

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ
УЧРЕЖДЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ
БЕЛАРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ ИНФОРМАТИКИ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

В.В. Аксёнов,

ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ

по курсу ФИЗИКА

в 3 частях

часть 3

«ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ»

для студентов всех специальностей

Минск 2001

1. РАВНОВЕСНОЕ ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ.

Классическая электромагнитная теория света, объясняющая широкий круг явлений с распространением света и получившая всеобщее признание в конце 19 века, в начале 20-го столкнулась с непреодолимыми трудностями в связи с вопросом об излучении света, и например, с вопросом о тепловом излучении.

Под ним понимается вся совокупность излучения, испускаемого нагретым телом. Как известно, характер излучения интенсивность, и ее зависимость от частоты (т.е. спектральный состав излучения) определяются температурой и природой излучающего тела. Имеется, однако, случай, когда спектральный состав излучения не зависит от природы излучателя и определяется исключительно его температурой. Речь пойдет о, так называемом *равновесном излучении*.

Представим себе некоторую замкнутую полость со стенками, не проводящими тепла и поддерживаемыми при определенной температуре T . Стенки полости будут излучать и поглощать электромагнитные волны. Так как все излучение заключено в замкнутую полость, через некоторое время в системе установится состояние статистического равновесия. Стенки полости будут излучать в единицу времени столько же электромагнитной энергии, сколько они поглощают, и в полости установится система электромагнитных стоячих волн. Объемная плотность энергии соответствующего электромагнитного поля будет выражаться формулой:

$$\rho = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{2} E^2 + \frac{\mu\mu_0}{2} B^2,$$

где E - напряженность электрического поля; B - индукция магнитного поля.

Тепловое излучение будет содержать разнообразные частоты, т.е. $\rho = \rho(\nu)$. Кроме того, эта плотность зависит также от температуры излучающих стенок, т.е. $\rho = \rho(\nu, T)$. Простой термодинамический подход показывает, однако, что

$\rho(\nu, T)$ не зависит от природы излучателя, в частности, стенок (их излучательной и поглощательной способностей и состояния поверхности).

Рассмотрим две полости, стенки которых нагреты до одинаковой температуры T , но сделаны из разных материалов. Предположим, что спектральная плотность энергии излучения зависит от природы излучателя и различна в обеих полостях. Тогда, соединив полости, можно нарушить равновесие. Излучение будет переходить в ту полость, в которой его плотность меньше. В результате этого плотность излучения в этой полости вырастет, стенки полости будут поглощать больше энергии, а их температура повысится. Между стенками обеих полостей возникает разность температур, которая может быть использована для получения полезной работы. Таким образом, сделанное предположение приводит к выводу о возможности построения вечного двигателя 2-го рода, что, как известно, невозможно. Таким образом доказано, что $\rho(\nu, T)$ - есть универсальная функция частоты и температуры. Изучение излучательных и поглощательных свойств материальных тел привело Кирхгофа к установлению важной теоремы, названной теоремой Кирхгофа.

Назовем излучательной способностью произвольного тела величину $E(\nu)$, равную энергии, излучаемой 1 м^2 поверхности тела за 1 секунду с частотой в интервале от ν до $(\nu + d\nu)$.

Назовем поглощательной способностью тела долю всей падающей на 1 м^2 поверхности тела лучистой энергии с частотой в интервале от ν до $(\nu + d\nu)$, которая поглощается внутри тела (во всем объеме). Теорема Кирхгофа гласит, что отношение излучательной и поглощательной способностей является универсальной функцией частоты и температуры тела, но не зависит ни от природы и свойств тела, ни от их геометрической формы, т.е.:

$$E(\nu) / A(\nu) = f(\nu, T). \quad (1)$$

Оказывается, что универсальная функция $f(\nu, T)$ связана простым соотношением с объемной плотностью энергии равновесного излучения $\rho(\nu, T)$:

$$f(\nu, T) = \frac{c}{4} \rho(\nu, T). \quad (2)$$

Итак, теорема (1) приобретает вид:

$$\frac{E(\nu)}{A(\nu)} = \frac{c}{4} \rho(\nu, T). \quad (3)$$

Нахождение вида функции $\rho(\nu, T)$ представляет большой интерес. Из выражения (1) следует, что особое значение имеет случай тела с поглотительной способностью $A(\nu)=1$. Такое тело поглощает всю падающую на него энергию. Оно было названо абсолютно черным телом. Для него будем иметь:

$$E(\nu) = \frac{C}{4} \rho(\nu, T). \quad (4)$$

Таким образом, абсолютно черное тело имеет максимальную излучательную способность. Измеряя ее, можно на опыте определить вид функции $\rho(\nu, T)$.

В природе не существует абсолютно черного тела; часть лучистой энергии всегда отразится, какой бы ни была поверхность тела. Однако замкнутая полость, которую мы рассматривали выше, является абсолютно черным телом. Действительно, все излучение, испускаемое стенками, ими же и поглощается. Если сделать в полости маленькое отверстие, то, изучая излучение, выходящее через него, можно экспериментально найти функцию $\rho(\nu, T)$.

С помощью таких моделей и было экспериментально изучено распределение энергии в зависимости от частоты при различных температурах T . На рис.1 показана одна из таких зависимостей.

По оси ординат отложена плотность энергии излучения $\rho(\lambda, T)$, по другой оси - длина волны в микронах.

Плотность энергии излучения с длиной волны λ связана с функцией $\rho(\nu, T)$ следующим соотношением:

$$\rho(\nu, T) d\nu = \rho(\lambda, T) d\lambda.$$

Учитывая, что $\nu = c / \lambda, d\nu = c \left| d\lambda / \lambda^2 \right|$, будем иметь

$$\rho(\nu, T) = (c / \lambda^2) \rho(\lambda, T).$$

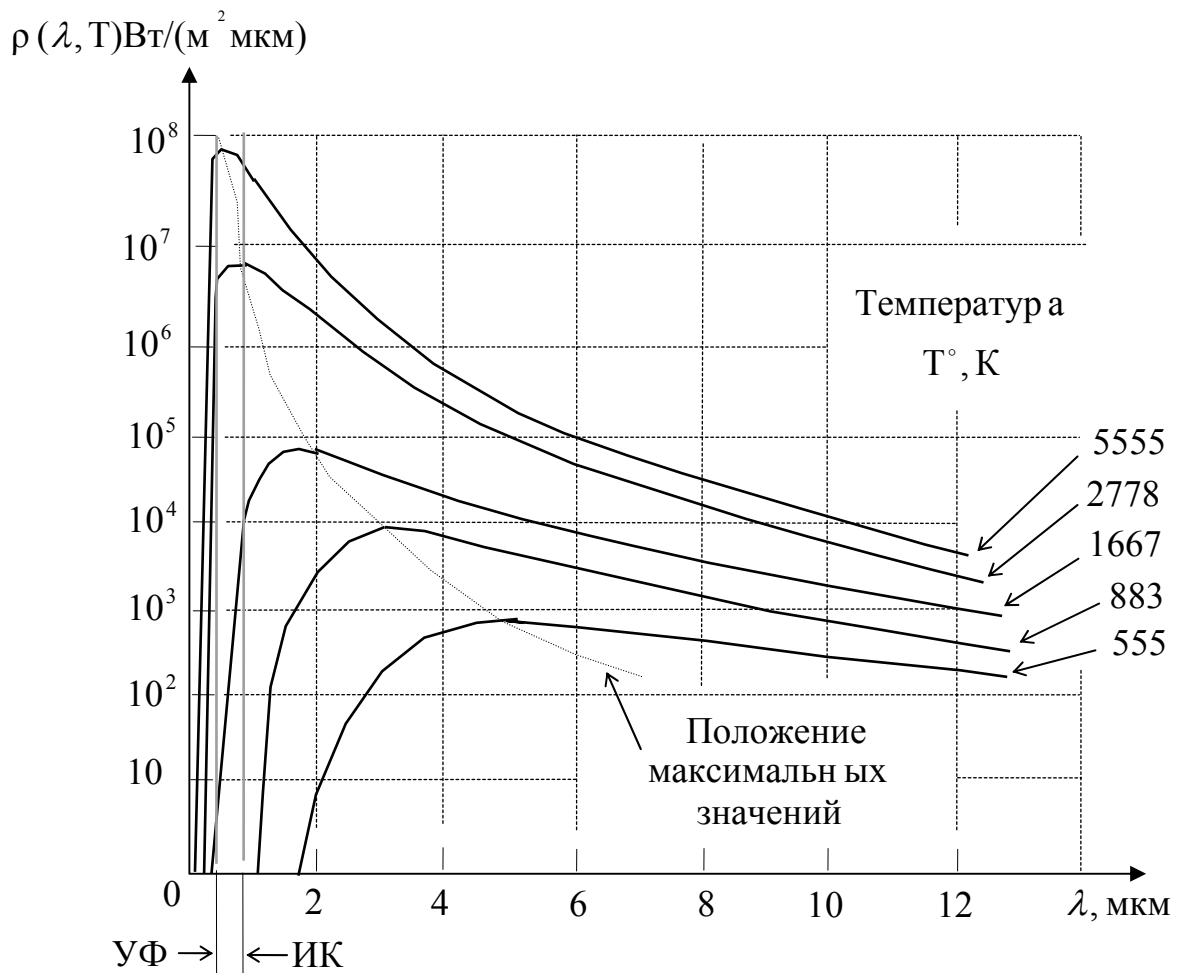


Рис.1

Все кривые на рисунке для различных температур обнаруживают характерное поведение. При больших длинах волн плотность излучения увеличивается с ростом λ , затем проходит через максимум и снова стремится к нулю. Положение максимума сдвигается в сторону коротких волн по мере повышения температуры T . Это были экспериментальные результаты, а теперь рассмотрим краткую теорию этих вопросов и сравним ее с экспериментом.

Классическая теория черного излучения

Заметим сначала, что, не выходя за пределы термодинамики и электромагнитной теории света можно кроме теоремы Кирхгофа вывести еще два закона

для черного излучения. Так, закон Стефана (1879г.) утверждает, что полная энергия излучения пропорциональна четвертой степени температуры T излучающего тела. Следующий шаг был сделан Вином (1893г.), сформулировавшим закон смещения, который носит его имя и утверждает следующее: спектральное распределение плотности энергии подчиняется уравнению вида

$$\rho(\nu, T) = \nu^3 F(\nu / T), \quad (5)$$

где F - функция, зависящая только от отношения частоты к температуре, конкретный вид которой нельзя установить термодинамическими методами. Отметим, что закон Вина включает и закон Стефана; чтобы получить его, надо проинтегрировать формулу Вина по всему спектру:

$$\int_0^{\infty} \rho(\nu, T) d\nu = \int_0^{\infty} \nu^3 F(\nu / T) d\nu.$$

Сделав замену переменных $x = \nu / T$, $d\nu = T dx$, получим:

$$\int_0^{\infty} \rho(\nu, T) d\nu = T^4 \int_0^{\infty} x^3 F(x) dx.$$

Очевидно, что интеграл даст просто число, т.е., действительно, если верен закон Вина, то полная энергия излучения оказывается пропорциональной четвертой степени температуры. Причина, по которой закон Вина называют «законом смещения», такова: экспериментально было обнаружено, что интенсивность излучения раскаленного тела, температура которого поддерживается постоянной, как функция длины волны ведет себя следующим образом (рис.1). При некоторой λ_m наблюдается максимум, который с изменением температуры смещается, в то время как произведение $\lambda_m T$ оказывается постоянным:

$$\lambda_m T = const.$$

Это можно легко доказать, используя закон Вина. Запишем его через $\lambda = c/\nu$:

$$\rho(\lambda, T) = c^4 / \lambda^5 (c / \lambda T).$$

Условие максимума функции:

$$\frac{d\rho}{d\lambda} = 0,$$

$$c^4 \left[-\frac{5}{\lambda^6} F\left(\frac{c}{\lambda T}\right) - \frac{1}{\lambda^5} F'\left(\frac{c}{\lambda T}\right) \frac{c}{\lambda^2 T} \right] = 0;$$

$$5F\left(\frac{c}{\lambda T}\right) + \frac{c}{\lambda T} F'\left(\frac{c}{\lambda T}\right) = 0;$$

$$5F(x) = xF'(x).$$

Уравнение содержит всего одну неизвестную величину $c/\lambda T$ и его решение, если оно существует, должно иметь форму $\lambda T = \text{const}$. Значение постоянной нельзя определить, если неизвестна функция F . Таким образом и получается теорема о смещении максимума. Чтобы найти F , необходимо обратиться к конкретной модели. На основе теории термодинамики ясно, что форма закона, определенного той или иной функцией F , не должна зависеть от конкретного механизма излучения. Поэтому в качестве простейшей модели излучающего тела Планк выбрал линейный гармонический осциллятор с собственной частотой ν . Для такого осциллятора мы можем с одной стороны рассчитать энергию, излучаемую за 1 с; она будет равна просто энергии излучения колеблющегося диполя, и работу, произведенную над осциллятором полем излучения за тоже время. В случае равновесия обе эти величины должны совпадать, и при этом получается

$$\rho(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \bar{\varepsilon}, \quad (6)$$

где $\bar{\varepsilon}$ - энергия осциллятора, усредненная по некоторому промежутку времени, который велик по сравнению с периодом, но все же настолько мал, что излучением за это время можно пренебречь. Таким образом, если мы знаем среднюю энергию осциллятора, то мы знаем также и распределение интенсивности черного излучения.

Значение $\bar{\varepsilon}$, определенное методами классической статистики, оказывается равным kT , здесь k - постоянная Больцмана.

Это частный случай общего результата статистической механики – *закон равномерного распределения*. В соответствии с этим каждый член в гамильтониане H (полная энергия), пропорциональный квадрату координаты или импульса, дает один и тот же вклад в среднюю энергию, а именно $1/2kT$, а в гамильтониане осциллятора есть два таких члена и, следовательно, его энергия есть kT . Это можно легко посчитать. По статистике Больцмана, при равновесии, состояние осциллятора, характеризуемое энергией ε , встречается с относительной вероятностью $e^{-\varepsilon/kT}$, так что $\bar{\varepsilon}$ получается в результате усреднения по всем состояниям:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\int_0^{\infty} \varepsilon e^{-\beta\varepsilon} d\varepsilon}{\int_0^{\infty} e^{-\beta\varepsilon} d\varepsilon} = -\frac{d}{d\beta} \ln \int_0^{\infty} e^{-\beta\varepsilon} d\varepsilon = -\frac{d}{d\beta} \ln \frac{1}{\beta} = \frac{1}{\beta} = kT \quad (\beta = \frac{1}{kT}).$$

Таким образом, получаем:

$$\rho(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT. \quad (7)$$

Это выражение представляет собой закон излучения Релея-Джинса (1900, 1909г.г.). Заметим, что этот закон согласуется с законом Вина, чего и следовало ожидать. В длинноволновой области, т.е. при малых частотах, закон Релея-Джинса также очень хорошо согласуется с экспериментальной кривой распределения плотности излучения. В этой области плотность возрастает пропорционально второй степени частоты. Но для больших частот формула уже не верна. Из эксперимента известно, что плотность ведет себя так, как на рис.1, проходя через максимум, чего не следует из полученной формулы. Мало того, что отсутствует максимум, так $\rho(\nu, T)$ непрерывно возрастает как квадрат частоты, что приводит к расходимости интеграла

$$I = \int_0^{\infty} \rho(\nu, T) d\nu \rightarrow \infty,$$

и говорят, что имеет место «ультрафиолетовая катастрофа».

Предпринимались попытки устранить эту явную несуразицу с помощью следующей гипотезы. Предположим, что для достижения равновесия требуется определенное время (время релаксации). Пусть для черного излучения это время очень велико, т.е. равновесие устанавливается не скоро. Но за это время, как не трудно представить, свойства системы могут полностью измениться в результате внешних воздействий. Однако эти рассуждения не затрагивают существа дела. Действительно, мы всегда можем, по крайней мере теоретически, как угодно долго поддерживать внешние условия неизменными. Тогда рано или поздно равновесие все же установится.

В такой ситуации Планк выдвинул смелую мысль, что все эти трудности можно обойти, допустив существование конечных дискретных квантов энергии ε_0 , таких, что энергия осциллятора может оказаться равной (помимо $\varepsilon = 0$) лишь $\varepsilon_0, 2\varepsilon_0, \dots$ и т.д. Именно таким образом мы и получим закон излучения Планка, который получил блестящее экспериментальное подтверждение. Самое важное для этого – суметь найти среднюю энергию $\bar{\varepsilon}$. Формально вычисление интегралов заменяется на вычисление сумм. По-прежнему состояние с тем или иным значением энергии встречается с относительной вероятностью, определяемой больцмановским множителем, но теперь в расчетах фигурируют уже не все энергии, как это было раньше, а лишь энергии вида $n\varepsilon_0$ ($n=0,1,2, \dots$), поэтому среднее значение энергии равно:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} n\varepsilon_0 e^{-\beta n\varepsilon_0}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-\beta n\varepsilon_0}} = -\frac{d}{d\beta} \ln \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\beta n\varepsilon_0} = -\frac{d}{d\beta} \ln \frac{1}{1 - e^{-\beta\varepsilon_0}} = \frac{\varepsilon_0 e^{-\beta\varepsilon_0}}{1 - e^{-\beta\varepsilon_0}} = \frac{\varepsilon_0}{e^{\beta\varepsilon_0} - 1}.$$

Подставляя это выражение в формулу (6), будем иметь

$$\rho(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{\varepsilon_0}{e^{\varepsilon_0/kT} - 1}.$$

Чтобы это выражение не противоречило закону Вина, который будучи прямым следствием термодинамики справедлив при всех обстоятельствах, необходимо принять, что

$$\varepsilon_o = h\nu ,$$

где h - постоянная, носящая имя Планка.

Теперь отсюда прямо следует закон излучения Планка:

$$\rho(\nu, T) = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} .$$

Как уже говорилось, эта формула отлично согласуется с опытом.

При малых частотах плотность излучения возрастает приблизительно как квадрат частоты; если $\frac{h\nu}{kT} \gg 1$, то экспоненту в знаменателе можно разложить в ряд по степеням, причем первый член разложения в точности соответствует закону Релея-Джинса:

$$\rho(\nu, T) = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \frac{1}{(1 + \frac{h\nu}{kT} + \dots) - 1} \approx \frac{2\pi \nu^2}{c^2} kT .$$

Таким образом, в области малых частот закон Планка согласуется с классическими выражениями. Иначе обстоит дело в области больших частот.

Если $\frac{h\nu}{kT} \gg 1$, то экспонента в знаменателе гораздо больше 1. В этом случае единицей в знаменателе можно пренебречь и получим приближенный закон излучения для коротких волн (больших частот):

$$\rho(\nu, T) = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} e^{-h\nu/kT} .$$

Закон излучения в такой форме был предложен ранее Вином (1896 г.), который пытался феноменологически описать результаты своих измерений в этой части спектра. Между областями применимости этих двух предельных законов лежит обширная переходная область, где и находится максимум кривой распределения. При повышении температуры этот максимум в соответствии с законом Вина сдвигается в сторону более коротких длин волн.

Переходя к записи плотности излучения через длину волны λ , будем иметь:

$$\rho(\lambda, T) = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1}$$

Функция $\rho(\lambda, T)$ имеет максимум при длине волны λ_m , которую можно найти из условия:

$$\frac{d\rho}{d\lambda} = 0$$

или

$$-\frac{5}{\lambda^6} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} + \frac{hce^{\frac{hc}{\lambda kT}}}{\lambda^7 kT (e^{hc/\lambda kT} - 1)^2} = 0.$$

Вводя $x = \frac{hc}{\lambda_m kT}$, получим:

$$\frac{5}{e^x - 1} = \frac{x e^x}{(e^x - 1)^2}, \quad \frac{x e^x}{e^x - 1} = 5.$$

Решение этого трансцендентного уравнения дает значение $x = 4,96$.

