотоэлемент? Опишите принцип его работы.
14. Где применяется внешний фотоэффект?
15. Опишите принцип работы экспериментальной установки.

Лабораторная работа 2 (№ 74)

ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель работы: изучить законы теплового излучения; исследовать зависимость интегральной плотности излучения черного тела от температуры; проверить закон Стефана-Больцмана по экспериментальным данным.

Приборы и принадлежности: мультиметр, печь, измеритель плотности теплового потока ИПП-2, терморегулятор, термопара, тело, близкое к абсолютно черному.

2.1. Тепловое излучение и его свойства

Тепловое излучение – это электромагнитное излучение, вызванное тепловым хаотическим движением атомов или молекул вещества.

Тепловое излучение бывает трех диапазонов: инфракрасное, видимое и ультрафиолетовое.

Излучение телами электромагнитных волн происходит в результате перехода атомов и молекул и других атомных систем из состояний с большей энергией в состояние с меньшей энергией. Излучение тела сопровождается потерей энергии. Энергия, расходуемая светящимся телом на излучение, пополняется из различных источников. Возбудить излучение можно следующими способами: за счет химических реакций (хемилюминесценция), облучением (фотолюминесценция), при электрическом воздействии (электролюминесценция), при бомбардировке электронами (катодолюминесценция) и др. Самым распространенным является свечение тел, обусловленное их нагреванием.

Окружим излучающее тело идеально отражающей оболочкой. Отраженное оболочкой излучение падает на тело, и часть этого излучения поглощается им. Таким образом, между

телом и излучением полости будет происходить постоянный обмен энергией. Если распределение энергии между телом и излучением остается неизменным для каждой длины волны, то состояние системы «тело-излучение» будет **равновесным**.

Тепловое излучение – это единственный вид излучения, которое **находится в равновесии с излучающими телами**. Предположим, что равновесие между телом и излучением не соблюдается, и тело излучает энергии больше, чем поглощает. Тогда внутренняя энергия тела будет убывать, что приведет к понижению температуры, а это послужит причиной уменьшения количества излучаемой телом энергии. Температура тела будет снижаться до тех пор, пока количество излучаемой телом энергии не станет равным количеству поглощаемой им энергии. Следовательно, нарушение равновесия в системе «тело-излучение» вызывает возникновение процессов, восстанавливающих равновесие.

Свойства равновесного излучения: плотность лучистой энергии, ее распределение по спектру частот и направлениям распространения, а также поляризация излучения не зависят **от формы и материала отражающей оболочки**, окружающей излучающее тело. Эти свойства подобно состоянию газа в сосуде, определяются только **температурой стенок**.

Тепловое излучение однородно, т. е. плотность излучения одна и та же во всех точках внутри полости. **Оно изотропно** – свойства излучения одинаковы во всех направлениях. Тепловое излучение **неполяризовано**: направления векторов напряженности электрического поля \vec{E} и напряженности магнитного поля \vec{H} хаотически изменяются в зависимости от времени в каждой точке пространства.

2.2. Основные характеристики теплового излучения

Энергетической характеристикой теплового излучения является **поток излучения Φ** , представляющий собой количество

энергии W , переносимой электромагнитными волнами в единицу времени t через данную поверхность:

$$\Phi = \frac{W}{t}.$$

Поток излучения – это мощность излучения, единицей измерения которого является Ватт (Вт).

Энергетической светимостью или интегральной плотностью излучения называется физическая величина R_T , численно равная энергии W , испускаемой за единицу времени с единицы площади поверхности тела в интервале длин волн от нуля до бесконечности по всем направлениям:

$$R_T = \frac{W}{t \cdot S} = \frac{\Phi}{S},$$

где S – площадь поверхности излучающего тела.

Размерность энергетической светимости: $[R_T] = 1 \text{ Вт/м}^2$. Энергетическая светимость является функцией температуры T .

Тепловое излучение состоит из волн различных длин λ (или частот ω). Обозначим поток излучения, испускаемый единицей площади поверхности тела в интервале длин волн $[\lambda, \lambda + d\lambda]$, через dR_T . При малом интервале $d\lambda$ поток dR_T будет пропорционален интервалу $d\lambda$:

$$dR_{\lambda,T} = r_{\lambda,T} d\lambda, \quad (2.1)$$

где $r_{\lambda,T}$ – **лучеиспускающая способность** или спектральная плотность излучения тела, **численно равная энергии**, испускаемой с **единицы площади поверхности тела в единицу времени**, приходящейся на единичный интервал длин волн вблизи данной длины волны.

Лучеиспускательная способность зависит от длины волны и температуры тела. Следовательно, энергетическая светимость согласно формуле (2.1) также является функцией двух переменных: температуры и длины волны, поэтому обе величины необходимо писать с нижним индексами T и λ .