Таким образом,

$$\frac{hc}{\lambda_m kT} = 4,96.$$

Это и есть закон смещения Вина.

Постоянная Планка была впервые определена самим Планком с помощью закона Стефана и закона смещения Вина. Согласно первому закону, энергия, излучаемая за 1 с с квадратного метра нагретой до температуры T поверхности, есть:

$$I = \sigma T^4,$$

где σ - постоянная, называемая постоянной Стефана-Больцмана и равная $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Дж} / \text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{град}^4$. Эту постоянную можно получить и теоретически, интегрируя по всему спектру функцию распределения Планка. В результате получим выражение для σ :

$$\sigma = 2\pi^5 k^4 / 15c^2 h^3.$$

С другой стороны, измерения показывают, что постоянная в законе Вина $\lambda_m T = c = 0,2014 \frac{hc}{k} = 2898 \text{ мкм} \cdot \text{град}$. Чтобы найти порядок этой величины, достаточно заметить, что максимум интенсивности в излучении Солнца, которое излучает как черное тело, при температуре $T = 6000 \text{ К}$ лежит в зеленой части спектра, то есть приблизительно при $\lambda = 4500 \text{ Å}$. Зная эти две эмпирические постоянные, можно рассчитать h и k . Найденные таким образом значения хорошо согласуются с оценками, полученными другими методами.

Из общего вида кривых распределения следует еще один вывод - КПД, например, ламп накаливания и других осветительных приборов, совершенно ничтожен. Действительно, область видимого света соответствует лишь узкой полосе в спектре теплового излучения, вся остальная энергия излучения пропадает даром для освещения.

Вернемся снова к истории открытия Планка. Его гипотеза встретила сначала яростное сопротивление физиков. Никто не хотел верить, что непременным условием вывода закона излучения является обращение к гипотезе квантов. Считалось, что новые идеи представляют собой просто математический прием и рано или поздно найдут классическую интерпретацию этого явления. Однако все попытки подобного рода потерпели провал.

Пирометрия и тепловидение

Из законов излучения следует, что энергетическая яркость любого тела растет с увеличением его температуры как при любой длине волны, так и по всему спектру. Это используется в *пирометрии* (от греческого «пирос» - огонь — методах бесконтактных измерений температуры нагретых тел по их собственному тепловому излучению. Хотя пирометрия используется не только в высокотемпературной, но и в низкотемпературной области - от отрицательных по Цельсию до миллионов градусов, где она является единственным методом измерений.

Любой *пирометр* (бесконтактный термометр) имеет оптическую систему, концентрирующую излучение с выбранного участка поверхности объекта на приемник излучения. Сигнал, вырабатываемый приемником излучения, пропорционален энергетической яркости объекта в выбранном спектральном интервале. Этот интервал определяется светофильтром, пропусканием объектива, кривой спектральной чувствительности приемника. Результат обработки сигнала электрической схемой выдается на индикаторе С. Пирометры бывают, как переносные, в виде пистолета, так и стационарные, встроенные в автоматизированную систему управления технологическим процессом.

Если прибор регистрирует излучение практически во всем интервале длин волн, то его называют *пирометром полного* (суммарного) *излучения* или *радиационным пирометром*. Сигнал с приемника в таком случае пропорционален четвертой степени абсолютной температуры контролируемого объекта. Если регистрируется излучение в очень узком спектральном интервале $\Delta\lambda$ в окрестности длины волны λ , то сигнал с приемника пропорционален спектральной энергетической яркости объекта. Такие пирометры называют *яркостными* (квазимонохроматическими, а в видимой области - оптическими). Промежуточное положение занимают *пирометры частичного излучения*. Они используют излучение в ограниченном, но достаточно широком интервале длин волн. Показания пирометров совпадают с истинной температурой объекта лишь при пирометрии АЧТ в лабораторных условиях. При пирометрии реальных тел в реальных условиях появляется методическая погрешность, связанная с тем, что реальные тела излучают меньше АЧТ при той же температуре ($\varepsilon < 1$). Приборы снабжают корректором показаний на предполагаемый коэффициент излучения, однако в процессе измерений он может изменяться. При пирометрии реальных тел наибольшую методическую погрешность, связанную с неопределенностью коэффициента излучения имеют пирометры полного излучения. У яркостных пирометров она меньше, причем уменьшается с уменьшением рабочей длины волны. Если излучение тел близко к серому, то наименьшую методическую погрешность измерений имеют так называемые пирометры спектрального отношения (цветовые). В

этих приборах регистрируют излучение в двух узких участках спектра при двух близких длинах волн и по отношению полученных сигналов, пропорциональных спектральным яркостям, определяют температуру объекта. В результате деления сигналов исчезает влияние коэффициента излучения, но только для серых тел. Существенными могут быть и методические погрешности, связанные с влиянием отраженного от объекта фонового излучения посторонних источников. Чтобы свести к минимуму все методические погрешности, правильно выбрать метод и прибор, необходима высокая квалификация, в частности, знание законов излучения АЧТ и реальных тел. При правильном выборе и применении современные пирометры могут обеспечить измерение близких и очень удаленных объектов в практически любом интервале температур, с быстродействием до одной тысячной секунды, с точностью до десятых долей процента, т.е. объектов от микросхем до космических тел. Естественно, в одном приборе все предельные параметры не достижимы. Для решения разнообразных стандартных задач есть целый ряд серийно выпускаемых приборов, отдельные сложные задачи требуют разработки уникальных приборов.

Тепловидение

Академик С.И. Вавилов писал: «На Земле все теплое, и поэтому все светится видимыми и невидимыми лучами, светится и сам человек». Устройства, создающие и преобразующие невидимое инфракрасное изображение слабонагретых тел в видимое, называют *тепловизорами*. Тепловизор напоминает телевизионную камеру, только она работает в ИК области спектра. Камера снабжена компьютером для обработки информации с цветным монитором. На экране монитора получают изображение нагретого тела. Каждая точка этого изображения имеет яркость, пропорциональную энергетической яркости контролируемого объекта в данной точке, а, значит, и температуре объекта в этой точке. С помощью тепловизоров можно изучать тепловые и температурные поля исследуемых объектов, выделять изотермы, сравнивать температурное поле объекта с ранее запи-

санным эталонным температурным полем, выявлять отклонения от нормы и т.д. Они используются в медицине для диагностики заболеваний, в промышленности для выявления дефектов и контроля качества тепловыми методами, для контроля трансформаторов и линий электропередач с вертолета, обнаружения утечек тепла в зданиях по тепловой картине наружных стен, для контроля футеровки доменных и других печей, для обнаружения очагов лесных пожаров сквозь слой дыма, а также пожаров на торфяниках, обнаружения утечек тепла в подземных теплотрассах, утечек в нефтепроводах и др.

Заслуга серьезного отношения к новым идеям принадлежит Эйнштейну. Он первый указал на то, что помимо теплового излучения существует и другое явление, которое можно объяснить на основе квантовой гипотезы и которое необъяснимо с классической точки зрения. В 1905 г. Эйнштейн выдвинул гипотезу световых квантов и показал, что закон фотоэффекта свидетельствует в ее пользу.

2. ФОТОЭФФЕКТ

В конце 19-го века был открыт электрон. И примерно в это же время обнаружено явление фотоэффекта, заключающееся в вырывании электронов с некоторых металлических поверхностей под действием света. Со времени дифракционных опытов Юнга на двух щелях не было сомнений в том, что свет представляет собой волны. Эти представления позволяли объяснить явление фотоэффекта.

Внешние электроны атомов металлов связаны слабо с атомами и под действием внешнего электромагнитного поля испытывают смещение. Вычислим величину этого смещения. Воспользуемся моделью атома, близкой к той, которая принята в современной квантовой теории. Согласно этой модели, внешний электрон рассматривается в виде шарового облака радиусом R . При смещении подобного шарового заряда на расстояние x от центра атома возникает возвращающая сила, пропорциональная x . Вследствие этого электронное облако совершает гармонические колебания относительно центра атома, который представляет собой атомное ядро, окруженное облаком внутренних электронов, прочно связанных с ядром.

Пусть теперь на внешнее электронное облако действует поле E падающей волны. Падающую волну на расстоянии y от источника запишем как обычно:

$$E = E_o \cos \omega(t - y/c) .$$

Уравнение движения внешнего электронного облака (электрона) будет иметь вид:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -m \omega_o^2 x - eE ,$$

или

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\omega_o^2 x - \frac{eE_o}{m} \cos \omega \left(t - \frac{y}{c} \right) ,$$

где e - заряд электрона.

Решение этого дифференциального уравнения имеет вид:

$$x = -\frac{eE_o}{m(\omega_o^2 - \omega^2)} \cos \omega \left(t - \frac{y}{c} \right) .$$

Таким образом, амплитуду колебаний свободного электрона в переменном электрическом поле можно представить в виде:

$$A = \frac{eE_o}{m\omega^2} ,$$

поэтому можно было ожидать, что электрон, движущийся вблизи поверхности, покинет металл, как только амплитуда его колебаний A превысит некоторое критическое значение. Из волновой теории света мы имеем следующие выводы:

- 1) электроны не будут вылетать из металла до тех пор, пока E_o не превысит определенного критического значения;
- 2) энергия испущенных электронов возрастает пропорционально $(E_o)^2$;
- 3) если величину E_o (а значит и интенсивность) поддерживать постоянной, а частоту света ω увеличивать, то число испускаемых электронов должно уменьшаться.

Однако экспериментальные наблюдения опровергли все эти предсказания:

1.Пороговой интенсивности обнаружено не было. Число вылетающих электронов оказалось строго пропорционально E_o^2 при любой сколь угодно малой интенсивности.

2.Энергия электронов оказалась не зависящей от величины E_o .

3.Обнаружена зависимость энергии электронов от частоты. Оказалось, что существует пороговая частота ω_0 , причем при частотах, превышающих пороговую, энергия выбитых электронов линейно увеличивается с ростом частоты. На самом деле, кинетическая энергия электронов менялась в интервале от нуля до некоторого значения K_m , и не было электронов с энергией больше, чем K_m .

В 1905 г. Эйнштейн дал правильное объяснение фотоэффекта. Он, как бы следуя за Планком, высказал крамольную по тем временам мысль: «Свет представляет собой совокупность частиц (квантов), каждая из которых обладает энергией $h\omega$, где h - постоянная Планка». Таким образом, при столкновении кванта света (фотона) с электроном в металле фотон может поглотиться и передать свою энергию электрону. И хотя в то время подобная идея ставила больше вопросов, чем давала ответов, она сумела объяснить все экспериментальные факты в теории фотоэффекта. Предположим, что для удаления электрона из металла необходимо затратить энергию W_0 . Тогда, поглотив фотон с энергией $h\omega$ и вылетев с поверхности, электрон будет иметь энергию $h\omega - W_0$. Это и будет максимально возможная кинетическая энергия:

$$K_m = h\omega - W_0.$$

Данное соотношение согласуется с экспериментальной кривой, изображенной на рис.2. Естественно, что наклон прямой должен быть связан с постоянной Планка ($h = \frac{h}{2\pi}$), и она оказалось равной $h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$. Величина W_0 называется *работой выхода* и зависит от свойств данного металла.

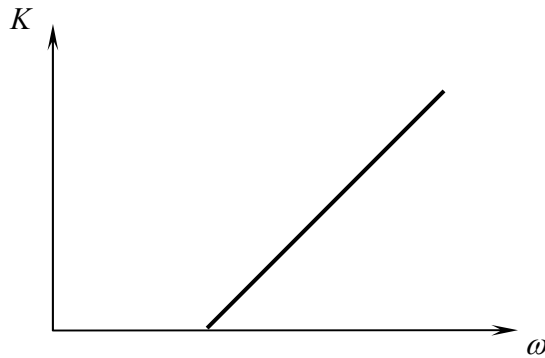


Рис. 2

Таким образом, формула Эйнштейна $\hbar\omega = W_0 + K$ решила все проблемы в теории фотоэффекта.

3. ЭФФЕКТ КОМПТОНА

После впечатляющих успехов Планка и Эйнштейна сомнений в том, что свет можно рассматривать как поток частиц, становилось меньше. Но их число стало убывать с возрастающей скоростью после использования идеи квантов света для объяснения процесса рассеяния фотонов на свободных электронах. Этот процесс носит название эффекта Комптона. Впервые он был подтвержден Комптоном в 1923 г. Задача, оказывается, чрезвычайно проста, если рассматривать взаимодействие электрона с фотоном как простое столкновение двух шариков и использовать при этом законы сохранения механики, конечно, с учетом релятивизма.

Следуя Эйнштейну, припишем фотону импульс:

$$p = \frac{h}{c}$$

И пусть этот фотон с импульсом p и энергией pc сталкивается с неподвижным электроном, энергия покоя которого mc^2 . После удара, импульс фотона становится равным p и направлен под углом Θ , как показано на рис.3.

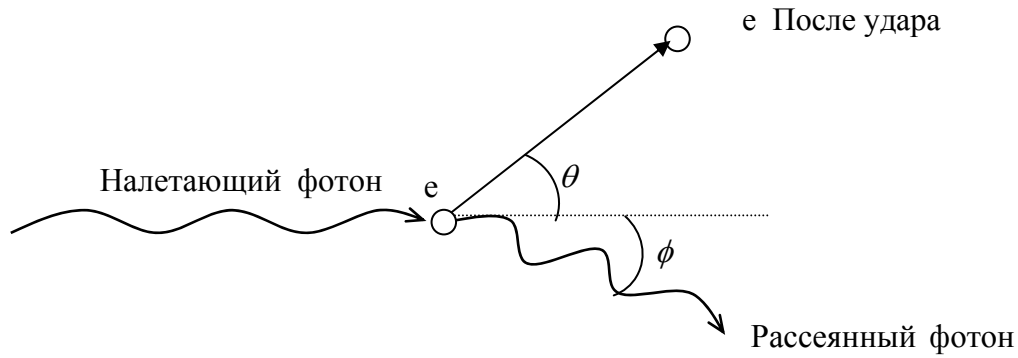


Рис. 3

Импульс электрона после удара будет равен $\vec{p}'_e$, а полная релятивистская энергия - E'_e . Для расчета необходимо использовать релятивистскую механику, поскольку скорость электрона может достигать значений, близких к скорости света.

Согласно закону сохранения энергии, полная начальная энергия равна полной энергии после соударения, т. е.

$$pc + mc^2 = p'c + E'_e:$$

что можно переписать в виде:

$$(p - p' + mc)^2 = \left(\frac{E'_e}{c}\right)^2.$$

В соответствии с законом сохранения импульса:

$$\vec{p} - \vec{p}' = \vec{p}'_e.$$

Если возведем обе части этого уравнения в квадрат и вычтем из предыдущего, то получим:

$$m^2 c^2 - 2pp' + 2ptc - 2p'tc + 2pp' \cos \Theta = \frac{E_e'^2}{c^2} - p_e'^2,$$

откуда получим:

$$p' = \frac{p}{1 + \frac{p}{mc}(1 - \cos \Theta)}.$$

Воспользовавшись тем, что $p = \frac{h}{\lambda}$, получаем:

$$\frac{1}{\lambda'} = \frac{1}{\lambda + \frac{h}{mc}(1 - \cos \Theta)},$$

или

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{mc}(1 - \cos \Theta).$$

В своем опыте Комптон использовал рентгеновское излучение и обнаружил, что у рассеянных фотонов увеличивается длина волны в соответствии с предсказаниями по последней формуле.

Эффект Комптона, фотоэффект, равновесное тепловое излучение и множество других экспериментов с участием света и атомов подтвердили, что свет действительно ведет себя так, как если бы он состоял из частиц с энергией $h\nu$ и импульса $\frac{h}{\lambda}$.

Внутренний фотоэффект.

Внутренним фотоэффектом называется явление возрастания электропроводимости полупроводников и диэлектриков под действием облучения. Это явление также называют фотопроводимостью. Его можно объяснить с помощью зонной теории кристаллических тел. Для полупроводников характерно наличие не очень широкой ($\Delta E = 0,5 - 2$ эВ) запрещенной зоны. Валентная зона собственного полупроводника заполнена полностью. В свободную зону электроны могут переходить из валентной, получив извне для такого перехода энергию не менее энергии активации (ширина запрещенной зоны). При этом в зоне проводимости образуются вакантные места, называемые "дырки". Эти пары разноименно заряженных носителей тока способны под действием внешнего электрического поля приходить в упорядоченное движение, образуя электрический ток. Одним из способов получения избыточного количества носителей заряда в полупроводнике является поглощение им световой энергии.

Электрон, находящийся в валентной зоне, поглощая фотон, переходит в зону проводимости, а в валентной зоне появляется "дырка". Очевидно, что концентрация электронов и "дырок", а также зависящая от неё электропроводимость вещества пропорциональны числу фотонов, падающих на единицу поверхности вещества за единицу времени, т.е. интенсивности монохроматического света. Исходя из того, что энергия фотона не должна быть меньше энергии активации, можно определить граничную частоту для данного вещества - "красную границу" фотоэлемента

$$h\nu_0 = \Delta E .$$

Эта граничная частота определяет переход электрона с самого верхнего уровня валентной зоны на самый нижний уровень зоны проводимости. В примесных полупроводниках с небольшим содержанием примесей вероятность поглощения фотонов электронами примесных атомов мала. Поэтому изменение проводимости под действием света также в основном связано с переходом электронов из валентной зоны и образованием пар электрон - дырка. Однако характер проводимости полупроводников n-типа и p-типа различен. Фотопроводимость n-полупроводника имеет чисто электронный характер, а p-типа - чисто дырочный. Запрещенная зона различных полупроводников имеет ширину от десятых долей до двух электронвольт, поэтому фотопроводимость может обнаруживаться в инфракрасной, видимой ультрафиолетовой области спектра. Некоторая фотопроводимость обнаруживается и при частоте света чуть меньше граничной (т.е. вызываемая квантами с энергией меньше энергии активации). Это объясняется двумя причинами: 1) Отдельные электроны могут оказаться под суммарным воздействием энергии фотонов и энергии тепловых колебаний решетки; 2) Ширина запрещенной зоны подвержена флуктуациям, так как тепловые колебания решетки приводят к изменению мгновенных расстояний между атомами, от которых она зависит. Величина фототока зависит от частоты, освещенности и температуры. Изменение электрических свойств полупроводников под влиянием электромагнитного излучения носит временный характер. После прекращения облучения проводимость за время от нескольких микросекунд до нескольких ча-

сов (для различных веществ) возвращается к тому значению, которое она имела до облучения.

4. ПЛАНЕТАРНАЯ МОДЕЛЬ АТОМА И КВАНТОВЫЕ ПОСТУЛАТЫ БОРА

Согласно теории Резерфорда, атом состоит из тяжелого положительного ядра и окружающих его электронов. По классической механике такая система может находиться в равновесии лишь при условии, если электроны будут вращаться вокруг ядра по каким-то орбитам. Однако, с точки зрения классической электродинамики, такой атом был бы все же неустойчив, так как при движении с ускорением электроны должны были бы излучать энергию в виде электромагнитных волн и, следовательно, постепенно падать к ядру. Вместе с тем и частота обращения при этих условиях должна была бы непрерывно меняться и мы получили бы сплошной спектр вместо резких спектральных линий. Тот факт, что этого на самом деле не наблюдается и спектр атома состоит из резких спектральных линий, указывает на их замечательную устойчивость, противоречащую классической электродинамике.

Выход из подобной ситуации был предложен Бором, который развил идею о квантах, высказанную Планком в применении к обмену энергии между полем излучения и линейными осцилляторами (стенками).

В основу развитой им квантовой теории строения атома Бор положил следующие два постулата:

1. Атомы и атомные системы могут длительно пребывать только в определенных состояниях – стационарных, в которых, несмотря на происходящее в них движение заряженных частиц, они не излучают и не поглощают энергию. В этих состояниях атомные системы обладают энергиями, образующими дискретный ряд: $E_1, E_2, \dots, E_n$. Эти состояния характеризуются устойчивостью: всякое изменение энергии в результате поглощения или испускания электромагнитного

излучения или в результате соударения может происходить только при полном переходе (скачком) из одного из этих состояний в другое.

2. При переходе из одного стационарного состояния в другое атомы испускают или поглощают излучение только строго определенной частоты. Излучение, испускаемое или поглощаемое при переходе из состояния E_m в E_n , монохроматично, и его частота ν определяется из условия

$$h\nu = E_m - E_n.$$

Оба эти постулата резко противоречат требованиям классической электродинамики, так как по первому постулату атомы не излучают, несмотря на то, что образующие их электроны совершают ускоренное движение, а по второму - испускаемые частоты не имеют ничего общего с частотами периодических движений электронов.

Опыты Франка и Герца

Сформулированные выше квантовые постулаты Бора были экспериментально подтверждены в опытах Дж. Франка и Густава Герца. Идея опытов заключается в следующем: атомы или молекулы разреженного газа обстреливаются медленными электронами; при этом исследуется распределение скоростей электронов до и после соударений. Если соударения происходят упруго, то распределение скоростей не меняется, и, наоборот, при неупругих соударениях часть электронов теряет свою энергию, отдавая ее атомам, с которыми они испытали соударения, и распределение скоростей меняется.

В результате опытов Франка и Герца оказалось, что:

1. При скоростях электронов, меньших некоторой критической скорости, соударение происходит упруго, то есть электрон отскакивает от атома, изменяя лишь направление своей скорости, а атом, получив некоторую энергию от электрона, тем не менее, остался в прежнем стационарном состоянии.

2. При скоростях, достигающих критической скорости, удар происходит неупруго, т.е. электрон теряет свою энергию и передает ее атому, который при этом переходит в другое стационарное состояние, характеризующееся большей энергией.

Таким образом, скорость электронов практически не изменяется по величине из-за столкновений с атомами, пока их энергия не равна разности энергий атома в двух стационарных состояниях.

Основные требования, которым должна удовлетворять экспериментальная установка, заключаются в следующем:

1. Источник электронов должен давать достаточно большое число медленных электронов с определенным начальным распределением скоростей.
2. Этим электронам можно сообщить любую, заранее известную скорость путем воздействия приложенного ускоряющего поля.
3. Ускоренные электроны должны испытывать соударения с атомами в определенном месте прибора.

Для получения пучков медленных электронов используют лампы с горячими катодами. Скорость v , которую приобретает неподвижный электрон под действием ускоряющего поля, находится из соотношения

$$\frac{1}{2}mv^2 = eV ,$$

где V - ускоряющая разность потенциалов.

Учитывая, что $\frac{e}{m} = 1,76 \cdot 10^{11} \frac{\text{Кл}}{\text{кг}}$, получаем $v = 5,93 \cdot 10^5 \sqrt{V}$.

Таким образом, при $V=1$ В скорость электронов составляет около $6 \cdot 10^5 \frac{\text{м}}{\text{с}}$.

Для доказательства существования неупругих соударений Франк и Герц использовали установку (рис. 4).

Электроны от нити накала D (катод) ускорялись электрическим полем в направлении анода А. В пространстве между D и сеткой N эти электроны испытывали многочисленные соударения и попадали в конце концов на собирающую пластину А. Гальванометр G, соединенный с А, измерял анодный ток. Сетка N,

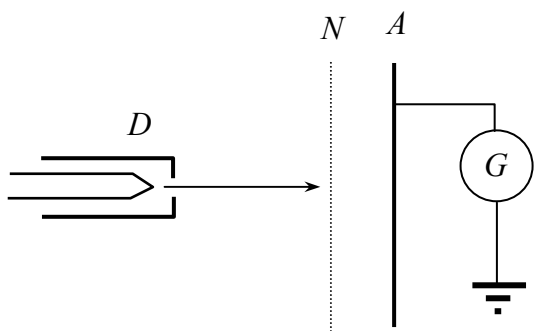


Рис. 4

заряженная слабо положительно относительно А (в большинстве случаев до потенциала $+0,5\text{В}$), помещалась непосредственно перед пластиной А.

Назначение сетки заключалось в том, чтобы вылавливать электроны, почти полностью потерявшие свою энергию вследствие неупругих столкновений. Опыт проводился в парах ртути при относительно высоком давлении (около 1 мм) и состоял

в измерении анодного тока в зависимости от ускоряющего потенциала.

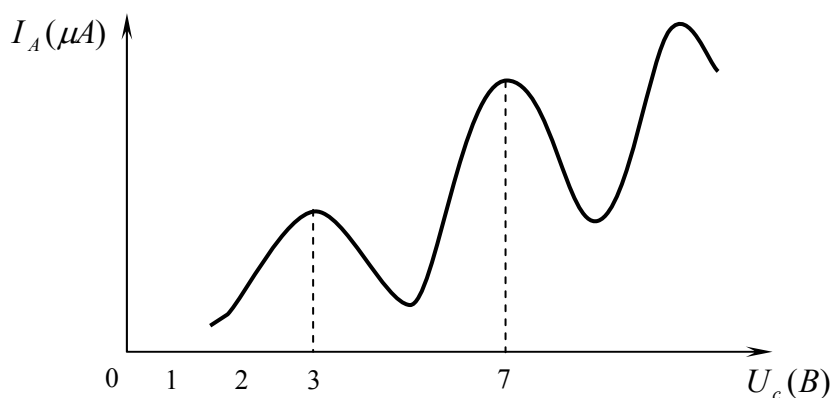


Рис.5

При увеличении ускоряющего потенциала от нуля ток первоначально возрастал (рис.5), причем кривая тока имела обычный вид вольтамперных характеристик термоэлектронных приборов. Но при потенциале около 4.1в ток внезапно резко падал, а затем вновь начинал возрастать до потенциала 9.0в, при котором вновь обнаруживалось резкое падение тока и новое его возрастание до потенциала 13.9 в.

Таким образом, вся кривая представляет собой ряд острых максимумов, отстоящих друг от друга на расстоянии 4,9 В. Тот факт, что расстояние между двумя соседними максимумами всегда составляло 4,9в, а первый максимум обнаруживался у 4,1В, легко объясняется тем, что к приложенному извне ускоряющему напряжению прибавляется внешняя контактная разность потенциалов,

которая как бы смещает всю кривую влево, не изменяя расстояния между максимумами.

Истолкование максимумов кривой не представляет затруднений. До тех пор, пока энергия электрона не достигнет 4,9 В, он испытывает с атомами ртути упругие соударения и ток возрастает с увеличением потенциала по обычному закону. При потенциале 4,9 В удар становится неупругим, электрон отдает при соударении атому ртути практически всю свою энергию. Эти электроны не попадут на пластину А, так как они будут выловлены обратно сеткой N, заряженной до потенциала + 0,5 В, и ток пластины резко упадет.

Если энергия электронов заметно превосходит 4,9 В, то такие электроны, потеряв часть своей энергии при неупругом соударении, сохраняют еще достаточное количество энергии и потому, несмотря на наличие положительно заряженной сетки, достигают пластины А и ток вновь начинает расти.

Заметим, что, какова бы не была энергия электронов, испытывающих первое неупругое столкновение, они все придут к пластине А с одной и той же энергией. Представим себе для большей ясности, что потенциал катода равен нулю, потенциал пластинки А равен V_p , критический потенциал равен V_a (в данном случае 4,9 В), и положим, что сетка N удалена из установки. Рост потенциала V_p происходит на всем протяжении от D до А. Пусть электрон испытывает неупругое соударение в месте, где потенциал равен V_x . Дойдя до этого места электрон накопит энергию eV_x , а при неупругом соударении отдаст энергию eV_a . Таким образом, после соударения он будет обладать энергией $e(V_x - V_a)$. Разность потенциалов на остающемся пути до пластинки А будет $V_p - V_x$; на этом пути электрон накопит еще энергию $e(V_p - V_x)$ и, следовательно, придя к пластинке А, будет обладать энергией

$$e(V_x - V_a) + e(V_p - V_x) = e(V_p - V_a).$$

Как мы видим, эта энергия совершенно не зависит от того места, где произошло первое неупругое столкновение. Если ускоряющий потенциал V_p достаточно велик, так что $V_p - V_a > 4,9$ В, то на остающемся пути электрон может испытать еще одно или два неупругих соударения и в этом заключается причина периодического повторения максимумов.

Мы видим, таким образом, что энергия в 4,9 эВ имеет особое значение для атомов ртути. Меньшую энергию они воспринять не могут, так как при меньшей энергии бомбардирующих их электронов удар происходит вполне упруго; энергию же в 4,9 эВ они воспринимают полностью. Но это и означает в соответствии с первым постулатом Бора, что атом ртути может обладать не любыми запасами энергии, а только избранными. Если E_1 будет запас энергии “невозбужденного” атома ртути, то следующее возможное значение энергии атома будет $E_1 + 4,9$ эВ. Ускоряющий потенциал 4,9 В называется *первым критическим потенциалом* или *резонансным потенциалом* атома ртути. Такие же резонансные потенциалы были найдены и для других атомов. Например, для калия он равен 1,63 В, для натрия – 2,12 В, для гелия – 21 В и т.д.

Само собой разумеется, что атомы могут обладать кроме энергии, соответствующей первому критическому потенциалу, и другими, более высокими энергиями возбуждения. Эти более высокие ступени возбуждения могут быть также найдены при помощи метода электронных столкновений.

5. ИЗЛУЧЕНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ АТОМОВ

При столкновении электрона с атомом последний получает избыток энергии, сохраняет его в течении некоторого времени, а затем отдает обратно и вновь переходит в основное состояние. Если давление газа мало, то наиболее вероятный способ этого обратного перехода заключается в излучении энергии в виде света. Отсюда открывается новый путь для проверки постулатов Бора. Рассмотрим атом ртути. Его первый критический потенциал равен 4,9 В, т.е.

$$E_2 - E_1 = 4,9 \text{ эВ.}$$

По второму постулату Бора вся эта энергия при переходе в основное состояние должна испускаться в виде одного кванта монохроматического света

$$E_2 - E_1 = h\nu = \frac{hc}{\lambda},$$

отсюда следует

$$\lambda = \frac{hc}{E_2 - E_1} = 2520 \text{ Å}.$$

Итак, если теория верна, то пары ртути, бомбардируемые электронами с энергией 4,9 эВ должны давать спектр, состоящий лишь из одной линии с $\lambda \approx 2520 \text{ Å}$. Опыт действительно дает лишь одну линию

$$\lambda \approx 2520 \text{ Å}$$

В том, что эта линия возникает при переходе из первого возбужденного состояния в основное, можно убедиться из опытов с ее оптическим возбуждением. Если освещать разреженные пары ртути монохроматическим светом с длиной волны $\lambda \approx 2520 \text{ Å}$, то согласно сказанному, поглощающие атомы должны переходить в состояние с энергией 4,9 эВ и при обратном переходе излучать только одну линию с той же самой длиной волны, если между уровнями E_1 и E_2 нет промежуточных уровней. Опыт это подтверждает. Такие спектральные линии называют резонансными, так как их длина волны в точности равна длине волны при оптическом возбуждении. Аналогичная картина имеет место и для других одноатомных газов.

Спонтанное излучение

Ввиду важности процессов перехода необходимо проанализировать их с теоретической точки зрения. Этот анализ позволит выяснить некоторые своеобразные особенности квантовых переходов, а в качестве непосредственного применения результатов дадим простой и строгий вывод формулы Планка, принадлежащий Эйнштейну.

Рассмотрим свободный атом в вакууме. Влияние извне отсутствует. Атом может находиться в различных квантовых состояниях которым соответствует дискретный ряд уровней энергии. Для простоты рассмотрим только два из этих состояний E_1 и E_2

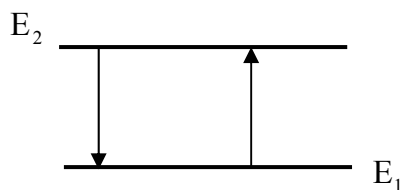


Рис.6

Если атом в некоторый момент времени t находился в возбужденном состоянии 2, то в следующий за этим интервал времени dt он может либо остаться в том же состоянии, либо перейти в состояние 1, отдавая избыток энергии $E_2 - E_1$ в виде излучения.

Переходы с излучением могут происходить либо независимо от действия внешнего поля (спонтанные), либо под действием этого поля (вынужденные).

Рассмотрим спонтанные переходы статистически. Обозначим вероятность спонтанного перехода $2 \rightarrow 1$ в единицу времени через A_{21} и так как подобный переход случаен, то сделаем предположение, что A_{21} не зависит от времени. Пусть у нас имеется много невзаимодействующих атомов. И пусть N_2 из них в момент t находятся в состоянии 2. В промежуток времени между t и $t+dt$ часть из них спонтанно перейдет в состояние 1.

Среднее число переходов за время dt будет

$$dZ_{21} = A_{21}N_2dt \quad (8)$$

При каждом переходе излучается энергия $h\nu = E_2 - E_1$. Значит, за время dt будет испущена энергия

$$dE = h\nu dZ_{21} = A_{21}N_2h\nu dt.$$

Очевидно, что число переходов dZ_{21} за время dt равно уменьшению числа атомов, находившихся к моменту t в возбужденном состоянии, т.е.

$$dZ_{21} = -dN_2,$$

поэтому

$$-dN_2 = A_{21}N_2dt,$$

Последнее выражение легко интегрируется

$$N_2 = N_{20} e^{-A_{21}t} \quad (9)$$

где N_{20} - число атомов находившихся в состоянии 2 в момент времени $t=0$.

Найдем энергию излучения, испускаемого в единицу времени, используя выражение (8)

$$I = \frac{dE}{dt} = A_{21} N_{20} e^{-A_{21}t} h\nu = I_0 e^{-A_{21}t}, \text{ здесь } I_0 = A_{21} N_{20} h\nu.$$

Таким образом, свечение возбужденного газа должно убывать со временем по экспоненте.

Число атомов, совершивших за время dt переход $E_2 \rightarrow E_1$, будет $A_{21} N_2 dt$, и они прожили в возбужденном состоянии время t , т. е. сумма продолжительности жизни всех атомов, испытавших переход за время от 0 до ∞ , будет

$$\int_0^{\infty} t A_{21} N_2 dt,$$

и мы можем теперь определить среднее время жизни атома в возбужденном состоянии

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{\int_0^{\infty} t A_{21} N_2 dt}{N_{20}} = \frac{A_{21} \int_0^{\infty} t N_{20} e^{-A_{21}t} dt}{N_{20}} = A_{21} \int_0^{\infty} t e^{-A_{21}t} dt = A_{21} \left(-\frac{d}{dA_{21}} \int_0^{\infty} e^{-A_{21}t} dt \right) = \\ &= -A_{21} \frac{d}{dA_{21}} \left(\frac{-1}{A_{21}} e^{-A_{21}t} \right)_0^{\infty} = -A_{21} \frac{d}{dA_{21}} \left(\frac{1}{A_{21}} \right) = \frac{1}{A_{21}}, \end{aligned}$$

таким образом
$$I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (10)$$

Для красной линии атома водорода $H_{\alpha} (\lambda = 6562 \text{ \AA})$, $\tau = 1.5 \cdot 10^{-8} \text{ с}$, а для ртути с $\lambda = 2537 \text{ \AA}$, $\tau = 9.8 \cdot 10^{-8} \text{ с}$.

Статистический характер спонтанного излучения влечет за собой важное следствие - спонтанное излучение некогерентно.

Поглощение и вынужденное излучение

Невозбужденные атомы, находящиеся на уровне E_1 будут под влиянием поля переходить на уровень E_2 , поглощая энергию $E_2 - E_1 = h\nu$ из окружающего поля.

Очевидно, что вероятность перехода с поглощением в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$ в единицу времени будет пропорциональна плотности энергии поля $\rho(\nu)$ в этом интервале и некоторому коэффициенту B_{12} , характеризующему вероятность возбуждения данной атомной системы. Итак, вероятность поглощения в данном интервале частот будет $\rho(\nu)B_{12}$.

Оказывается, однако, что поглощение не ограничивается процессом, происходящим под действием поля. Эйнштейн заметил, что если ограничиться только поглощением, то при выводе формулы для плотности равновесного теплового излучения получится формула Вина, а не Планка. Поэтому он ввел в рассмотрение еще один вид процессов под влиянием поля: *вынужденные или индуцированные переходы с излучением*.

То есть, атомы, находящиеся в состоянии E_2 могут либо поглощать энергию из поля, переходя на более высокий уровень, либо наоборот отдавать энергию полю, возвращаясь на более низкий уровень. Эти последние переходы и являются индуцированными – они обуславливают индуцированное излучение. Вероятность этих переходов запишем как $\rho(\nu)B_{21}$.

Вывод формулы Планка по Эйнштейну

В основе вывода лежит принцип детального равновесия, согласно которому при термодинамическом равновесии вероятности переходов $1 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 1$ должны быть равны.

Рассмотрим систему из атомов и излучения, в равновесном состоянии. Пусть в нижнем E_1 - состоянии будет N_1 атомов, а в верхнем E_2 – состоянии – N_2 атомов.

Атомы излучают и поглощают излучение, совершая в первом случае переходы $2 \rightarrow 1$, а во втором (поглощение). Равновесие наступит когда число переходов $2 \rightarrow 1$ будет равно числу переходов $1 \rightarrow 2$. Переходы с испусканием происходят спонтанно, либо индуцировано. Полная вероятность тех и других есть

$$A_{21} + B_{21} \rho(\nu),$$

а среднее число переходов в единицу времени запишем как

$$dZ_{21} = (A_{21} + B_{21} \rho(\nu)) N_2$$

Вероятность переходов с поглощением есть $B_{12} \rho(\nu)$, и соответственно число переходов $1 \rightarrow 2$ в единицу времени будет

$$dZ_{12} = B_{12} \rho(\nu) N_1.$$

При равновесии $dZ_{12} = dZ_{21}$, т.е.

$$N_2(A_{21} + B_{21} \rho(\nu)) = B_{12} \rho(\nu) N_1, \text{ или}$$

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{B_{12} \rho(\nu)}{A_{21} + B_{21} \rho(\nu)}.$$

Отношение N_2/N_1 может быть вычислено при помощи распределения Больцмана, а именно, если система может находиться в состояниях $E_1, E_2, \dots, E_n$, то вероятность, что система находится в состоянии n , будет

$$W_n = C \exp(-E_n/kT).$$

Кроме того, необходимо учесть вырождение, то есть возможность различным состояниям иметь одинаковую энергию. Для этого введем понятие статистического веса или степени вырождения g_n (число совпадающих уровней), тогда

$$W_n = C g_n \exp(-E_n/kT).$$

И так как число частиц, находящихся на произвольном уровне n пропорционально W_n то для отношения N_2/N_1 можно записать

$$N_2/N_1 = \frac{g_2 \exp(-E_2/kT)}{g_1 \exp(-E_1/kT)}, \quad \text{или}$$

$$\frac{B_{12}\rho(\nu)}{A_{21} + B_{21}\rho(\nu)} = \frac{g_2 \exp(-E_2/kT)}{g_1 \exp(-E_1/kT)}, \quad \text{откуда,}$$

учитывая, что $E_2 - E_1 = h\nu$, находим

$$\rho(\nu) = \frac{A_{21}g_2}{g_1B_{12} \exp(h\nu/kT) - B_{21}g_2}$$

Для определения коэффициентов A и B используем следующее предельное условие: при $T \rightarrow \infty$, т. е. для случая $h\nu \ll kT$, $\rho(\nu)$ должно неограниченно возрастать, следовательно знаменатель в выражении для $\rho(\nu)$ должен стремиться к нулю, т. е.

$$g_1B_{12} = g_2B_{21},$$

или

$$B_{12} = g_2/g_1 B_{21}.$$

Тогда мы будем иметь

$$\rho(\nu) = \frac{g_2A_{21}}{g_1B_{12}} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}.$$

При тех же условиях должна быть справедлива формула Рэлея-Джинса

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT,$$

при $h\nu \ll kT$, $\exp(h\nu/kT) \approx 1 + \frac{h\nu}{kT}$, и тогда

$$\frac{g_2A_{21}}{g_1B_{12}} = \frac{8\pi\nu^3}{c^3}$$

Таким образом

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}.$$

Это и есть знаменитая формула Планка для плотности равновесного теплового излучения.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА N 3.2

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Цели работы

1. Изучить основные законы теплового излучения нагретых тел.
2. Построить кривые излучения нагретой нихромовой спирали, проверить законы Вина и Стефана-Больцмана.