Энергетическая светимость R_T во всем интервале длин волн от нуля до бесконечности по всем направлениям определяется по формуле:

$$R_T = \int_0^{\infty} r_{\lambda,T} d\lambda. \quad (2.2)$$

Излучение можно характеризовать не только длиной волны, но и частотой. Интервалу длин волн $d\lambda$ будет соответствовать участок спектра $d\omega$. Определяющие один и тот же участок спектра величины $d\lambda$ и $d\omega$ связаны соотношением, вытекающим из формулы: $\lambda = c/\nu = 2\pi c/\omega$, дифференцирование которой дает:

$$d\lambda = -\frac{2\pi c}{\omega^2} d\omega. \quad (2.3)$$

Знак минус впоследствии опускается, т. к. он указывает лишь на то, что с возрастанием длины волны частота убывает.

Получим связь между лучеиспускательными способностями по шкале частот и шкале длин волн.

Энергетическую светимость, приходящуюся на интервал частот $d\omega$, по аналогии с формулой (2.1), можно представить в виде:

$$dR_{\omega,T} = r_{\omega,T} d\omega,$$

где $r_{\omega,T}$ – лучеиспускательная способность, зависящая от частоты и температуры.

Если интервалы $d\lambda$ и $d\omega$ представляют один и тот же диапазон электромагнитного излучения, то справедливо равенство:

$$r_{\omega,T}d\omega = r_{\lambda,T}d\lambda.$$

Формула связи между лучеиспускательными способностями по шкале частот и шкале длин волн с учетом (2.3) запишется в виде:

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

Пусть на элементарную площадку dS непрозрачного тела падает поток энергии $d\Phi_{\lambda,T}$, который частично поглощается телом, а частично отражается от него. Согласно закону сохранения энергии:

$$d\Phi_{\lambda} = d\Phi'_{\lambda} + d\Phi''_{\lambda},$$

где $d\Phi'_{\lambda,T}$ – часть потока, поглощенная телом;

$d\Phi''_{\lambda,T}$ – часть потока, отраженная телом.

Отношение поглощенной части потока ко всему потоку чистой энергии, падающей на тело, называется **поглощательной способностью** $\alpha_{\lambda,T}$.

$$\alpha_{\lambda,T} = \frac{d\Phi'_{\lambda,T}}{d\Phi_{\lambda,T}},$$

где $\alpha_{\lambda,T}$ – безразмерная величина.

Поглощательная способность $\alpha_{\lambda,T}$ тела зависит от длины волны падающего излучения, от температуры тела T , его химического состава и состояния поверхности.

2.3. Абсолютно черное тело

Тело, способное поглощать полностью при любой температуре всю энергию падающих на него электромагнитных волн независимо от их частоты, поляризации и направления распространения, называется **абсолютно черным**. Следовательно, спектральная поглотительная способность черного тела для всех частот и температур **тождественно равна единице** ($\alpha_{\lambda, T} = 1$). **Абсолютно черных тел (АЧТ)** в природе нет, однако такие тела, как сажа, платиновая чернь, черный бархат и некоторые другие, в определенном интервале частот по своим свойствам близки к АЧТ.

Наилучшим приближением к АЧТ является замкнутая полость, в стенке которой сделано малое отверстие, через которое излучение из полости может выходить наружу (рис. 2.1). Если стенки полости непрозрачны, то при достаточно малых размерах отверстия в полости установится излучение, мало отличающееся от равновесного. Через отверстие будет выходить практически такое же излучение, какое испускалось бы абсолютно черной площадкой, размеры и форма которых совпадают с размерами и формой отверстия.

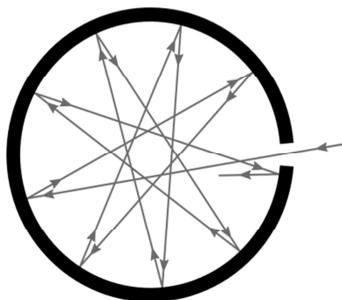


Рис. 2.1. Модель абсолютно черного тела

Луч света, вошедший в полость через отверстие, будет претерпевать многократные отражения от стенок полости

(рис. 2.1). При каждом отражении часть лучистой энергии поглощается. После многократных отражений луч либо совсем не выйдет наружу через отверстие, либо выйдет ничтожно малая часть лучистой энергии, попавшей в полость. Практически вся энергия поглощается стенками полости. Это значит, что полость с малым отверстием в отношении поглощения ведет себя как абсолютно черное тело.

У реальных тел поглощательная способность $\alpha_{\lambda,T} < 1$.

Тело, у которого поглощательная способность меньше единицы, одинакова для всех частот (длин волн) и **не зависит от температуры**, рода материала и состояния поверхности, называется **серым телом**.

2.4. Закон Кирхгофа для теплового излучения

Между лучеиспускательной способностью и коэффициентом поглощения любого тела существует связь. Чтобы установить эту связь, рассмотрим следующий опыт. Пусть внутри замкнутой оболочки, температура T которой постоянная, находится несколько тел (рис. 2.2). Воздух из оболочки удалим, так что тела могут обмениваться энергией между собой и оболочкой лишь путем излучения и поглощения электромагнитных волн. Тела с большей лучеиспускательной способностью будут терять в единицу времени за счет излучения больше энергии, чем тела с меньшей лучеиспускательной способностью. В результате спустя некоторое время все тела примут одинаковую температуру T . Внутри полости установится термодинамическое равновесие. Для его поддержания необходимо, чтобы тела с большей лучеиспускательной способностью обладали пропорционально большей поглощательной способностью для той же длины волны.