Описание лабораторной установки

Лабораторная установка изображена на рис.7

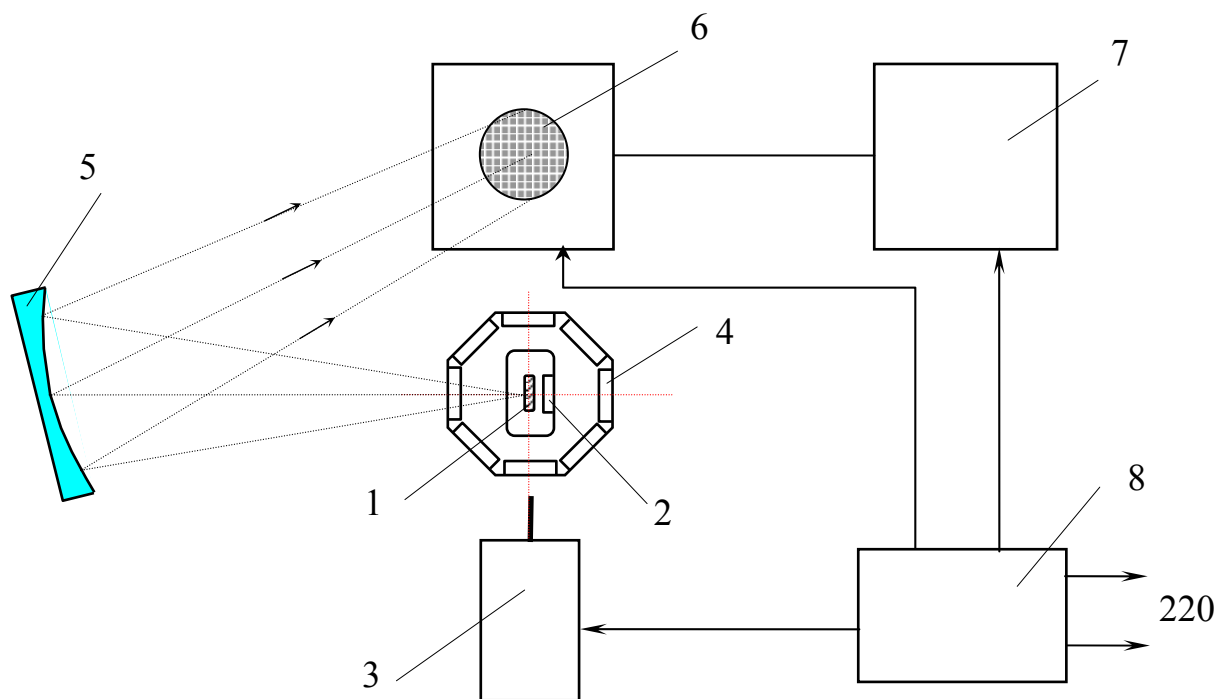


Рис.7

Она состоит из источника теплового излучения 1 (нихромовой спирали в форме цилиндра диаметром 2,5 мм и высотой 3 мм); механического модулятора светового потока, состоящего из обтюратора 2 и электродвигателя 3; набора оптических инфракрасных узкополосных фильтров 4; сферического зеркала 5; пироэлектрического приемника излучения 6; электронного блока обработки сигнала фотоприемника 7 с цифровым вольтметром и блока питания 8. Конструктивно установка выполнена в виде прибора, состоящего из оптико-механического блока, расположенного в левой части под прозрачной крышкой, и электронного блока в правой части. Смена оптических фильтров осуществляется поворотом блока фильтров на фиксированный угол с помощью рукоятки, расположенной над крышкой. Поворот следует производить плавно до щелчка, обозначающего фиксацию положения фильтра. При этом номер установленного фильтра указывается в прямоугольном окне на верхней поверхности прозрачной крышки.

Функциональные назначения кнопок управления режимами работы электронного блока следующие: в нажатом (отжатом) положении кнопки "Сеть" установка подключена (отключена) к (от) сети переменного тока напряжением 220 В и частотой 50 Гц; в нажатом положении кнопки "Излучатель" нихромовая спираль отключена от источника тока (светодиод при этом не светится).

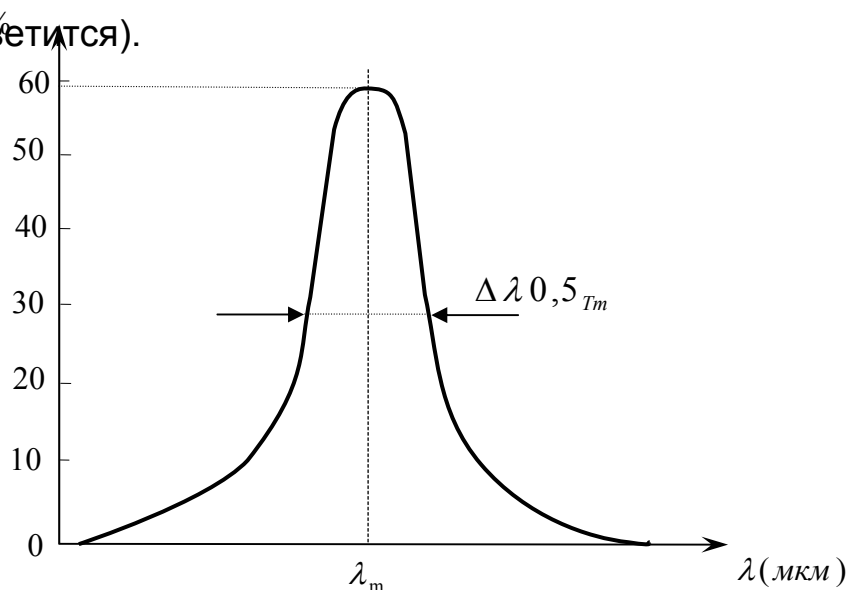


Рис. 8

T - коэффициент пропускания;

λ_m - длина волны, на которой фильтр имеет максимальное пропускание.

В нажатом положении одной из кнопок "Т1", "Т2" или "Т3" излучатель подключен к источнику тока, при этом "загорается" один из светодиодов (рис.8). (Внимание! Не допускается одновременное нажатие любых двух кнопок из "Т1", "Т2", "Т3" и "Излучатель").

В нажатом положении кнопки "Модулятор" подается напряжение на электродвигатель, а вращение обтюратора осуществляет модуляцию светового потока. В нажатом положении кнопки "Диапазон" показатель цифрового индикатора следует увеличить в три раза.

Поток излучения от нихромовой спирали модулируется, проходит через оптические фильтры и, отражаясь от сферического зеркала, попадает на фотоприемник. Модуляция потока осуществляется с целью устранения влияния фоновых засветок и для эффективной обработки полезного сигнала.

Оптический узкополосный фильтр позволяет выделить из падающего потока излучения энергию узкого спектрального интервала. Спектр пропускания такого фильтра приведен на рис.8.

Ширина спектра пропускания на полувысоте позволяет использовать такой фильтр для изменения величины спектральной плотности энергетической светимости. Применив набор фильтров с различными λ_{max} , можно построить по результатам измерений $\rho(\lambda, T)$ спектральную кривую излучения нагретого тела. В установке применяются семь инфракрасных узкополосных фильтров. В табл. 1 указаны соответствующие номерам фильтров величины, длин волн.

Таблица 1

№ фильтра	1	2	3	4	5	6	7
λ_m , мкм	2,08	2,50	3,20	3,90	4,54	6,20	8,50

--	--	--	--	--	--	--	--

Приемник обладает почти равной чувствительностью в диапазоне длин волн 2 – 20 мкм. Величина напряжения сигнала на выходе фотоприемника пропорциональна величине падающей на фотоприемник плотности светового потока $\Phi(\lambda, T)$, а значит, и $\rho(\lambda, T)$ (так как $\Phi(\lambda, T) = \rho(\lambda, T)S$, где S - площадь излучаемой поверхности, которая в нашем случае постоянна). Таким образом, показания цифрового индикатора вольтметра, выражаемые в вольтах, пропорциональны величине спектральной плотности энергетической светимости $\rho(\lambda, T)$. В данной работе измеряется не абсолютное значение ρ , а величина напряжения U_ρ , пропорциональная ρ .

Нихромовый излучатель можно считать серым телом, его спектральный коэффициент излучения слабо зависит от длины волны. Поэтому форма кривой $\rho(\lambda, T)$ практически соответствует форме кривой, описываемой функцией Планка при той же температуре. Построив кривые для различных температур, возможно осуществить проверку выполнения законов Вина и Стефана-Больцмана следующим образом.

Из экспериментально полученных кривых определяют длины волн $\lambda_{\max}$, для которых величина ρ максимальна. Используя закон Вина, рассчитывают температуру излучателя по формуле

$$T_{\text{эксп}} = b / \lambda_{\max}, \quad (11)$$

где $b = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$ - постоянная Вина, и сравнивают полученное с заданными в задании NR. Для проверки закона Стефана-Больцмана

$$I = \sigma T^4,$$

где $\sigma = 5,670 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}^4$ - постоянная Больцмана, необходимо определить площади S , ограниченные кривыми $\rho(\lambda, T)$ и осью абсцисс, и проверить справедливость соотношений

$$S_1/T_1^4 = S_2/T_2^4 = S_3/T_3^4$$

(12)

с другой стороны, можно экспериментально измерить величину напряжения U_ρ , пропорциональную ∞

$$I = \int \rho(\lambda, T) d\lambda ,$$

для трех температур (в этом случае вместо узкополосного фильтра установлен нейтральный ослабитель, 8-е окно), и проверить справедливость соотношений

$$\frac{U\rho_1}{(T_1)^4} = \frac{U\rho_2}{(T_2)^4} = \frac{U\rho_3}{(T_3)^4} = \text{const} \quad (13)$$

Задания и порядок выполнения работы

ВНИМАНИЕ! Прежде чем включить установку, убедитесь, что все кнопки находятся в отжатом положении. Затем следует нажать кнопку "Сеть", а после загорания светодиода – кнопку "Т1". Выждать 15 минут, что необходимо для прогрева установки, после чего приступить к выполнению измерений.

Задание 1:

1. Поворотом рукоятки установить в рабочее положение фильтр 1.
2. Включить двигатель модулятора, нажав кнопку "Модулятор" (до окончания измерений не выключать).
3. Выждать 10-15 с, пока показания цифрового индикатора не установятся, и снять показания. Если на индикаторе высвечивается информация 1 (после запятой цифра не светится), то следует нажать кнопку "Диапазон" (при этом показания индикатора следует увеличить в три раза.)

4. Последовательно, осуществляя смену фильтров, снять показания и заполнить табл. 2. Провести не менее трёх измерений для каждого фильтра. Определить среднее значение.

Таблица 2

λ , мкм	2,08	2,50	3,20	3,90	4,54	6,20	8,50	$U_{\rho}(T_1)(В)$
$U_{\rho}(T_1)(В)$								

При величине показаний цифрового вольтметра меньше 2 В лучше работать на диапазоне 1. В положении 8 блока фильтров вместо узкополосного фильтра устанавливается нейтральный ослабитель, что позволяет измерить величину U_E , пропорциональную энергетической светимости E в интервале длин волн от 2 до 20 мкм.

5. Повторить измерения для температуры T_2 , нажав кнопку "T2" (при этом светодиод против кнопки "T1" должен погаснуть), а затем для температуры T_3 . Результаты измерений занести в табл. 3,4, аналогичные табл. 2. После перехода к новой температуре выждать 5 мин до начала проведения измерений.

6. Построить графики зависимостей $\rho(\lambda, T)$ для трех температур. Графики строить только на миллиметровой бумаге, выбрав масштаб по оси длин волн 1 мкм - 20 мм, а по оси напряжений 1 В - 50 мм. В интервале длин волн 2,0 мкм и 7,5 мкм изобразить ход кривых и убедиться в их соответствии с теоретическими положениями.

7. Нажатием кнопки "Модулятор" отключить двигатель и излучатель от блока питания. Выключить установку нажатием кнопки "Сеть".

Задание 2. Проверка справедливости закона Вина

1. Определить из графика $\rho(\lambda, T)$ величины $\lambda_{\max}$ для трёх температур.
2. Вычислить по формуле (11) значение $T_{\text{эксп}}$.
3. Сравнить полученные результаты с заданными величинами температур: $T_1 = 1070 \text{ K}^\circ$, $T_2 = 850 \text{ K}^\circ$, $T_3 = 600 \text{ K}^\circ$. Вычислить отклонения экспериментальных данных от заданных в процентах. Сделать выводы.

Задание 3. Проверка справедливости закона Стефана-Больцмана

1. Определить графически (или рассчитать на микроЭВМ) площади S , ограниченные осью абсцисс и кривыми $\rho(\lambda, T)$ для трех температур.
2. Проверить выполнение соотношений (12).
3. Вычислить величины отклонений отношений (12) от среднего значения в процентах. Сделать выводы.
4. Используя экспериментально измеренные значения $U_\rho (T = \text{const})$ из табл. 2 – 4 и заданных температур излучателя, проверить выполнение соотношений (13).

5. Контрольные вопросы

1. Какова природа теплового излучения?
 2. Что такое АЧТ и каким законам подчиняется его излучение?
 3. Что такое серое тело?
 4. Каким образом можно установить, описывается ли тепловое излучение нихромовой спирали функцией Планка?
 5. Используя выражение для функции Планка, оценить долю энергии излучения, приходящегося на интервалы длин волн 0-2 мкм и 7,5-10 мкм.
- Литература [1, 7, 11, 13, 14].

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 3.3

ИЗУЧЕНИЕ ВНЕШНЕГО ФОТОЭФФЕКТА

Цели работы:

1. Изучить основные закономерности внешнего фотоэффекта.
2. Исследовать зависимость фототока от освещенности фотокатода.
3. Снять вольт-амперную характеристику фотоэлемента.

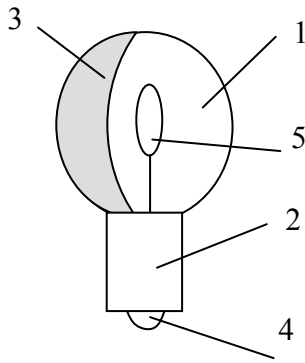


Рис.9

Внешний фотоэффект используется в приборах, которые называются фотоэлементами. Устройство фотоэлемента показано на рис.9.

Работа выполняется на установке.

Она состоит из стеклянного баллона I, фотокатода 3 в виде тонкого слоя цезия на внутренней поверхности баллона, металлического анода 5 в виде кольца и внешних выводов 2 и 4.

В данной работе (рис. 10) используется газонаполненный фотоэлемент типа ЦГ-3, имеющий цезиевый фотокатод. Площадь фотокатода S ; сила света источника, применяемая в установке J (конкретные значения S и J указывают дополнительно).

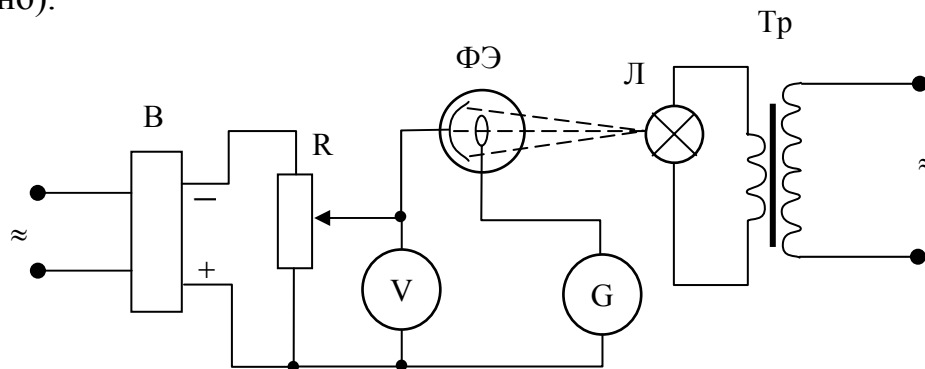


Рис.10

Световой характеристикой фотоэлемента называется зависимость фототока от потока при заданном постоянном напряжении на аноде (относительно катода), т.е.

$$I = k\Phi, \quad U_a = const,$$

где I - фототок в микроамперах;

Φ - световой поток источника света в люменах (лм);

k - коэффициент пропорциональности, называемый интегральной чувствительностью фотоэлемента.

Вольт-амперной характеристикой фотоэлемента называется зависимость фототока от напряжения на электродах фотоэлемента при постоянном световом потоке, т.е.

$$I = f(U_a), \quad \Phi = \text{const.}$$

Величина светового потока рассчитывается следующим образом. Допустив, что используемый источник света - точечный, полный световой поток равен

$$\Phi_0 = 4\pi J,$$

где J - сила света источника;

4π - полный телесный угол в стерadianах.

Световой поток, падающий на фотокатод площадью S , отстоящий от источника света на расстоянии R , определяется формулой

$$\Phi = \Omega J = \frac{S}{R^2} J,$$

где Ω - телесный угол, под которым видна площадь из точки, в которой находится источник света.

Задание:

1. Включить установку, установить напряжение на источнике и поддерживать его постоянным при снятии световых характеристик.
2. Снять световую характеристику фотоэлемента, для чего определить величину фототока при различных расстояниях фотоэлемента от источника света. Получить 5-7 точек, один раз увеличивая, а другой раз уменьшая это расстояние.
3. Снять вольт-амперную характеристику фотоэлемента при постоянном расстоянии его от источника света. Получить 5-7 точек, один раз увеличивая, другой раз уменьшая напряжение на фотоэлементе. Прodelать то же самое для других расстояний.

4. По данным измерениям построить световую и вольт-амперную характеристики фотоэлемента $I = f(\Phi)$, $I = f(U_a)$. Вычислить интегральную чувствительность фотоэлемента k .

Контрольные вопросы:

1. Какие физические явления подтверждают квантовую природу света?
2. Как объясняется явление внешнего фотоэффекта?
3. Что такое монофотонный фотоэффект?
4. Что такое "красная граница" фотоэффекта?
5. Какие основные законы фотоэффекта вам известны?
6. Каким образом можно изменить величину светового потока в данной работе?

Литература [1, 7, 11, 14].

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3.4

ОПЫТЫ ФРАНКА-ГЕРЦА

Цели работы:

1. Изучить энергетический спектр атома.
2. Определить резонансный потенциал атома.

Методическое обоснование работы

На рубеже 20-го столетия уже имелось множество экспериментальных данных о строении спектров поглощения и излучения веществ в атомарном состоянии. Ядерная модель атома Резерфорда в сочетании с классической электродинамикой были неспособны объяснить характер атомных спектров.

Согласно теории Бора, атом может существовать только в некоторых стационарных состояниях, которым соответствуют определенные значения энергии. Поэтому атом может поглощать такие порции энергии, которые равны разности

энергии для двух стационарных состояний. Получив энергию, атом возбуждается, что соответствует переходу электрона на более высокий энергетический уровень, а затем вновь возвращается в нормальное состояние, излучая квант света. Энергия в строго определенных количествах может быть сообщена атому путем бомбардировки его электронами, ускоряемыми в электрическом поле. Если энергия электронов меньше той, которая необходима для перевода атома из нормального в первое возбужденное состояние, то столкновение между атомом и электроном будет упругим. Если же энергия электрона больше той критической энергии, то столкновение между электроном и атомом будет неупругим, часть энергии электрона затрачивается на возбуждение атома. Остаток энергии электрон унесет с собой. Если ускоряющая разность потенциалов U , то энергия электрона eU . Разность потенциалов, которая сообщает электрону энергию, равную энергии возбуждения атома, называется *критическим потенциалом атома*. Численно он равен энергии возбуждения атома, выраженной в электрон-вольтах. Критический потенциал, соответствующий переходу атома в первое возбужденное состояние, называется *резонансным потенциалом атома*. Существование дискретных энергетических уровней атома подтверждается опытами, осуществленными в 1914 г. Дж.Франком и Г.Герцем. Эти опыты являются первой экспериментальной проверкой теории Бора.

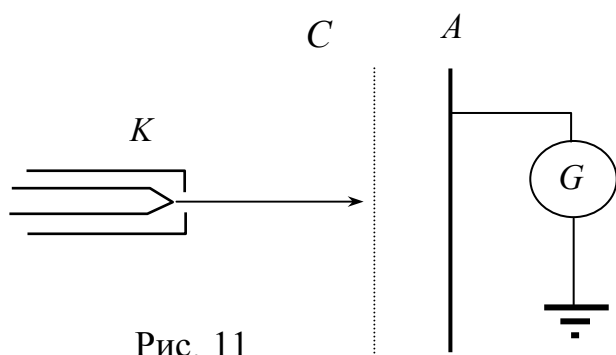


Рис. 11

Основной частью установки Франка-Герца является стеклянная трубка с впаянными в нее катодом К, анодом А и сеткой С (рис.11)

Трубка заполняется парами ртути под давлением около 1 мм рт.ст. Между катодом и сеткой создается

небольшое тормозящее поле (U_c). Вылетевшие из катода электроны ускоряются на участке К-С до энергии $E_k = eU_c$; здесь же происходят столкновения их с

атомами ртути. На участке С-А электроны тормозятся электрическим полем с потенциалом U_a .

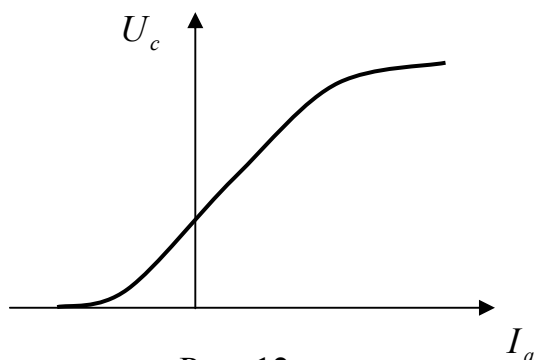


Рис. 12

Электроны, энергия которых достаточно для преодоления тормозящего поля, попадают на анод, и амперметр в цепи анода фиксирует ток. Остальные электроны попадают на сетку и дают сеточный ток. Если в сосуде поддерживается вакуум, то вольт-амперная характеристика, то есть зависимость анодного тока I_a от напряжения между катодом и сеткой U_c имеет вид, показанный на рис. 12

При наличии в сосуде ртутных паров эта зависимость имеет совершенно иной вид, показанный на рис.13.

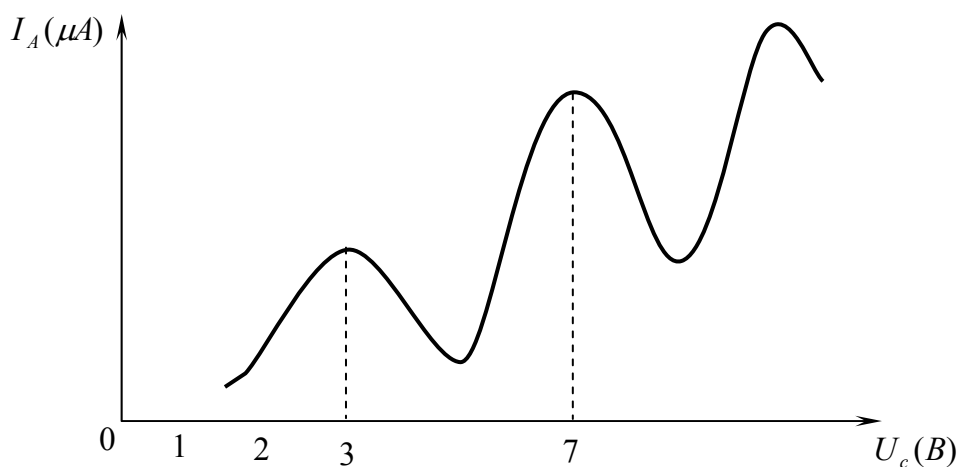


Рис.13

Появляются резко выраженные максимумы и минимумы тока. Причина их появления описана в теоретическом введении. В настоящей работе осуществлена схема опытов Франка и Герца (рис .14)

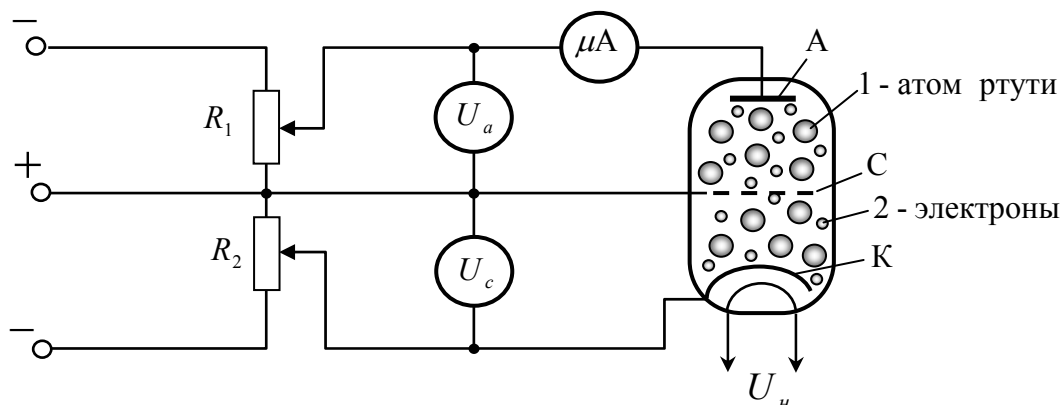


Рис. 14

Трехэлектродная лампа наполнена парами некоторого газа при небольшом давлении. Накал лампы постоянный, равный 4,8 В. На сетку лампы относительно катода подается ускоряющий потенциал U_c , значение которого определяется по вольтметру, а регулируется потенциометром R_2 в пределах от 0 до 30 В. На анод подается небольшой постоянный отрицательный потенциал относительно сетки. Его значение устанавливается потенциометром R_1 . В цепь анода включен микроамперметр μA , определяющий величину анодного тока I_a при соответствующих значениях ускоряющего напряжения U_c .

Задание:

1. Получить зависимость анодного тока I_a от ускоряющего напряжения U_c для 2, 3 значений тормозящего потенциала U_a .
2. Построить кривые зависимости $I_a = f(U_c)$.
3. Из графика определить значение резонансного потенциала исследуемого газа как разность $\Delta U = U_{c2_{\max}} - U_{c1_{\max}}$.
4. По значению резонансного потенциала определить, каким газом наполнена лампа.

Контрольные вопросы:

1. Сформулируйте постулаты теории Бора.
2. Что подтверждается опытом Франка-Герца?
3. Что такое резонансный потенциал атома?

Литература [1, 7, 14].

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3.5

ИЗУЧЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

Цели работы:

1. Изучить закон поглощения света в твердых телах.
2. Исследовать зависимость оптической плотности, коэффициентов поглощения и пропускания от длины волны для однородноокрашенных сред.

Для экспериментального исследования спектров поглощения в работе используется фотометр ИМ-58, оптическая схема которого показана на рис.15.

Два пучка света, выходящие из лампы осветителя, проходят через отверстия диафрагм, затем с помощью призм и бипризм сводятся вместе. В поле зрения окуляра образуются два поля с резкой границей, при этом левое поле образуется правым пучком, правое - левым.

Если диафрагмы в одинаковой мере раскрыты, то яркости полей будут одинаковы. Изменяя величину отверстия диафрагмы, можно менять яркость каждого поля, что дает возможность производить фотометрическое сравнение интенсивностей обоих световых пучков. Если один пучок имеет меньшую интенсивность (например, из-за поглощения в исследуемом веществе), то, изменяя отверстия диафрагмы на пути другого пучка, можно уравнивать яркость обоих полей и по величине изменения отверстия определить отношение интенсивностей обоих пучков. На измерительные барабаны фотометра нанесены две шкалы - черная и красная. Черная шкала – шкала светопропускания. На рис.15: 1 – лампа осветителя; 2 – конденсаторы; 3 – исследуемое вещество; 4 – измерительные барабаны, регулирующие величину отверстия раздвижных диафрагм; 5 – объективы; 6 – ромбические призмы; 7 – бипризма; 8 – сменные светофильтры; 9 – окуляр. Деления этой шкалы (от 0 до 100) соответствуют площади отверстия диафрагмы. Например, деление 50 означает, что площадь отверстия составляет 50% макси-

мально возможной, принятой за 100%. Деление красной шкалы α_D связано с делением черной шкалы соотношением

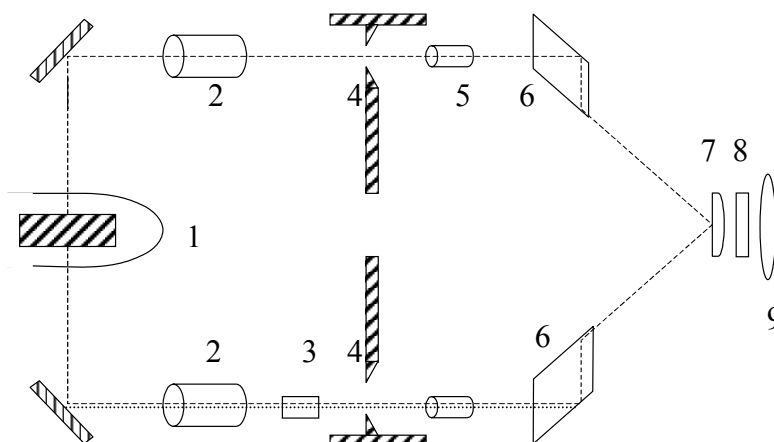


Рис.15

$$a_D = \lg \frac{100}{a_\tau}.$$

Таким образом, если исследуемое вещество помещено в одном пучке, диафрагма которого полностью открыта (деление 100), и поворотом второго барабана уравниваются яркости полей, то отсчет по первой шкале дает непосредственно пропускание (в процентах)

$$\tau = \frac{I_v}{I_{0v}} \cdot 100\%,$$

а отсчет по красной шкале - оптическую плотность

$$D = \lg \frac{I_{0v}}{I_v}.$$

Если на пути одного светового пучка поместить исследуемый образец толщиной l , а на пути другого - образец сравнения, то уравнивая фотометрические поля, можно измерить оптическую плотность D . Коэффициент поглощения в этом случае

$$k_v = \frac{2.3}{l_1 - l} D$$

Смена светофильтров производится поворотом револьверного диска. Номера фильтров и соответствующие им эффективные длины волн света, пропускаемого светофильтром, указаны в табл. 3

Таблица 3.

1	2	3	4	5	5	10
λ , нм	440	490	540	582	597	665
	синий	голубой	зеленый	желтый	оранжевый	красный

Погрешность прибора при $\tau = 0 - 10$ равна 2%, при $\tau = 10 - 100$ равна 1%.

Задание:

1. Включить осветитель. Установить одинаковую яркость двух полей. Левый барабан установить на деление 100.
2. Ручкой переключателя ввести светофильтр и сфокусировать окуляр на четкое изображение границы раздела двух полей (установка окуляра, производимая для каждого светофильтра по необходимости).
3. Образец с исследуемой пленкой поместить в левый пучок. Во второй пучок для компенсации потерь на отражение поместить прозрачную пленку.
4. Поворотом правого барабана уравнивать яркость обоих полей сравнения. Произвести одновременно измерения τ и D (соответственно по черной и красной шкале правого барабана). Необходимо сделать несколько (3-4) измерений этих величин и найти их среднее значение.
5. Повторить эти измерения для образцов одинаковой толщины, изменяя длину световой волны с помощью фильтров (фиолетовый - красный), указанных в табл. 3.
6. Если яркость полей не удастся уравнивать и половина поля зрения, соответствующая пучку, проходящему через образец, остается темной, то пропускаемость $\tau = 0,6$. Взять два образца, наложить их друг на друга и поместить в левый пучок. Изменяя светофильтрами длину волны, определить поглощение в такой системе, цветность такой системы и длину волны соответствующей наибольшему поглощению.

7. Сделать вывод о наблюдаемом явлении. Отобрать образцы одинаковой цветности, но с различными толщинами. Измерить τ и D по пункту 5 и построить график зависимости интенсивности излучения от толщины пленки.

8. По пункту 5 построить графики зависимости τ и D от длины волны и сделать выводы о поглощении для различных длин волн.

9. По данным $D=D(\lambda)$ вычислить $k=k(\lambda)$ для одного фильтра и измерить величину среднего пробега излучения (для длины волны, соответствующей цвету образца).

Контрольные вопросы:

1. Как объяснить воспринимаемые глазом цвета окрашенных объектов?
2. Каковы границы (в длинах волн) цветовой гаммы видимого диапазона спектра?
3. Каков физический смысл коэффициента поглощения света k_v ?
4. Каковы основные законы поглощения света? Какова связь между оптической плотностью, пропусканием и коэффициентом поглощения вещества?

Литература [2, 13, 14].

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3.7

ИЗУЧЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СПЕКТРАЛЬНОГО ПРИБОРА И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ИСПУСКАНИЯ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ

Цели работы:

1. Ознакомиться с характеристиками спектрального прибора.
2. Научиться работать со спектральным прибором.
3. Осуществить измерения с использованием линейчатого спектра.

Методическое обоснование работы

Энергетический спектр. Оптические методы исследования строения вещества чрезвычайно разнообразны. Чаще всего изучаются спектры поглощения или спектры испускания исследуемых объектов. Каждый такой спектр характеризуется вполне определенным распределением интенсивности испускания вещества по длинам волн. Спектр - это своеобразная фотография внутренних свойств атома, молекулы, жидкости или кристалла, но фотография символическая, так как внутренние свойства данной системы проявляются в спектре не прямо, а косвенно.

Согласно современной квантовой теории, возможные значения энергии системы атомов полностью определяются ее внутренними свойствами: числом и свойствами атомов, ядер и электронов в ней и характером взаимодействия между ними. Те значения энергии, которые могут быть реализованы в данной системе, принято называть ее уровнями энергии. Совокупность всех возможных значений энергии, или уровней энергии, носит название энергетического спектра, или спектра возможных значений. Самый нижний уровень, соответствующий наименьшей возможной энергии системы, называется **основным**, а все остальные уровни энергии - **возбужденными**, так как для перехода на них с основного уровня необходимо возбудить систему - сообщить ей энергию (рис.16).

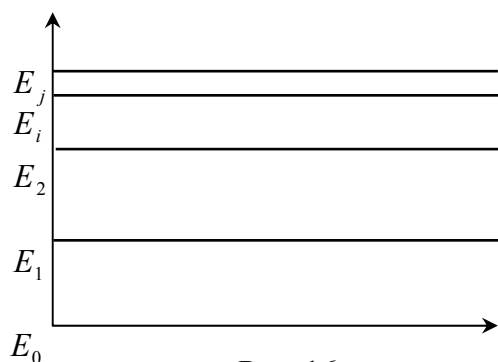


Рис. 16

Предположение о существовании уровней энергии для атома было впервые сделано Н. Бором в 1913 г. и затем подтверждено экспериментально. Оно было обосновано теоретически в квантовой механике, согласно которой

квантование энергии является следствием волновых свойств микрочастиц.

Спектры возможных значений разделяются на две основные группы: сплошные и дискретные. В действительности встречаются и разнообразные про-

межуточные случаи. Сложные молекулы обладают сплошным спектром уровней энергии, а изолированные атомы и сравнительно простые молекулы обладают, как правило, дискретным спектром уровней энергии. Однако в природе нет систем, у которых весь спектр уровней возможных значений энергии полностью дискретен. Даже у простейшей системы - атома водорода - уровни энергии дискретны только в некотором диапазоне энергий, а именно: при относительно малых энергиях, за пределами этого диапазона энергетический спектр становится сплошным, что соответствует реальному физическому процессу - отрыву электрона от ядра (ионизация атома водорода) и движению электрона относительно ядра при отсутствии связи между ними. Тот или иной характер энергетического спектра непосредственно проявляется в спектрах поглощения и испускания. Основным соотношением, определяющим значения частот электромагнитных волн, испускаемых какой-либо системой, является соотношение Бора:

$$\nu_{j,i} = \frac{E_j - E_i}{h}.$$

Электромагнитные волны испускаются не непрерывно, как это утверждала классическая электродинамика, а скачкообразно, с резким изменением энергии системы при переходе электрона с одного уровня энергии на другой (рис.16). Если уровни энергии E_i , и E_j принадлежат к сплошной совокупности, то спектры испускания или поглощения тоже сплошные. Последнее означает, что система может поглощать или испускать электромагнитные волны всех частот, разумеется, с разной интенсивностью. Такой характер имеют, например, спектры испускания Солнца, угольной дуги, раскаленных твердых тел и т.д. Если уровни E_i и E_j относятся к дискретному спектру уровней энергии, то соответствующие спектры поглощения и испускания также дискретны, т.е. система может поглощать или испускать волны не всех, а только некоторых частот, отдельные более или менее узкие линии, и в соответствии с этим спектры носят название *линейчатых*. Линейчатым спектром обладают, как правило, атомы (Н, Не и др.) и простейшие молекулы. В случае молекул отдельные близкие линии спектра можно

можно объединить в группы, которые называют *полосами*. Соответствующие спектры носят название *полосатых спектров*.

В данной работе предстоит познакомиться с линейчатыми спектрами ртути, гелия и неона: по спектру атома ртути (по наиболее ярким, характерным линиям) градуируется прибор, а затем с помощью градуировочного графика находятся длины волн линий в спектре атома гелия и неона. Спектры этих атомов насчитывают большое число спектральных линий, причем некоторые из них имеют мультиплетную структуру.

Принцип построения спектральных приборов. Задача спектрального прибора состоит в том, чтобы сложное излучение различного спектрального состава, которое формируется в источнике света и попадает на входную щель прибора, расположить в определенной последовательности по частотам или длинам волн. Для этой цели используются различные явления физической оптики: дисперсия света, дифракция света в сочетании с многолучевой интерференцией.

Принципиальная схема спектрального прибора имеет три основных узла:

1. входной коллиматор, включающий входную щель и объектив, превращает расходящийся пучок в параллельный.
2. диспергирующая система служит для получения спектра;
3. выходной коллиматор, состоящий из второго объектива и выходной щели, собирает параллельные монохроматические лучи в плоскости выходной щели;

Спектральные приборы имеют следующие оптические характеристики:

1. Линейная дисперсия, определяемая величиной $\frac{dl}{d\lambda}$, т.е. числом миллиметров, приходящихся на 1 Å интервала спектра. На практике обычно употребляют обратную величину $\frac{d\lambda}{dl}$, называемую обратной линейной дисперсией, определяющей величину интервала длин волн, измеряемого в Å, приходящегося на 1 мм длины спектра.

По линейной дисперсии приборы подразделяются на спектрометры или спектрометры малой, средней, большой и высокой дисперсии. Призмённые приборы обычно обладают малой и средней дисперсией ($100-10 \text{ Å/мм}$). Большие призмённые приборы и приборы с дифракционными решетками обладают большой линейной дисперсией ($10-1 \text{ Å/мм}$). Интерференционные приборы обладают высокой линейной дисперсией ($0,1-0,01 \text{ Å/мм}$).