Таким образом, чем больше лучеиспускательная способность тела $r_{\lambda,T}$, тем больше и его поглощательная способность $\alpha_{\lambda,T}$.

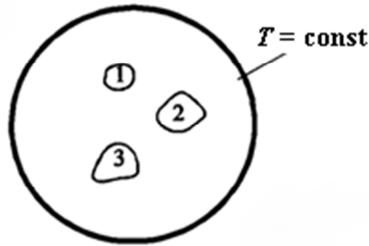


Рис. 2.2. Теплоизолированная полость

Температуры всех тел такой системы одинаковы и не изменяются с течением времени, а их излучение – равновесное. Следовательно, для любого тела энергия $dW_{\text{изл}}$, излучаемая в единицу времени с единицы площади поверхности, должна быть равна $dW_{\text{погл}}$, поглощаемой за то же время этим участком поверхности тела за счет падающего на него излучения:

$$dW_{\text{изл}} = dW_{\text{погл}}. \quad (2.4)$$

Нарушение условия (2.4) противоречит второму началу термодинамики, согласно которому невозможен процесс, единственным результатом которого является передача энергии в форме теплоты от тела менее нагретого к телу более нагретому.

Немецкий ученый Густав **Кирхгоф** в 1860 г. установил закон, носящий его имя, согласно которому **отношение лучеиспускательной способности тела к его поглощательной способности при данной температуре для данной частоты одинаково для всех тел не зависит от их природы и равно лучеиспускательной способности абсолютно черного тела, которая является универсальной функцией длины волны и температуры:**

$$\left(\frac{r_{\lambda, T}}{a_{\lambda, T}} \right)_1 = \left(\frac{r_{\lambda, T}}{a_{\lambda, T}} \right)_2 = \left(\frac{r_{\lambda, T}}{a_{\lambda, T}} \right)_3 = \dots = \left(\frac{r_{\lambda, T}}{a_{\lambda, T}} \right)_n = \quad (2.5)$$

$$= u_{\lambda, T} = f(\lambda, T),$$

где $u_{\lambda,T}$ – лучеиспускающая способность АЧТ;

1, 2, 3, ..., n – номера тел.

Из закона Кирхгофа (2.5) следует, что лучеиспускающая способность реального тела:

$$r_{\lambda,T} = a_{\lambda,T} u_{\lambda,T},$$

где $\alpha_{\lambda,T}$ – поглощательная способность реального тела;

$u_{\lambda,T}$ – лучеиспускающая способность АЧТ.

Так как для реальных тел $\alpha_{\lambda,T} < 1$, то $r_{\lambda,T} < u_{\lambda,T}$, т. е. лучеиспускающая способность реального тела всегда меньше лучеиспускающей способности абсолютно черного тела для той же длины волны и при одинаковой температуре.

Если тело не поглощает данные длины волн ($\alpha_{\lambda,T} = 0$), то оно при тех же условиях не будет их излучать.

Если тело хорошо поглощает данные волны, то оно обязательно будет их излучать, потому что может оказаться, что абсолютно черное тело не излучает ($u_{\lambda,T} = 0$) эти длины волн при тех же условиях.

Для того чтобы тело излучало какие-либо волны, необходимо, чтобы оно поглощало, а абсолютно черное тело излучало их при этих же условиях. Например, зеленый лист хорошо поглощает фиолетовое излучение при комнатной температуре, но не излучает фиолетовые лучи при этой температуре, так как при комнатной температуре у абсолютно черного тела фиолетовое излучение отсутствует.

Используя закон Кирхгофа (2.5), выражение для энергетической светимости тела (2.2) можно записать в виде:

$$R_T = \int_0^{\infty} a_{\lambda,T} u_{\lambda,T} d\lambda.$$

Для серого тела:

$$R_T^C = a_T \int_0^{\infty} u_{\lambda,T} d\lambda = a_T R,$$

где $R = \int_0^{\infty} u_{\lambda,T} d\lambda$ – энергетическая светимость абсолютно черного тела;

a_T – поглощательная способность серого тела.

Закон Кирхгофа описывает только тепловое излучение и может служить надежным критерием для определения природы излучения. Излучение, которое не подчиняется закону Кирхгофа, не является тепловым.

2.5. Закон Стефана-Больцмана. Закон смещения Вина

Из закона Кирхгофа следует, что первоочередной задачей в теории теплового излучения является определение вида зависимости лучеиспускательной способности $u_{\lambda,T}$ АЧТ от его температуры и длины волны излучения.