2. Разрешающая способность - теоретическая и практическая. Теоретическая разрешающая способность определяется дифракцией в отверстии спектрального прибора:

$$R = \frac{\lambda}{\partial\lambda},$$

где $\partial\lambda$ - разность длин волн двух очень близких спектральных линий, еще различаемых раздельно при бесконечно тонкой выходной щели прибора. Практическая разрешающая способность определяется шириной входной щели, разрешающей способностью приемника излучения (глаза, фотографической пластинки), шириной выходной щели прибора и аберрациями фокусирующей и диспергирующей системы. Если d - наименьшее расстояние между линиями в плоскости выходной щели, различимое раздельно приемником с учётом аберраций (или ширина выходной щели), то $\Delta\lambda = ad\lambda / dl$. Иначе $\Delta\lambda$ называют *спектральной шириной щели*. Тогда практическая разрешающая способность определяется отношением

$$R_{np} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{\lambda}{q} \frac{dl}{d\lambda}$$

т.е. связана с линейной дисперсией прибора.

Разрешающая способность приборов с различными диспергирующими системами существенно различна. Так, призмённые спектральные приборы с малой и средней дисперсией обладают сравнительно малой разрешающей способностью, которая определяется величиной $10^3 - 10^5$. Приборы с решеткой могут иметь разрешающую способность $10^5 - 5 \cdot 10^5$. Интерференционные приборы об-

ладают очень высокой разрешающей способностью, достигающей до нескольких миллионов.

3. Светосила характеризует освещенность в спектре, даваемую прибором, или лучистый поток, проходящий через выходную щель прибора.

Данная работа выполняется на универсальном монохроматоре УМ2. Он предназначен для различных спектральных исследований и решения аналитических задач..

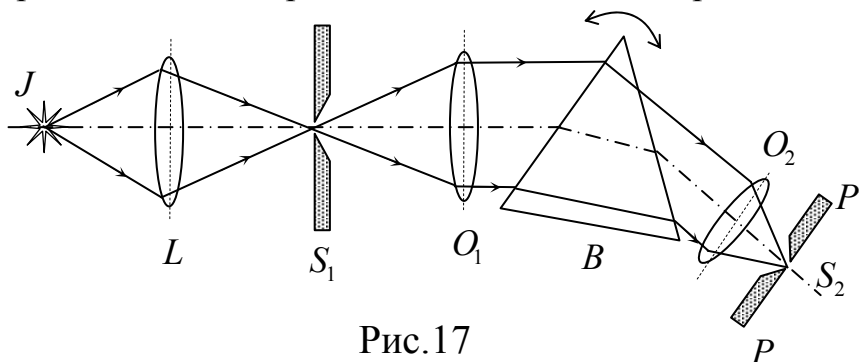


Рис.17

Со сменными насадками прибор может служить в качестве спектроскопа. Оптическая схема прибора изображена на рис.16. Подробное описание монохроматора находится в лаборатории в приложении к данной работе.

Источником излучения J через осветительную систему L (условно изображенную в виде одной линзы) освещают узкую щель прибора S , находящегося в фокусе объектива O_1 входного коллиматора, который посылает пучок параллельных лучей на преломляющую грань призмы B . Лучи различных длин волн выходят из призмы под различными углами и после преломления в объективе O_2 выходного коллиматора собираются в фокальной плоскости PP' , давая монохроматические изображения входной щели, называемые спектральными линиями. Совокупность этих изображений (дискретная или непрерывная в зависимости от типа источника излучения J) называется *спектром*. В фокальной плоскости могут быть расположены фотографическая пластинка для регистрации спектра, одна или несколько выходных щелей, выделяющих узкие участки спектра.

Юстировка источника света и осветительной системы. При работе с монохроматором в качестве источника света может применяться лампа накаливания (12 В, 30 Вт), дающая большой спектр, и ртутная лампа ДРШ (или СВДШ) для градуировки прибора.

Юстировка источника света и осветительной системы заключается в правильном расположении источника света и осветительных линз на рельсе прибора. Для этого необходимо, во-первых, расположить оптические оси так, чтобы одна продолжала другую. Одна оптическая ось задается рельсом с расположенными на нем источником света и линзами, другая - коллиматором монохроматора. Во-вторых, нужно правильно расположить осветительные линзы на рельсе прибора. Прежде всего, необходимо проверить, является ли ось, заданная расположением рельса, продолжением оси коллиматора. Для этого источник света приближают к входной щели прибора. Необходимо, чтобы отверстие в кожухе лампы, диафрагмирующее выходной пучок света, было установлено точно напротив центра перекрестия, находящегося на крышке входной щели. Затем источник света отодвигают и выключают его. Если световое пятно на объективе коллиматора (на крышке и перекрытии) не смещается в стороны при установке источника света на разных расстояниях от щели, то это значит, что ось рельса составляет продолжение оси коллиматора и источник света можно установить на расчетное расстояние щели.

Если световое пятно смещается в сторону при установке источника света на различных участках рельса, то это значит, что ось рельса расположена под углом к оси коллиматора. В этом случае надо установить источник света на расчетное расстояние от щели и, манипулируя юстировочными винтами, привести изображение источника, наблюдаемого на объективе (крышка с перекрытием), в правильное положение. Такая установка будет точной для данного положения источника света.

При однолинзовом освещении щели монохроматора линза становится на такое расстояние, которое отвечает резкому изображению источника на щели или равномерно размытому кружку в плоскости щели. Источник света во втором случае помещают на таком расстоянии от линзы, чтобы на объективе коллиматора было видно резкое изображение источника.

Обычно на практике (из конструктивных соображений) принято помещать линзу от щели на расстояние ($l=2F$), равное двойному фокусному расстоянию линзы.

Градуировка прибора. Градуировку прибора производят в данной работе с помощью ртутной лампы. Необходимо отцентрировать источник света на рельсе без конденсора, затем установить конденсор по центру так, чтобы объектив коллиматора был равномерно заполнен светом. Ширина щели (обычно ширина входной и выходной щелей одинакова) должна быть порядка 0,01 - 0,02 мм. Вращая барабан длин волн и наблюдая в окуляр спектроскопа, приводят данную спектральную линию в центральное положение, совместив ее с указателем в окуляре. Данные записываются в таблицу (λ табличное и отсчет по барабану в градусах n°), и строится градуировочная кривая ($n^\circ = f(\lambda)$). По ней можно будет определять соответствующую длину волны возбуждения в линейном спектре источника света (гелиево-неоновая лампа) при решении следующей задачи.

Задание:

I. Ознакомиться по инструкции с прибором. Определить входную и выходную щели по скосу ножей.

II. Отъюстировать прибор:

1. Отцентрировать источник света.
2. Включить его с помощью пульта питания.
3. Установить линзу (конденсор с $F=94$ мм) на расстоянии $l=2F$ от входной щели.
4. На щель надеть насадку с линзой с $F = 140$ мм (часто она уже надета и закреплена).
5. Установкой источника света (примерно 560 мм от щели) и с помощью винта у конденсора добиться равномерного заполнения светом кружка с перекрытием на крышке щели.
6. Закрепить рейтеры, в которых крепятся конденсор и ртутная лампа.

7. Установить перед ртутной лампой экран, чтобы избавиться от дополнительного рассеянного света на таком расстоянии, на котором не нарушалось бы равномерное заполнение светом кружка на крышке щели.

Примечание. Хорошая юстировка системы обеспечивает выполнение следующих задач:

III. Отградуировать прибор.

1. Снять крышку со щели; ширина входной щели должна быть 0,01 - 0,02 мм.
2. Поставить затвор в положение "Открыто".
3. На миллиметровой шкале с нониусом, вращая маховичок, установить патрубок зрительной трубы с окуляром.
4. Приступить к градуировке по таблице, вращая с помощью барабана столик с призмой. Во время измерений барабан вращать строго в одном направлении. Измерения проделать 3 раза, и среднее арифметическое для n^0 использовать для построения графика.
5. Построить на миллиметровой бумаге график $n^0 = f(\lambda)$. При построении градуировочной кривой точки должны быть видны отчетливо.

IV. Определить длины волн спектральных линий в спектре гелиево-неоновой лампы. Установить гелиево-неоновую лампу аналогичным образом, как и ртутную, и по известной кривой градуировки прибора определить длины волн λ спектральных линий неоновой лампы.

Контрольные вопросы:

1. Дать понятие энергетического спектра, основного и возбужденного состояний.
2. Сформулировать условия наблюдения линейчатого, сплошного и полосатого спектров.
3. Сформулировать задачу спектрального прибора.

4. Ввести понятие явления дисперсии света и начертить график нормальной дисперсии.

5. Назвать и пояснить основные оптические характеристики спектральных приборов и дать их пояснение.

6. Начертить и объяснить принципиальную схему монохроматора.

7. Объяснить процесс юстировки и градуировки прибора.

8. Пояснить, как используется градуировочная кривая для нахождения спектральных линий в спектре гелиево-неоновой лампы.

Таблица 4

Длина волны спектральных линий	нм	Фиолетовая 404,6	Голубовато-синяя 407,7	Триплет в синей области 435,8	Зелёная 546,1	Жёлтая 576,9	Дуплет 579,0	Красный 690,7
Отсчёт по барабану	n°1							
	n°2							
	n°3							
	n° ср							

Литература [1, 7, 13].

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 3.12

ИЗУЧЕНИЕ ВНУТРЕННЕГО ФОТОЭФФЕКТА

Цели работы:

1. Изучить явления внутреннего и вентильного фотоэффекта.
2. Исследовать зависимость сопротивления фотокатода от освещенности.

Методическое обоснование работы

Лабораторная работа выполняется на установке, принципиальная схема которой дана на рис. 18.

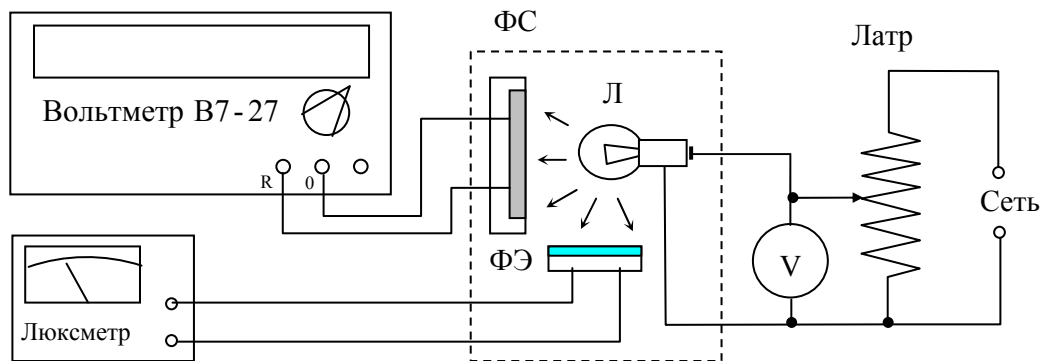


Рис.18

Электрическая лампочка (Л) и фотосопротивление (ФС) помещены в корпус, к которому с внешней стороны подсоединены люксметр со стр.46 и универсальный цифровой вольтметр В7-27. Для питания электролампочки используется регулятор напряжения ЛАТР с вольтметром, благодаря чему меняется освещенность фотосопротивления и фотоэлемента ФЭ люксметра. Величина фотосопротивления для различной освещенности измеряется универсальным вольтметром В7-27 на шкале сопротивлений. Освещенность фотосопротивления измеряется люксметром.

Устройство фотосопротивления показано на рис. 19.

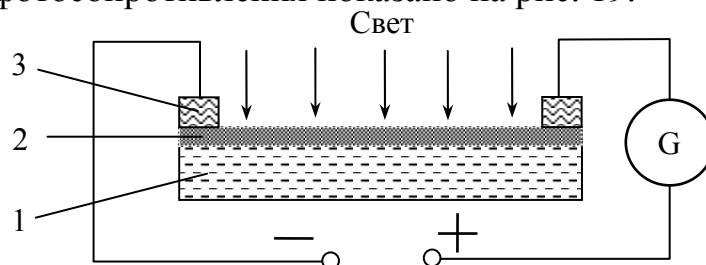


Рис.19

На стеклянную пластинку 1 нанесен тонкий слой полупроводника 2. На два противоположных края этого слоя наложены металлические электроды 3, с помощью которых фотосопротивление включается в цепь. Если фотосопротивление не освещено, то величина его очень большая. Его называют *темновым* сопротивлением, а ток, соответствующий ему, - *темновым* током. При освещении прибора его сопротивление уменьшается, и тем значительно, чем больше световой поток.

Одной из характеристик фотосопротивления является его *чувствительность* - отношение тока, текущего через него, к величине светового потока.

Фотоэлемент с запирающим слоем является основным элементом люксметра - прибора для измерения освещенности. Его устройство и схема включения показаны на рис.20.

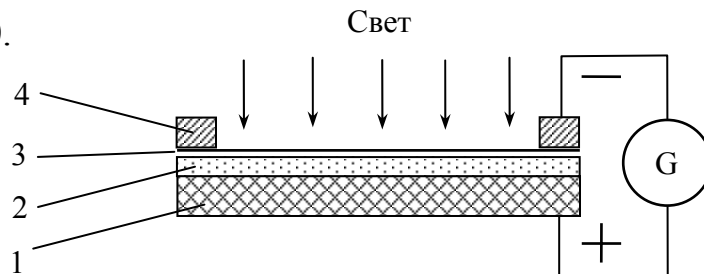


Рис. 20

На стальное основание 1 нанесен слой селена 2, а на него - тонкий полупрозрачный слой золота 3. К золотому слою плотно прижато металлическое кольцо 4, служащее электродом. Между селеном и золотом Au возникает промежуточный слой, обладающий свойством пропускать электроны только из селена в золото. Если селеновый слой осветить, то электроны будут получать дополнительную энергию и перейдут в полупрозрачный слой золота. В результате в золоте будет избыток электронов, этот слой зарядится отрицательно, а селен и стальное основание зарядятся положительно. Это явление и используется для измерения освещенности, так как появляющаяся при этом фотоэлектродвижущая сила тем больше, чем больше освещенность. Зная заранее освещенность E и отмечая показания N гальванометра G , можно построить градуировочную кривую $N=f(E)$ или шкалу гальванометра проградуировать в люксах.

Задание:

1. Снять градуировочную кривую освещенности фотосопротивления и лампочки, записав в таблицу показания ЛАТРа и люксметра при изменении напряжения от 0 до 200 В (через 10 - 15 В).

2. Снять зависимость величины фотосопротивления от освещенности. Для этого измеряется величина фотосопротивления при изменении показания вольтметра от 0 до 200 В (9 - 10 точек).

3. Построить градуировочный график $E = f(U)$.

4. Построить зависимость величины фотосопротивления R от освещенности E .

Контрольные вопросы:

1. Как объяснить внутренний фотоэффект? Чем он отличается от внешнего?

2. Объяснить принцип работы люксметра.

3. Можно ли с помощью явления фотоэффекта определить постоянную Планка? Как это сделать?

4. В чем принципиальная схожесть внешнего и внутреннего фотоэффектов?

5. Каким образом можно использовать внутренний фотоэффект на практике?

Литература [1, 7, 11, 14].

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ К ЛАБОРАТОРНЫМ РАБОТАМ 3.13, 3.14

6. ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

Первое термоэлектрическое явление - явление Зеебека - было открыто в 1822-1823 г.г. и состоит в переходе тепловой энергии в электрическую в цепи из разнородных проводников, если контакты их поддерживаются при различных температурах. Обратное явлению Зеебека - явление Пельтье - было открыто в 1834 г. По времени это была эпоха развития учения об электромагнетизме, открытий Эрстеда, Ампера, Био-Савара-Лапласа, Фарадея. Термоэлектрические явления с малыми эффектами не привлекли в то время большого внимания ученых. С появлением термодинамики (спустя 30 лет после открытия явления Зеебека) возник интерес ко всем видам превращения энергии. Исследованием термоэлектрических явлений занялся один из основоположников термодинамики - Томсон. Ему принадлежат установление связи между явлениями Зеебека и Пельтье и открытие нового явления, названного явлением Томсона, которое состоит в выделении тепла в объеме однородного проводника при прохождении тока, если в нем поддерживается градиент температуры. Тепло Томсона, как и тепло Пель-

тые линейным образом зависят от силы тока, в отличие от Джоулева тепла, поэтому при изменении направления тока они изменяют знак (там, где тепло выделялось, оно начинает поглощаться).

Термоэлектрические явления долго не находили достойного применения. Термоэлементы давно служили для измерения температур, но вопрос об их энергетическом использовании упирался в низкий коэффициент полезного действия термогенераторов и термохолодильников. Длительное время не было возможности получить КПД выше десятых долей процента. Положение существенно изменилось с появлением полупроводников. В полупроводниковых термопарах к 30-м годам КПД достигал уже 3%. В настоящее время он достигает 15% и может быть еще повышен. Это открывает очень большие перспективы использования термоэлектрических явлений в энергетике.

На опыте установлены следующие термоэлектрические закономерности:

а) явление Зеебека $dE = \alpha dT$,

где dE - термоэлектродвижущая сила в цепи из двух разнородных проводников;

dT - разность температур контактов;

α - коэффициент пропорциональности;

б) явление Пельтье

$$dQ = \Pi dI,$$

где dQ - количество теплоты, выделяющейся в контакте двух проводников;

dI - сила тока;

Π - коэффициент пропорциональности;

в) явление Томсона $dQ' = \tau dI \frac{\partial T}{\partial x} dx$,

где dQ' - количество теплоты, выделяющейся на отрезке однородного проводника;

dx - длина отрезка проводника;

dI - сила тока;

$\frac{\partial T}{\partial x}$ - градиент температуры;

τ - коэффициент пропорциональности.

Однако, по сравнению с другими устройствами, выполняющими те же функции, их КПД очень низок (в 6-7 раз ниже КПД тепловых насосов, в 3-4 раза - компрессионных). Термоэлектрический подогрев или охлаждение тем выгоднее, чем на меньшую разность температур ΔT его нужно произвести. При определенных условиях, на термоэлектрический подогрев или охлаждение воды на 10° требуется затратить в 5 раз меньше, а на 5° - в 8 раз меньше энергии по сравнению с использованием обычного прибора. Для холодильных и нагревательных установок, потребляющих большие количества электроэнергии, термоэлементы невыгодны. В большой энергетике с развитием науки, созданием вакуумных и плазменных термоэлементов не исключена возможность, получения КПД 50-60%. Термоэлементы находят и будут находить все более широкое применение в малой энергетике, в быту - например, для домашнего холодильника на 50 л, по прогнозам, в будущем все холодильники будут термоэлектрическими.

Термодинамический подход к термоэлектрическим явлениям

Пусть ток идет во втором проводнике от контакта с большей температурой к контакту с меньшей температурой, как показано на рис. 21. В верхнем контакте выделяется количество теплоты $\Pi_1 dI$, в нижнем поглощается $\Pi_2 dI$. Учитывая, что коэффициент Π может зависеть от температуры контакта можно записать

$$\Pi_2 = \Pi_1 + \frac{d\Pi}{dT} dT \quad (14)$$

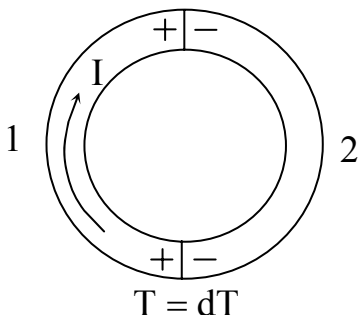


Рис. 21

Теплота Томсона, выделяющаяся во втором проводнике, равна $\tau_2 dI dT$, поглощаемая в первом $\tau_1 dI dT$. Электрическая мощность, рассеиваемая в цепи, равна $\alpha dI dT$. Закон сохранения энергии в рассматриваемой цепи имеет вид:

$$\Pi_1 dI - \Pi_2 dI + \tau_2 dIdT - \tau_1 dIdT = 0. \quad (15)$$

С учетом (14) выражение (15) принимает вид:

$$\tau_2 - \tau_1 - \frac{d\Pi}{dT} + \alpha = 0. \quad (16)$$

Если в цепи происходят только обратимые явления, то в ней в соответствии со вторым началом термодинамики сумма приведенных теплот равна нулю. К необратимым явлениям относятся явления теплопроводности и выделения джоулева тепла. Последним можно пренебречь при малых токах (джоулево тепло пропорционально квадрату силы тока в отличие от тепла при термоэлектрических явлениях). Пренебрегая необратимыми процессами как побочными, малыми, записываем второе начало термодинамики $dS = 0$ для рассматриваемой цепи:

$$\frac{\Pi_2 dI}{T + dT} - \frac{\Pi_1 dI}{T} + \frac{\tau_1 - \tau_2}{T} dIdT = 0,$$

или, согласно (14) и обозначая $\Pi_1 = \Pi$, получаем

$$\frac{d\Pi}{dT} \frac{dT}{T + dT} - \frac{\Pi}{T} \frac{dT}{T + dT} = (\tau_2 - \tau_1) \frac{dT}{T}.$$

Пренебрегая dT по сравнению с T , приходим к соотношению

$$\frac{d\Pi}{dT} - \frac{\Pi}{T} = \tau_2 - \tau_1. \quad (17)$$

Из (16) и (17) следует выражение, связывающее коэффициенты α и Π :

$$\alpha = \frac{\Pi}{T}. \quad (18)$$

Связь этих коэффициентов с коэффициентом Томсона τ может быть получена следующим образом:

$$\frac{d\alpha}{dT} = \frac{T \frac{d\Pi}{dT} - \Pi}{T^2} = \frac{1}{T} \frac{d\Pi}{dT} - \frac{\Pi}{T^2} = \frac{1}{T} \left(\frac{d\Pi}{dT} - \frac{\Pi}{T} \right) = \frac{1}{T} (\tau_2 - \tau_1). \quad (19)$$

Соотношения (18) и (19) находят экспериментальное подтверждение.