Сначала была найдена зависимость энергетической светимости АЧТ от его температуры. В 1884 г. Л. Больцман, применив термодинамический метод к исследованию равновесного теплового излучения внутри замкнутой полости, теоретически показал, что энергетическая светимость R абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени его абсолютной температуры:

$$R = \sigma T^4.$$

Этот закон получил название закона Стефана-Больцмана. Коэффициент пропорциональности σ называется постоянной Стефана-Больцмана и равен:

$$\sigma = 5,6704 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}^4}.$$

Излучение реальных тел отличается от излучения абсолютно черного тела. Для серых тел с коэффициентом $a_{\lambda,T}$ имеем:

$$R_T^C = a_T \sigma T^4.$$

Определение вида функции Кирхгофа $f(\lambda, T)$ в формуле (2.5) оказалось сложной задачей. Решение этой задачи привело к установлению квантового характера излучения и поглощения энергии атомами и молекулами.

Вид распределения лучеиспускательной способности абсолютно черного тела $u_{\lambda,T}$ от длины волны λ для различных значений температуры представлен на рис. 2.3. Попытки теоретически объяснить поведение кривых с позиции классической физики не дали положительных результатов, так как при этом предполагалось, что энергия излучения может принимать любые значения.

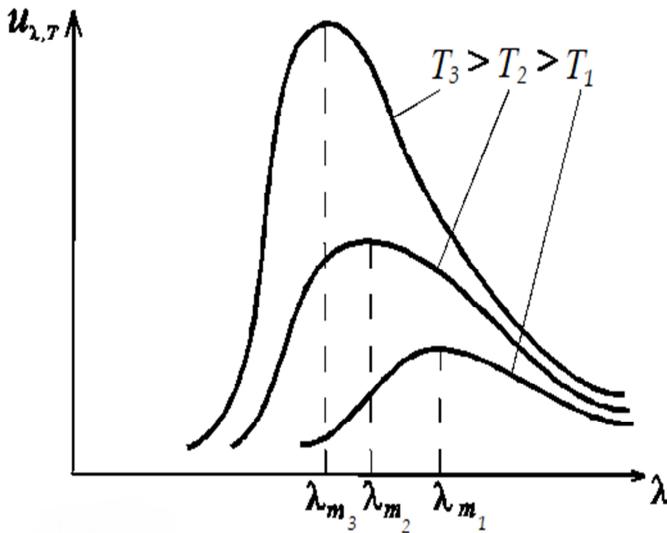


Рис. 2.3. Зависимость спектральной плотности излучения $u_{\lambda,T}$ от длины волны λ при разных температурах T

Из рис. 2.3 видно, что абсолютно черное тело испускает энергию неравномерно во всем диапазоне волн: на длинноволновое и коротковолновое приходится малая энергия, а на некоторой длине волны λ_m испускание энергии максимально. При повышении температуры кривая зависимости $u_{\lambda,T}(\lambda)$ смещается в область меньших длин волн, т. е. более горячие тела испускают больше коротковолнового излучения. Пик графика при повышении температуры становится более острым, высоким и смещается в область малых длин волн. Закон Вина объясняет, почему при понижении температуры нагретых тел в их спектре преобладает длинноволновое излучение, например, переход белого каления в красное при остывании металла. Такое распределение спектральной плотности излучения обусловлено распределением скоростей хаотического движения атомов, молекул вещества при различных температурах. В 1893 г. В. Вин теоретически установил закон смещения Вина: длина волны λ_m , на которую приходится максимум спектральной плотности излучения абсолютно черного тела, обратно пропорционально его абсолютной температуре:

$$\lambda_m = \frac{b}{T},$$

где $b = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$ – постоянная Вина.

Площадь, ограниченная кривой зависимости $u_{\lambda,T}$ от λ и осью абсцисс (рис 2.3), пропорциональна интегральной плотности излучения R_T абсолютно черного тела. Поэтому в соответствии с законом Стефана-Больцмана она возрастает пропорционально T^4 .

2.6. Формула Рэлея-Джинса. Формула Планка

Законы Стефана-Больцмана и смещения Вина не дают зависимости лучеиспускательной способности от температуры и частоты одновременно, только по отдельности.

Рэлей и Джинс сделали попытку определить спектральную плотность излучения абсолютно черного тела через равновесную плотность энергии теплового излучения. Они рассмотрели излучение, находящееся в равновесии с веществом, при этом стенки полости имели постоянную температуру T .

В равновесном состоянии энергия излучения будет распределена в объеме полости с определенной плотностью $E = E_T$. Спектральное распределение этой энергии можно охарактеризовать функцией $E_{\lambda,T}$, удовлетворяющей условию:

$$dE_{\lambda} = E_{\lambda,T} d\lambda,$$

где dE_{λ} – доля плотности энергии, приходящаяся на интервал длин волн $d\lambda$.

Полная плотность энергии E_T связана с функцией $E_{\lambda,T}$ формулой:

$$E_T = \int_0^{\infty} E_{\lambda,T} d\lambda.$$

Равновесная плотность энергии излучения E_T зависит только от температуры и не зависит от свойств стенок полости.