Механизм возникновения термоэлектрических явлений.

Выводы классической теории

По классической электронной теории электроны проводимости в металлах образуют электронный газ, подчиняющийся статистике Максвелла-Больцмана. Скорости электронов зависят от температуры, их кинетическая энергия равна

$W_k = \frac{3}{2} \kappa T$. Это приводит к возникновению термо-ЭДС в термопаре из двух металлов с различной температурой (T_1 и T_2) контактов, которая равна

$$E = \frac{\kappa}{q_e} (T_1 - T_2) \ln \frac{n_1}{n_2}, \quad (20)$$

где n_1 и n_2 - концентрации свободных электронов в первом и втором металлах,

k - постоянная Больцмана,

q_e - заряд электрона.

Расчет по этой формуле приводит к значению термо-ЭДС в несколько десятков микровольт на градус, в то время как для металлических термопар наблюдаются чаще значения в несколько микровольт и даже десятых долей микровольта на градус. Такое противоречие теории с экспериментом было устранено в квантовой теории металлов, разработанной в 30-х годах Френкелем (в одной форме) и Зоммерфельдом (в другой).

Выводы квантовой теории для контакта двух металлов

В любой системе, находящейся в состоянии термодинамического равновесия, химический потенциал μ , или энергия, необходимая для изменения числа частиц системы на единицу, должен быть одинаковым. Уровни химического потенциала металлов при абсолютном нуле температуры, или уровни Ферми μ_F , отсчитанные от дна потенциальной ямы, имеют порядок в несколько электрон-

вольт и у различных металлов разные. Различие это определяется разной концентрацией электронов в частично заполненной зоне, т.е. зоне проводимости. При не слишком высоких температурах ($\kappa T \ll 10\mu_F$) уровень химического потенциала связан с уровнем Ферми соотношением

$$\mu = \mu_F \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{\kappa T}{\mu_F} \right)^2 \right]. \quad (21)$$

При комнатных температурах $\kappa T \sim 0,03$ эВ и μ практически совпадает с μ_F . Чтобы представить себе, как изменяется разница между μ и μ_F с изменением температуры, рассмотрим предельный случай, когда температуры настолько велики, что вырождение электронного газа снимается. Расчет на основании статистики Максвелла-Больцмана дает в этом случае следующую связь между μ и μ_F ($\kappa T \gg \mu_F$):

$$\mu = \kappa T \ln \left[\frac{4}{3\sqrt{\pi}} \left(\frac{\mu_F}{\kappa T} \right)^{3/2} \right] < 0 \quad (22)$$

Полученный результат легко понять, если построить функцию распределения Ферми $f(W)$ при отсутствии вырождения. Если $\kappa T \gg \mu_F$, то

$$f(W) = \frac{1}{e^{\frac{W-\mu}{\kappa T}} + 1} \approx e^{-\frac{W}{\kappa T}} < 1 \text{ и кривая } f(W) \text{ имеет вид, изображенный на рис. 22.}$$

Значение $W = \mu$, соответствующее $f(W) = 1/2$, можно получить, продолжив график в сторону отрицательных энергий. Уровень химического потенциала часто называют уровнем Ферми.

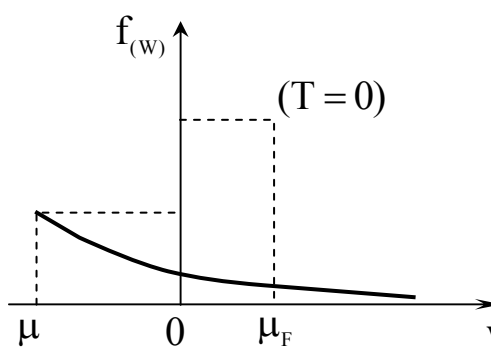


Рис.22

Но уровень Ферми - это верхний заполненный уровень в зоне проводимости металла при $T=0$. А химический потенциал не соответствует реальному уровню, он только параметр функции распределения Ферми. Как видно из рассмотренного примера, он при высоких температурах принимает отрицательное значение, т.е.

расположен в зоне запрещенных энергий. Аналогичная ситуация возникает и в полупроводнике.

Энергетическая схема двух металлов до и после приведения в контакт имеет вид, изображенный на рис.23 и 24.

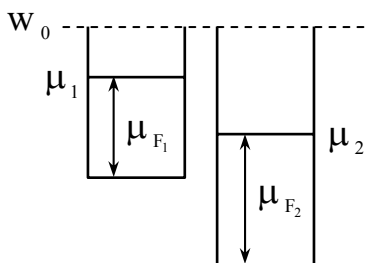


Рис. 23

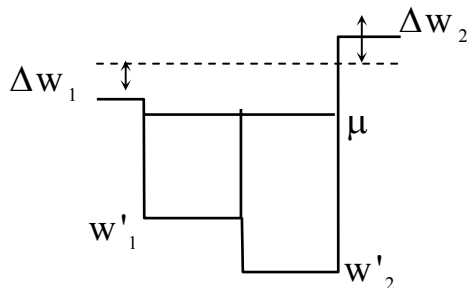


Рис. 24

Металлы рассматриваются в вырожденном состоянии, поэтому для них $\mu = \mu_F$. Вследствие того, что уровень химического потенциала первого металла выше, электроны на верхних уровнях его имеют большую энергию, чем электроны второго металла, поэтому они начинают переходить на свободные, ниже расположенные уровни второго металла. В результате, второй металл заряжается отрицательно до некоторого потенциала $-\varphi_2$, его электроны получают положительную добавку энергии $\Delta W_2 = -q_l(-\varphi_2) = q_l\varphi_2$. Вследствие этого все электронные уровни второго металла поднимутся на величину ΔW_2 . Первый металл, теряя электроны, заряжается положительно до потенциала φ_1 , электроны его при этом изменяют свою энергию на $\Delta W_1 = -q_e\varphi_1$, т.е. электронные уровни этого металла опускаются на величину ΔW_1 . Процесс преимущественного перехода электронов из первого металла во второй продолжается до тех пор, пока уровни химического потенциала металлов не сравняются. Для этого достаточно перехода относительно небольшого числа электронов. Как видно, из рис. 24, между поверхностями металлов устанавливается разность потенциалов, равная

$$\Delta\varphi_{\text{внешн}} = \frac{|\Delta W_1| + \Delta W_2}{q_e}. \text{ На внутреннем контакте в тонком приконтактном слое ус-}$$

танавливается разность потенциалов вследствие различных потенциальных энергий электронов в зонах проводимостей рассматриваемых металлов, равная

разности уровней химического потенциала в изолированных металлах, отсчитанных от дна зоны проводимости:

$$\Delta\varphi_{\text{внутр}} = \frac{W_2 - W_1}{q_e} = \frac{\mu_2 - \mu_1}{q_e} \quad (23)$$

Понять её происхождение нетрудно, если представить себе, что скорости движения электронов проводимости (т.е. электронов верхних заполненных уровней) определяются величиной энергии, отсчитанной от дна зоны, которая может рассматриваться как кинетическая энергия электронов. Диффузия электронов в контакте из второго металла в первый в начальный момент превышает обратный процесс - диффузию из первого металла во второй, так как $v_2 > v_1$ и $w^{\text{кин}} = \mu$ внутренняя контактная разность потенциалов выравнивает этот процесс. Если оба контакта двух металлов находятся при одинаковой температуре, то сумма скачков потенциала вдоль замкнутой цепи равна нулю. Но при различной температуре контактов внутренние контактные разности потенциалов различаются, и сумма их создает ту ЭДС, которая вызывает термоток в явлении Зеебека. Из (22) следует, что для металлов при не слишком высоких температурах химический потенциал слабо изменяется при изменении температуры. Значения коэффициента α термо-ЭДС, вычисленные на основании соотношений (22) и (23), составляют несколько микровольт на градус, как это и следует из опыта.

Кроме рассмотренной причины к появлению термо-ЭДС может привести явление диффузии свободных носителей заряда в объеме проводника, если есть зависимость их концентрации и скорости движения от градиента температуры. Для вырожденных металлов такой зависимости практически не существует. При комнатной температуре добавка к энергии электронов при абсолютном нуле, равной нескольким электрон-вольтам имеет порядок $kT \approx 0,03$ эВ, т.е. она пренебрежимо мала. Как следует из функции распределения Ферми, количество электронов проводимости в этих условиях при изменении температуры провод-

ника в тех пределах, в каких это бывает на опыте, практически не изменяет их концентрацию на различных концах проводника.

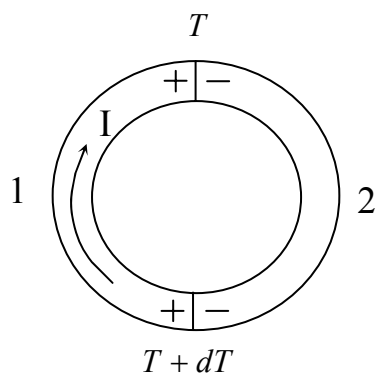


Рис.25

Пусть термопара, изображенная на рис.25, составлена из двух металлов, причем у второго металла энергия Ферми, отсчитанная от дна потенциальной ямы, меньше чем у первого. В этом случае внутренние контактные разности потенциалов имеют знаки, изображенные на рис. 25. Как следует из (23), уровень химического потенциала сильнее понижается с ростом температуры у того металла, у которого μ_F меньше.

Для упрощения задачи можно пренебречь изменением химического потенциала первого металла на контактах. У второго металла $\mu_{2(\tau+d\tau)} < \mu_{2(\tau)}$. Это приведет к появлению большей контактной разности потенциалов у более горячего контакта. Последнее обусловит появление в цепи тока, направленного по часовой стрелке. Контактная разность потенциалов увеличивает энергию электронов в непосредственной близости от контакта во втором металле по сравнению с первым. Поэтому, двигаясь в верхнем контакте из второго металла в первый, электроны будут в приконтактной области первого металла выделять энергию, равную $|q_e \Delta \varphi_{(T)_{внутр}}|$. Проходя через нижний контакт, они должны преодолеть потенциальный барьер, вследствие чего они забирают у кристаллической решетки энергию $|q_e \Delta \varphi_{(T+dT)_{внутр}}|$.

Практическое использование термоэлектрических явлений

При практическом использовании термоэлектричества привлекает крайняя простота, дешевизна и ничтожные размеры термобатарей. С их помощью можно создавать тепло и холод, термостатирование.

Однако по сравнению с другими устройствами, выполняющими те же функции, их КПД очень низок (в 6-7 раз ниже КПД тепловых насосов, в 3-4 раза - компрессионных). Термоэлектрический подогрев или охлаждение тем выгоднее, чем на меньшую разность температур ΔT его нужно произвести. При определенных условиях, на термоэлектрический подогрев или охлаждение воды на 10° требуется затратить в 5 раз меньше, а на 5° - в 8 раз меньше энергии по сравнению с использованием обычного прибора. Для холодильных и нагревательных установок, потребляющих много электроэнергии, термоэлементы невыгодны. В большой энергетике с развитием науки, созданием вакуумных и плазменных термоэлементов не исключена возможность, получения КПД 50-60%. Термоэлементы находят и будут находить все более широкое применение в малой энергетике, в быту. Например, для домашнего холодильника на 50 л они хороши, и по прогнозам, в будущем все холодильники будут термоэлектрическими.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3.13

ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ЗЕЕБЕКА

Цели работы:

1. Изучить явление возникновения термо-ЭДС.
2. Проградуировать термопары медь-константан и хромель-копель.
3. Определить коэффициенты термо-ЭДС. для исследуемых термопар.

Методическое обоснование работы

Эффект Зеебека - возникновение ЭДС в электрической цепи, состоящей из последовательно соединенных разнородных металлов, полупроводников или полупроводника и металла, если температура спаев различна. В простейшем случае, когда цепь состоит из двух различных материалов, она носит название

термопары. Термопары широко применяются для измерения температур в диапазоне, включающем отрицательные, и до температур порядка 1000° С и выше.

Термо-ЭДС термопары складывается из электродвижущих сил обоих ее спаев. ЭДС спаев зависит от природы контактирующих веществ и от температуры. Если обозначить ее через $\varepsilon(T)$, то ЭДС термопары можно представить как

$$\varepsilon(T_1) - \varepsilon(T_2),$$

где T_1 - температура более нагретого, а T_2 - менее нагретого спаев.

Производная $\alpha = \frac{d\varepsilon}{dT}$ называется коэффициентом термоэлектродвижущей силы. Коэффициент α_j , так же, как и функция $\varepsilon(T)$, является характеристикой обоих элементов термопары. На практике это создает определенные неудобства, поэтому условились величину α измерять по отношению к одному и тому же металлу - свинцу. Следовательно, коэффициент α данного металла дает термо-ЭДС для термопары, у которой одна ветвь - из указанного металла, а другая - из свинца. Коэффициент термо-ЭДС для термопары, составленной из произвольных металлов 1 и 2, определяется формулой

$$\alpha_{12} = \alpha_1 - \alpha_2,$$

где α_1 и α_2 - коэффициенты термо-ЭДС металлов 1 и 2 по отношению к свинцу.

Для примера приведем значения α для сплавов хромель (α_1) и алюмель (α_2), широко применяемых в качестве термоэлементов. Для них: $\alpha_1 = 24 \text{ мкВ/}^\circ\text{С}$ и $(\alpha_2) = -38 \text{ мкВ/}^\circ\text{С}$.

Если разность температур более нагретого (T_1) и менее нагретого (T_2) спаев невелика, то имеет место линейная зависимость между термо-ЭДС термопары и разностью температур спаев

$$\varepsilon = \alpha(T_1 - T_2).$$

Следовательно, в этом диапазоне температур коэффициент термо-ЭДС термопары может быть определен по формуле

$$\alpha = \frac{\varepsilon}{T_1 - T_2}.$$

Схема лабораторной установки приведена на рис. 26. Для исследования взяты термопары - МК – (медь-константановая,) ХК – (хромель-копелевая). Разность температур ΔT между горячим и холодным спаями каждой из термопар создается за счет того, что один спай каждой термопары находится в тепловом контакте с нагревателем (песочной баней), а другой - при температуре окружающей среды.

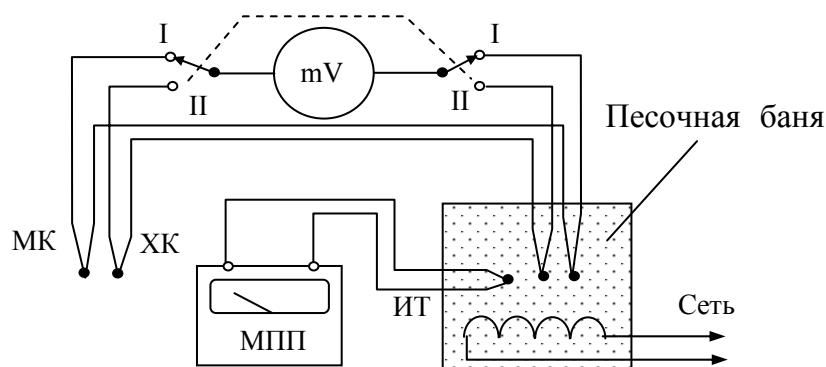


Рис.26

Разность температур ΔT между горячим и холодным спаями определяется с помощью измерительной термопары ИТ и пирометрического милливольтметра типа МПП, а термо-ЭДС исследуемых термопар - милливольтметром, подключаемым к термопарам МК и ХК.

Задание:

1. Изучить лабораторную установку, методику измерений.
- 2 Включить в сеть милливольтметр и нагреватель (песочную баню). Записать показания прибора МПП в $^{\circ}\text{C}$ по нижней шкале. (МПП показывает непосредственно разность температур)
3. Исследовать зависимость термо-ЭДС термопар МК и ХК от разности температур ΔT между спаями в интервале от 0 до 150°C . Температуру фиксировать через каждые 10°C . Величина измеряемой ЭДС определяется по шкале милливольтметра. Измерения следует проводить параллельно для двух термопар, переключая схему из положения I в положение II.
4. Отключить приборы от сети.

5. Результаты измерений и вычислений занести в таблицу.
6. Построить градуировочные графики термопар МК и ХК, т.е. зависимость $\mathcal{E}$ (Т).
7. По графикам, вычислить коэффициенты термо-ЭДС α каждой из термопар и сравнить полученные значения с табличными данными.

Контрольные вопросы:

1. Из каких элементов состоит лабораторная установка, их назначение и взаимодействие?
2. Каковы механизмы, обуславливающие возникновение термо-ЭДС в металлах?
3. Почему полупроводниковые термоэлементы имеют значительно большую термо-ЭДС, чем термоэлементы из металлов?
4. Чем объяснить возможное различие между измеренными значениями коэффициентов термо-ЭДС и табличными данными для исследованных термопар?

Литература [1, 5, 8, 14].

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3.14

ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ПЕЛЬТЬЕ

Цели работы:

1. Изучить явление Пельтье.
2. Определить характер зависимости теплоты Пельтье от количества электричества, протекшего в цепи.

Методическое обоснование работы

Явление Пельтье состоит в том, что при пропускании тока через спай двух разнородных металлов, полупроводников или полупроводника и металла в нем выделяется или поглощается тепло, пропорциональное прошедшему через спай количеству электричества.

$$Q_n = \pm Pq = \pm Pit, \quad (24)$$

где P - коэффициент Пельтье.

Между явлением Пельтье и выделением Джоулева тепла имеется существенное различие. Тепло Джоуля-Ленца пропорционально второй степени силы тока и не зависит от его направления; тепло Пельтье пропорционально первой степени силы тока и знак его зависит от направления. Как видно из формулы, тепло Пельтье, кроме того, не зависит от сопротивления проводника.

В настоящей работе проводится калориметрическое измерение тепла Пельтье. Для этого спаи проводников Х и К (рис.27) помещаются в калориметры и через цепь пропускается ток.

В зависимости от направления тока спай I может нагреваться, а спай II - охлаждаться, или наоборот. Полное количество тепла, выделенное в калориметрах I и II за время t , будет равно:

$$Q_I = Q_{дж} + Q_n = (cm_1 + P_I)(T_1^K - T_1^H),$$

$$Q_{II} = Q_{дж} - Q_n = (cm_2 + P_{II})(T_2^K - T_2^H).$$

где $Q_{дж}$ - Джоулево тепло, выделяемое в каждом калориметре;

m_1 и m_2 - массы калориметрической жидкости;

$T_1^H, T_2^H, T_1^K, T_2^K$ - начальная и конечная температуры соответственно в первом и втором калориметрах;

c - теплоемкость калориметрической жидкости;

P_1 и P_2 - водяные эквиваленты калориметров.