Пусть имеется полость с абсолютно черными стенками. В случае равновесия через каждую малую площадку внутри полости будет проходить в любом направлении поток излучения одинаковой плотности. Если бы излучение распространялось в одном направлении, перпендикулярном площадке, то плотность потока энергии в рассматриваемой точке была бы равна cE , где c – скорость электромагнитной волны. Однако через площадку проходит множество лучей, направления которых равномерно распределены в пределах телесного угла 4π . Поток энергии cE также распределен равномерно в пределах этого телесного угла. Лучеиспускательная способность

абсолютно черного тела $u_{\lambda,T}$ связана с равновесной плотностью энергии теплового излучения $E_{\lambda,T}$ соотношением:

$$u_{\lambda,T} = \frac{c}{4} E_{\lambda,T}. \quad (2.6)$$

Исходя из закона о равномерном распределении энергии между степенями свободы системы, находящейся в термодинамическом равновесии, можно определить величину плотности энергии излучения. Согласно этому закону, средняя энергия ε , приходящаяся на одну колебательную степень свободы электромагнитной волны, равна kT ($\frac{1}{2}kT$ – энергия электрического поля и $\frac{1}{2}kT$ – энергия магнитного поля):

$$\varepsilon = kT, \quad (2.7)$$

где $k = 1,3806 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана.

Равновесное излучение можно представить, как систему стоячих волн. С учетом формулы для количества стоячих волн в трехмерном пространстве можно получить формулу для лучеиспускательной способности излучения АЧТ:

$$u_{\lambda,T} = kT \frac{2\pi c}{\lambda^4}. \quad (2.8)$$

Лучеиспускательная способность абсолютно черного тела в зависимости от частоты описывается выражением:

$$u_{\omega,T} = kT \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2}. \quad (2.9)$$

Выражения (2.8)–(2.9) представляют собой **формулу Рэля-Джинса**. Формула согласуется с экспериментальными

данными лишь при больших длинах волн и резко расходится с опытом для малых длин волн. Из рис. 2.4 видно, что для коротких длин волн формула Вина прекрасно согласуется с экспериментом. Однако в области больших длин волн она дает неверные результаты. Здесь применима формула Рэлей-Джинса (на рис. 2.4 эта область более 10 мкм). Но при рассмотрении малых частот интегрирование плотности энергии от 0 до ∞ дает бесконечно большое значение. Этот результат, получивший название ультрафиолетовой катастрофы, находится в противоречии с опытом. В частности, по закону Стефана-Больцмана u_T должна быть пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры, т. е. должна быть конечной величиной.

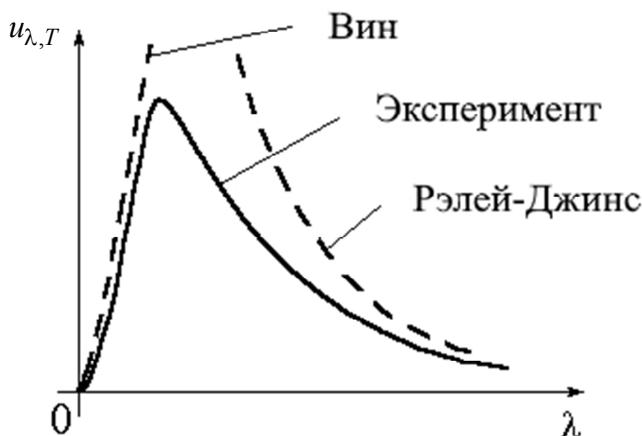


Рис. 2.4. Зависимость спектральной плотности излучения $u_{\lambda, T}$ от длины волны λ

Стало ясно, что решить задачу о спектральном распределении излучения АЧТ в рамках существующих теорий (термодинамического подхода) невозможно. Эта задача была успешно решена М. Планком на основе новой идеи, чуждой классической физике.

В 1900 г. М. Планку удалось найти вид функции $u_{\lambda,T}$, в точности соответствующей опытным данным. Для этого он предположил, что электромагнитное излучение испускается в виде отдельных порций энергии (квантов), величина которых пропорциональна частоте излучения ν :

$$\varepsilon = h\nu,$$

где $h = 6,6261 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка.

Если энергия атома изменяется порциями, то энергия излучения ε_n должна быть кратной величине $h\nu$:

$$\varepsilon_n = nh\nu,$$

где $n = 1, 2, 3 \dots$

В этом случае средняя энергия излучения $\langle \varepsilon \rangle$, приходящаяся на одну колебательную степень свободы излучателя с частотой ν , будет определяться выражением:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (2.10)$$

Если в формуле (2.10) устремить постоянную Планка $h \rightarrow 0$, тогда получается переход к классическому выражению $\langle \varepsilon \rangle = kT$.

Таким образом, по аналогии с выводом формулы Рэлея-Джинса, в выражении (2.7), заменяя энергию kT на энергию, определенную выражением (2.10), а частоту – на длину волны, используя выражение $\nu = c/\lambda$, Планк получил следующую формулу для спектральной плотности энергии:

$$E_{\lambda,T} = \frac{8\pi}{\lambda^5} \frac{hc}{e^{hc/\lambda kT} - 1}.$$

Подставляя формулу для спектральной плотности энергии $E_{\lambda,T}$ в выражение (2.6), для спектральной плотности излучения абсолютно черного тела имеем:

$$u_{\lambda,T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1}. \quad (2.11)$$

Выражение (2.11) называется формулой Планка, которая хорошо согласуется с опытом, т. е. формула Планка полностью соответствует кривой на рис. 2.4, полученной экспериментальным путем.

Следствия из формулы Планка:

1. В случае больших длин волн, $hc/\lambda kT \ll 1$, формула Планка переходит в формулу Релея-Джинса (2.9), которая хорошо описывает излучение в длинноволновой области спектра.

2. В случае коротких длин волн, $hc/\lambda kT \gg 1$, получаем формулу Вина, которая хорошо описывает излучение абсолютно черного тела в коротковолновой области спектра.

3. Формула Планка позволяет теоретически вычислить постоянные σ и b в законах Стефана-Больцмана и Вина.

2.7. Принцип действия инфракрасного бесконтактного термометра

Инфракрасный термометр (пирометр) – это устройство для измерения температуры объектов в удаленных точках бесконтактным способом. Схема пирометра изображена на рис. 2.5.

Пирометры бывают оптическими, радиационными и цветовыми. Первые позволяют осуществить визуальное сравнение цвета нагретого тела с цветом эталонной нити и таким образом определить его температуру. Радиационные пирометры используют для измерения температуры по мощности излучения нагретого тела. Цветовые пирометры сравнивают тепловое излучение объекта в различных спектрах и затем производят вычисление его температуры.

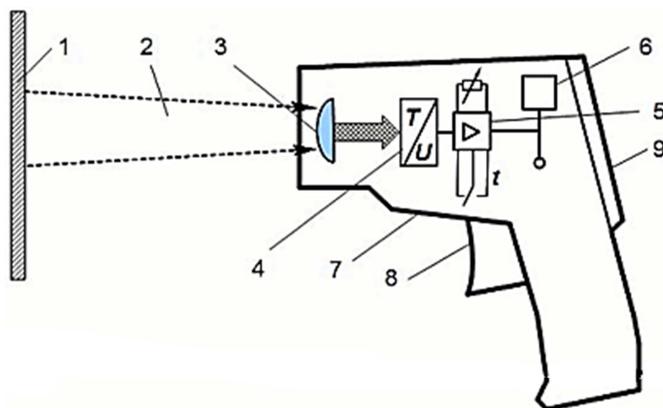


Рис. 2.5. Схема инфракрасного пирометра:

- 1 – поверхность измеряемого объекта; 2 – тепловое излучение от объекта; 3 – оптическая система инфракрасного термометра; 4 – датчик-преобразователь; 5 – электронный преобразователь; 6 – счетное устройство; 7 – корпус пирометра; 8 – курок-кнопка; 9 – дисплей

В основе инфракрасного термометра – пирометрический датчик, который преобразует тепловое излучение объекта в электрическое напряжение. Так обеспечивается измерение амплитуды электромагнитного излучения от объекта в инфракрасной части спектра и последующий пересчет измеренного значения в мощность теплового излучения.

Тепловой луч 2, сфокусированный оптической системой 3, падает на датчик 4 (первичный пирометрический преобразователь), в результате на выходе образуется электрический сигнал, пропорциональный значению температуры объекта измерения. Этот сигнал проходит через электронный преобразователь 5 (вторичный пирометрический преобразователь), попадает в измерительно-счетное устройство 6 и обрабатывается в нем. Результат отображается на дисплее 9.

Зная оптическое разрешение пирометра, можно правильно выбрать расстояние до объекта. Пятно измерения не должно превышать размер проверяемого объекта. Иначе инфракрасный

бесконтактный термометр будет измерять еще и температуру окружающих предметов, которые попали в зону пятна. А это вводит искусственно созданную погрешность и не позволяет точно измерить температуру именно нужной поверхности.

Пирометры применяют для дистанционного определения температуры объектов в разнообразных сферах. Например, датчики движения в системах охраны зданий. Датчики реагируют на изменение инфракрасного излучения в помещении. Пирометры могут выступать в роли средства безопасного дистанционного измерения температур раскаленных объектов в случаях, когда физическое взаимодействие с контролируемым объектом невозможно из-за высоких температур.

2.8. Порядок проведения исследований

1. Подготовка к выполнению.

1.1. Изучите схему (рис. 2.6) и общий вид (рис. 2.7) лабораторной установки. Лабораторная установка (рис. 2.7) состоит из печи 1, смонтированной на раме и нагревающей исследуемое тело 2, близкое к абсолютно черному. Температура этого тела измеряется термопарой 3, подключенной к мультиметру 4. Разъем датчика плотности теплового потока подключен к измерителю плотности теплового потока **ИПП-2** (рис. 2.7), который измеряет интенсивность излучения исследуемого тела. Печь включается кнопкой 6, при переводе ее в положение **I**.

1.2. Зарисуйте в рабочую тетрадь схему установки (рис. 2.6).

1.3. Начертите в рабочей тетради табл. 2.1.

1.4. Изучите измеритель плотности теплового потока (рис. 2.8). Конструктивно **ИПП-2** выполнен в пластмассовом корпусе. На передней панели измерителя располагаются четырехразрядный светодиодный индикатор, кнопки управления; на боковой поверхности располагаются разъемы для подключения прибора к компьютеру и сетевого адаптера. На верхней панели расположен разъем для подключения первичного преобразователя.



Рис. 2.7. Общий вид лабораторной установки:
 1 – нагревательный элемент (печь); 2 – черное тело; 3 – термопара;
 4 – мультиметр; 5 – измеритель интегральной плотности
 теплового излучения; 6 – кнопка, включающая нагрев печи;
 7 – кнопки включения измерителя плотности теплового
 потока; 8 – кнопка включения режима индикации;
 9 – кнопка включения мультиметра; 10 – терморегулятор

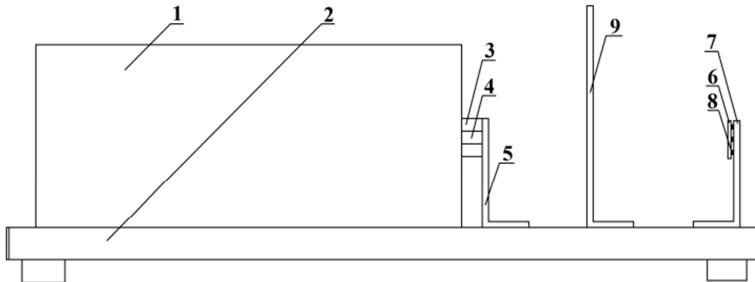


Рис. 2.6. Схема лабораторной установки:
 1 – нагревательный элемент (печь); 2 – рама; 3 – черное тело;
 4 – термопара; 5, 7 – кронштейны; 6 – датчик плотности
 светового потока; 8 – пластина; 9 – экран

Таблица 2.1

Измеренные значения		Результаты вычислений	
R (изм.)	t , °C	T , К	R (теор.)
	300		
	400		

Измеренные значения		Результаты вычислений	
R (изм.)	t , °C	T , К	R (теор.)
	500		
	550		
	600		
	650		
	700		
	750		
	800		

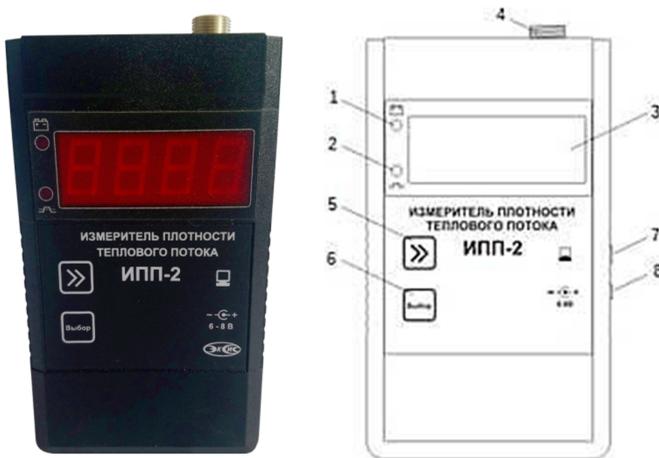


Рис. 2.8. Общий вид и схема измерителя плотности теплового потока ИПП-2:

- 1 – светодиодная индикация состояния аккумулятора;
- 2 – светодиодная индикация нарушения порогов;
- 3 – индикатор значений измерения; 4 – разъем для подключения зонда измерения; 5 – кнопка «>>»; 6 – кнопка «Выбор»;
- 7 – разъем для подключения к компьютеру;
- 8 – разъем для подключения сетевого адаптера

2. Исследование зависимости интегральной плотности излучения черного тела от его температуры.

2.1. Убедитесь, что кнопка 6 (рис. 2.7) находится в выключенном состоянии т. е. находится в положении 0.

2.2. Включите сетевую вилку печи в розетку.

2.3. Установите **предел измерения на мультиметре на t , °С.**

Убедитесь, что разъемы термопары и датчика плотности теплового потока подключены к измерительным приборам.

2.4. Включите нагрев печи, для этого необходимо вставить вилку в розетку и перевести кнопку **6** в положение **I**.

2.5. Включите мультиметр кнопкой **9**, измеритель плотности теплового потока – кнопкой **7**. **Если режим индикации не включился (нет прерывистого звукового сигнала), то нажмите кнопку **8** один или два раза.**

2.6. Нагрейте исследуемое тело до **500 °С.**

2.7. Отключите печь, переведя **кнопку **6** в положение **0**.** (Предварительный нагрев необходим для минимизации влияния излучения стенок печи и элементов установки на измерение излучения тела.)

2.8. Дождитесь, когда температура исследуемого тела опустится до температуры **200...250 °С**, и **опять включите нагрев печи.**

2.9. По мере роста температуры t исследуемого тела **фиксируйте значения энергетической светимости $R_{\text{изм}}$** измерителем **5** при достижении температурой значений, указанных во втором столбце табл. 2.1. Данные занесите первый столбец табл. 2.1.

2.10. **Отключите печь** кнопкой **6** от сети, отсоедините вилку от розетки, отключите мультиметр кнопкой **9**, а измеритель плотности теплового потока – кнопкой **7**.

3. Обработка полученных результатов.

3.1. Для каждого значения температуры t исследуемого тела в градусах Цельсия **вычислите температуру T в градусах Кельвина.** Данные занесите в третий столбец табл. 2.1.

3.2. Используя закон Стефана-Больцмана $R_{\text{э}} = \sigma T^4$, где постоянная $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}^4}$, **вычислите теоретические значения энергетической светимости черного тела $R^{\text{теор}}$,**

соответствующие каждому значению температуры T . Данные занесите в четвертый столбец табл. 2.1.

3.3. На одном графике постройте зависимости $R_{\text{изм}} = f(T)$ и $R^{\text{теор}} = f(T)$.

3.4. Сделайте выводы о соответствии экспериментально полученных результатов теоретически вычисленным данным по закону Стефана-Больцмана.

2.9. Контрольные вопросы

1. Дайте определение теплового излучения. В чем состоит равновесность теплового излучения?

2. Что называется потоком излучения?

3. Дайте определение энергетической светимости или интегральной плотности излучения.

4. Что называется лучеиспускательной способностью или спектральной плотностью излучения?

5. Выведите формулу связи между лучеиспускательными способностями по шкале частот и по шкале длин волн.

6. Дайте определение поглотительной способности.

7. Какое тело называется абсолютно черным, серым?

8. Сформулируйте закон Кирхгофа для теплового излучения.

9. Сформулируйте закон Стефана-Больцмана для излучения абсолютно черного тела.

10. Сформулируйте закон смещения Вина для излучения абсолютно черного тела.

11. Запишите формулу Рэлея-Джинса. Согласуется ли формула Рэлей-Джинса с полученными экспериментальными данными?

12. Какое предположение сделал Планк для нахождения вида зависимости лучеиспускательной способности АЧТ от температуры и длины волны? Запишите формулу Планка.

13. Что такое инфракрасный термометр? На какие виды они делятся? Какова простейшая схема инфракрасного термометра?

14. Опишите принцип работы инфракрасного термометра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сивухин, Д. В. Общий курс физики: в 5 т. / Д. В. Сивухин. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2020. – Т. 5: Атомная и ядерная физика. – 784 с.
2. Савельев, И. В. Курс общей физики: в 3 т. / И. В. Савельев. – СПб.: Лань, 2017. – Т. 3: Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. – 320 с.
3. Кужир, П. Г. Общая физика: оптика, квантовая физика, физика атомного ядра и элементарных частиц. Сборник задач: учебное пособие для студентов учреждений высшего образования по техническим специальностям / П. Г. Кужир, Н. П. Юркевич, Г. К. Савчук. – Минск: БНТУ, 2018. – 196 с.
4. Есман, А. К. Физика. Ч. 6. Квантовая оптика, физика атомного ядра и элементарные частицы: учебно-методический комплекс [Электронный ресурс] / сост.: А. К. Есман [и др.]. – Минск: БНТУ, 2019. – Режим доступа: <https://rep.bntu.by/handle/data/51567>. – Дата доступа: 20.02.2019.

Учебное издание

ЕСМАН Александр Константинович
ЮРКЕВИЧ Наталья Петровна
САВЧУК Галина Казимировна и др.

КВАНТОВАЯ ПРИРОДА ИЗЛУЧЕНИЯ

Пособие

для студентов специальностей

7-07-0732-01 «Строительство зданий и сооружений
(Промышленное и гражданское строительство)»,
7-07-0732-02 «Инженерные сети, оборудование зданий
и сооружений (Теплогазоснабжение, вентиляция и охрана
воздушного бассейна)», 7-07-0732-02-02 «Инженерные сети,
оборудование зданий и сооружений (Водоснабжение,
водоотведение и охрана водных ресурсов)»,
7-07-0732-01 «Строительство зданий и сооружений
(Мосты, транспортные тоннели и метрополитены)»,
6-05-0732-01 «Экспертиза и управление недвижимостью»

Редактор *Н. А. Костешева*
Компьютерная верстка *Е. А. Беспанской*

Подписано в печать 23.06.2023. Формат 60×84 ¹/₁₆. Бумага офсетная. Ризография.
Усл. печ. л. 2,91. Уч.-изд. л. 1,87. Тираж 100. Заказ 427.

Издатель и полиграфическое исполнение: Белорусский национальный технический университет.
Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя, распространителя
печатных изданий № 1/173 от 12.02.2014. Пр. Независимости, 65. 220013, г. Минск.