Если выбрать, что $m_1 = m_2 = m$; $T_1^H = T_2^H = T^H$ и $P_1 = P_2 = P$, то из двух последних уравнений получим

$$Q_n = \frac{cm + P}{2} \Delta T, \quad (25)$$

т.е. тепло Пельтье пропорционально разности температур в обоих калориметрах. Используя уравнения (24) и (25), можно записать

$$Q_n = \text{Const}' \Delta T = \text{Const}''(It).$$

Если разность температур ΔT в калориметрах измерить с помощью термопары, то измеряемая термо-ЭДС, будучи пропорциональной ΔT (см. лабораторную работу № 3.13), оказывается также пропорциональной количеству электричества, прошедшему через спай, т.е.

$$Q_n \sim \varepsilon = \text{Const}(It). \quad (26)$$

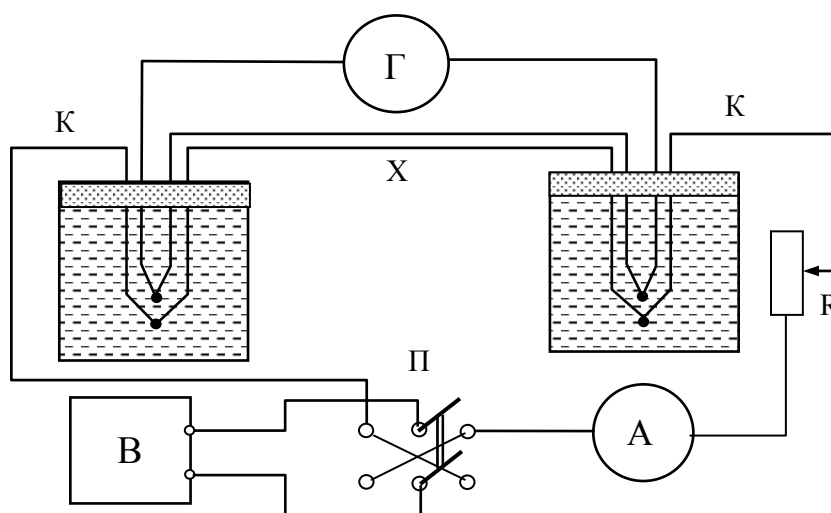


Рис.27

Схема лабораторной установки представлена на рис.27. Хромелевый провод X диаметром 2 мм спаян с обоих концов о копелевыми проводами К. Провода X и К взяты возможно большего диаметра для того, чтобы максимально уменьшить выделяемое в проводниках Джоулево тепло. Спаи I и II размещаются в совершенно идентичных калориметрах, в которых находится по 30 см^3 калориметрической жидкости (дистиллированной воды). Концы копелевых проводов К подключены к клеммам, на которые подается постоянное напряжение от выпрямителя В через потенциометр R. Ток в цепи измеряется амперметром А. Для измерения разности температур ΔT между калориметрическими жидкостями I и II используется медь-константановая термопара, подключенная к гальванометру Г, показания которого пропорциональны разности температур ΔT . Изменение направления тока через исследуемую цепь К-Х-К производится трехпозиционным переключателем П.

Задания:

1. Определить путем проверки соотношения (26) характер зависимости теплоты Пельтье от количества электричества, протекшего в цепи, для чего:

а) изучить лабораторную установку, методику измерений. Проверить подключения приборов к установке в соответствии со схемой;

б) включить гальванометр в сеть. Переключатель пределов измерений поставить в положение "Арретир" и ручкой справа сбоку установить нуль шкалы прибора;

в) переключатель П поставить в среднее положение;

г) включить в сеть выпрямитель;

д) переключатель гальванометра поставить в положение XI, а переключатель П - в положение I;

е) Установить с помощью реостата ток $I = 3 \text{ А}$; начав отсчет времени t , произвести измерения значений ЭДС по шкале гальванометра через каждые 2 мин. Произвести 5 измерений;

ж) поставить переключатель П в положение II и убедиться в обратимости явления Пельтье;

з) после того, как "зайчик" гальванометра возвратится в нулевое положение, произвести измерения ЭДС, аналогичные выполненным, но при обратном направлении тока (П в положение II);

и) реостат вывести в положение минимального тока. Переключатель П поставить в среднее положение.

Все приборы отсоединить от сети.

2. По данным опыта построить зависимость $\varepsilon = f(It)$ и сделать выводы о зависимости тепла Пельтье от количества протекшего в цепи электричества и направления протекания тока.

Контрольные вопросы:

1. Из каких элементов состоит лабораторная установка и как она работает?
 2. Каковы механизмы, обуславливающие явление Пельтье?
 3. Привести примеры практического использования явления Пельтье.
- Литература [1, 7, 8, 14].

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ К РАБОТАМ 3.11, 3.15, 3.16

7. КОНТАКТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

Свободные электроны в металле (электроны проводимости) не могут самопроизвольно в большом количестве покинуть металл. На поверхности любого твердого тела существует энергетический барьер, который и затрудняет процесс испускания электронов из твердого тела. Покинуть металл могут только те электроны, энергия которых оказывается достаточной для преодоления потенциального барьера, имеющегося на поверхности. Этот барьер имеет следующее происхождение.

Часть электронов, обладая большой кинетической энергией, способна покинуть твердое тело. Это приводит к тому, что в этом месте, которое покинул электрон, возникает избыточный положительный заряд. Кулоновское взаимодействие с этим зарядом заставляет электрон возвращаться обратно. Таким образом, отдельные электроны все время покидают поверхность металла, удаляясь от нее на несколько межатомных расстояний и затем поворачивают обратно. В результате над поверхностью твердого тела существует электронное облако, которое совместно с положительными ионами кристаллической решетки на самой поверхности образуют двойной электрический слой. На электрон, вышедший из этого слоя, действуют силы со стороны положительно заряженной поверхности, которые направлены внутрь металла. Работа, совершаемая против этих сил при переводе электрона из металла наружу, идет на увеличение потенциальной энер-

гии электрона U_o . Таким образом, потенциальная энергия электронов в металле меньше, чем вне металла, на величину, равную глубине потенциальной ямы (рис.28).

Потенциальная энергия электрона $U_o = -e\phi$ и потенциал ϕ той точки, в которой находится электрон, имеют противоположные знаки. Отсюда следует, что потенциал внутри металла больше, чем потенциал в непосредственной близо-

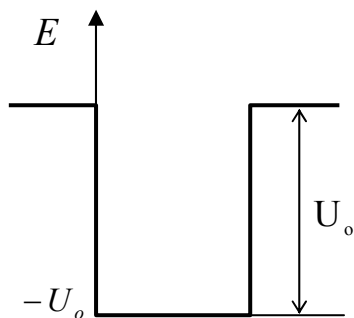


Рис. 28

сти от его поверхности. Таким образом, даже самый высокоэнергетический электрон в потенциальной яме обладает гораздо меньшей полной Энергией, чем электрон снаружи металла. Сообщение металлу избыточного положительного заряда увеличивает потенциал, как на поверхности, так и внутри металла.

Потенциальная энергия электрона при этом соответственно уменьшается (рис.29,а).

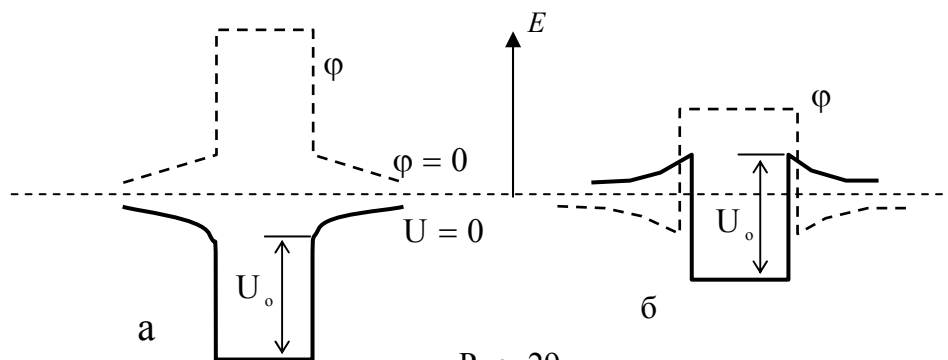


Рис. 29

Сообщение металлу отрицательного заряда понижает потенциал внутри и вне металла, соответственно потенциальная энергия электрона возрастает (рис.29 б).

Полная энергия электрона в металле складывается из потенциальной и кинетической энергий. Значения кинетической энергии электронов проводимости заключены в пределах от нуля до энергии Ферми E_F , т.е. максимальной энергии электрона в потенциальной яме при абсолютном нуле.

На рис.30 энергетические уровни зоны проводимости вписаны в потенциальную яму (сплошными линиями изображены занятые электронами уровни, пунктирными – не занятые электронами уровни при $T=0$).

Для удаления из металла разным электронам необходимо сообщить не одинаковую энергию: электрону, находящемуся на самом нижнем уровне зоны проводимости, необходимо сообщить энергию U_0 ; для электрона, находящегося на уровне Ферми, эта энергия равна $U_0 - E_F = |E_{\max}| = e\varphi$.

Наименьшая энергия, которую необходимо сообщить электрону для того, чтобы удалить его из твердого тела в вакуум, называется *работой выхода*. Работу выхода принято обозначать через $e\varphi$, где φ называется *потенциалом выхода*.

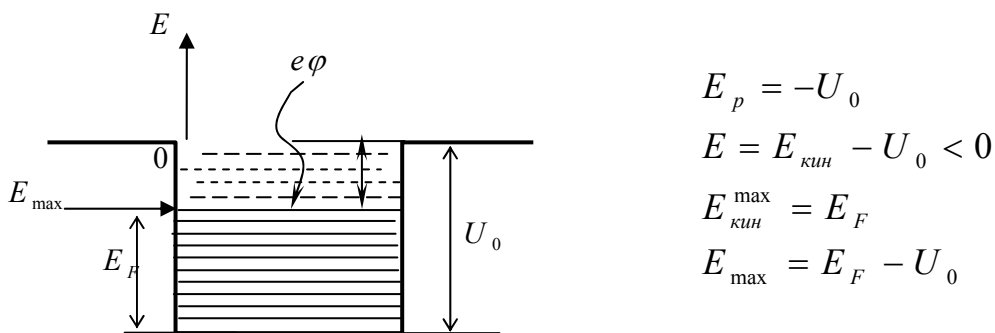


Рис. 30

Таким образом, работа выхода $A = U_0 - E_F = e\varphi$. Так как глубина потенциальной ямы U_0 и энергия Ферми E_F зависят, хотя и слабо, от температуры, то и работа выхода A подчиняется той же зависимости. Все сказанное выше применяется и для полупроводников.

Следует отметить, что работа выхода очень чувствительна к состоянию поверхности металла, в частности, к ее чистоте. Подобрав надлежащим образом покрытие поверхности, можно значительно снизить работу выхода. Так, например, нанесение на поверхность вольфрама слоя окисла щелочноземельного металла (Ca, Sr, Ba) снижает работу выхода с 4,5 эВ (для чистого W) до 1,5-2 эВ.

Экспериментально установлено, что в результате контакта двух разнородных металлов (или металла и полупроводника) между ними возникает разность потенциалов, называемая контактной.

Рассмотрим контакт металл-металл. Пусть работа выхода первого металла меньше таковой второго металла (рис.31 а). После соприкосновения металлов электроны из металла I будут переходить на свободные уровни металла II с более низкой энергией, находящиеся выше уровня E_F ($A_1 < A_2$). Этот переход будет происходить до тех пор, пока не выровняются уровни Ферми обоих металлов. Но при этом металл II приобретает отрицательный заряд, его потенциал уменьшается, а следовательно, потенциальная энергия электронов возрастет. Металл I при этом теряет часть электронов, что ведет к повышению его потенциала и к уменьшению потенциальной энергии электронов (рис.31, б)

Из рис. 30, б видно, что, при соприкосновении двух разнородных металлов возникает разность потенциалов между точками, лежащими вне металлов в непосредственной близости к их поверхности. Это так называемая внешняя контактная разность потенциалов, и она определяется

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = \frac{e\varphi_2 - e\varphi_1}{e} = \frac{A_2 - A_1}{e}$$

Как видим, внешняя контактная разность потенциалов определяется разностью работ выхода разнородных металлов.

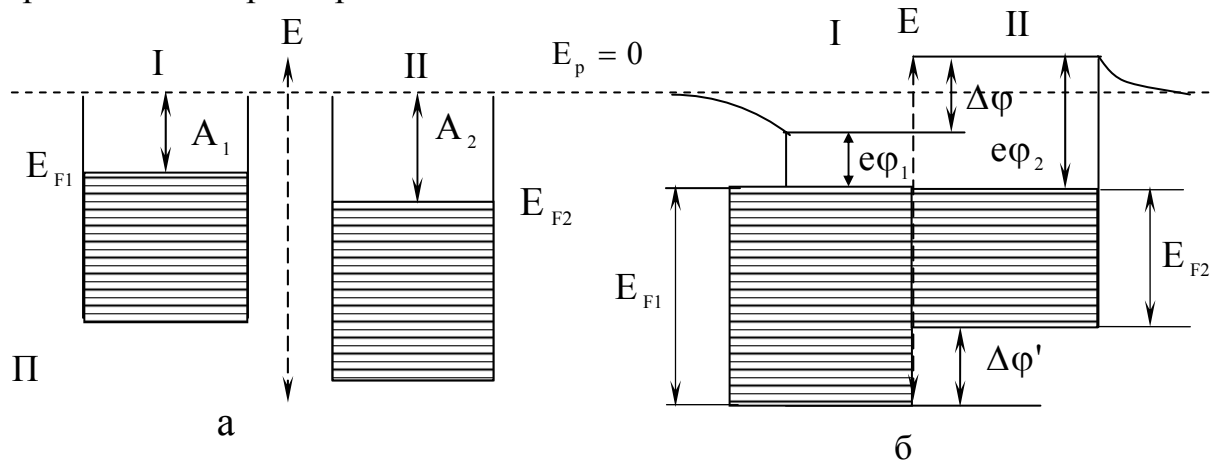


Рис.31

Кроме этой разности потенциалов существует разность потенциалов между внутренними точками металла, которая называется внутренней контактной разностью потенциалов $\Delta\varphi'$, которая, как видно из рис.31, б, определяется

$$\Delta\varphi' = \frac{E_{F1} - E_{F2}}{e}, \text{ т.е. разностью уровней Ферми этих металлов.}$$

При соединении последовательного ряда различных металлов разность потенциалов между концами цепи определяется разностью работ выхода для металлов, образующих крайние звенья такой цепи. Значения внешней контактной разности потенциалов колеблются для различных пар металлов от нескольких десятых вольт до нескольких вольт.

Как было сказано выше, контактная разность потенциалов возникает и на границе между металлом и полупроводником, а также на границе между двумя полупроводниками.

Рассмотрим контакт металла с полупроводником (рис. 32). Пусть металл М, имеющий работу выхода A_M , приведен в контакт с полупроводником n-типа (электронный), имеющим работу выхода A_n . Если $A_M > A_n$, то электроны из

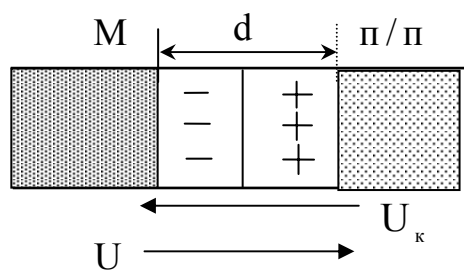


Рис.32

полупроводника будут переходить в металл до тех пор, пока их уровни Ферми не выровняются. Между металлом и полупроводником установится контактная разность потенциалов U_k , как и при контакте металл-металл.

Чтобы получить такую разность потенциалов, необходим переход 10^{17} электронов с единицы объема полупроводника. Так, в случае примесного полупроводника германия Ge, параметр решетки которого $d = 5 \text{ \AA}$, а концентрация носителей $n \cong 10^{23} \text{ м}^{-3}$, то на 1 м^2 его поверхности приходится $n_s = 10^{20}$ электронов, при контакте металл-полупроводник в полупроводнике оголяется $\sim 10^3$ атомных слоев.

Таким образом, при контакте металл-полупроводник выравнивание уровней Ферми может происходить путем перехода электронов из граничного слоя полупроводника значительной толщины d .

Если внешнее напряжение имеет направление, противоположное контактному напряжению, то в этом случае

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon(U_k - U)}{en}}$$

и ширина запирающего слоя d уменьшается, т.е. сопротивление контакта падает, растут проводимость и величина тока через контакт. Такое внешнее напряжение U называется *прямым*, а ток - *прямым током*.

Расчеты показывают, что плотность тока в контакте металл-полупроводник в зависимости от приложенной внешней разности потенциалов имеет следующую функциональную зависимость:

$$j = A(e^{\pm \frac{eU}{kT}} - 1),$$

где знак "+" соответствует прямому напряжению, т.е. когда $U \downarrow \uparrow U_k$, знак "-" – запирающему напряжению, когда $U \uparrow \uparrow U_k$, A – постоянная, которая зависит от: n – концентрации носителей полупроводника, U_k – контактного напряжения, T – температуры контакта, k – постоянной Больцмана. Графически эта зависимость представлена на рис. 33

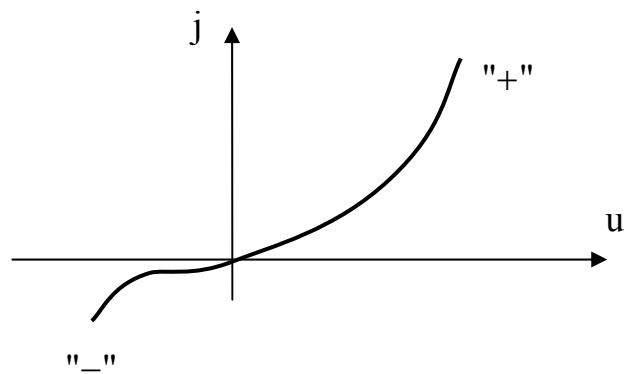


Рис.33

В случае полупроводника р-типа (дырочный) зависимости те же, только здесь носителями заряда являются дырки.

И наконец, контакт полупроводник-полупроводник. Имеем два полупроводника с различными типами проводимости: n - и p -типа. Зонная структура этих полупроводников показана на рис.34,а.

В полупроводнике n -типа основными носителями являются электроны, в полупроводнике p -типа – дырки.

До соприкосновения полупроводников, энергии основных носителей представлены на рис.34,б. Приведем в соприкосновение два полупроводника. При их контакте начнется диффузия электронов из зоны проводимости полупроводника n-типа в зону проводимости полупроводника p-типа, а также дырок из валентной зоны полупроводника p-типа в валентную зону полупроводника n-типа (рис.34,в). Электроны в полупроводнике p-типа будут неосновными носителями, как и дырки в полупроводнике n-типа. Переход носителей из одного полупроводника в другой будет идти до тех пор, пока уровни не выровняются. При этом энергия электронов в полупроводнике n-типа понизится (повысится их потенциал за счет ушедших), энергия дырок в полупроводнике p-типа также понизится. Это для основных носителей. Энергия же не основных носителей (электронов в полупроводнике p-типа и дырок в полупроводнике n-типа). Это иллюстрирует рис.34,г.

В результате появился ток основных носителей $I_{осн}$ и не основных носителей $I_{неосн}$. Возник потенциальный барьер. Величина тока не основных носителей не зависит от высоты потенциального барьера, т.к. они "скатываются" с потенциального барьера. Величина тока основных носителей, напротив, сильно зависит от высоты барьера. Равновесие устанавливается при такой высоте потенциального барьера, при котором оба тока $I_{осн}$ и $I_{неосн}$ компенсируют друг друга.

Если подать на контакт напряжение такого направления, чтобы плюс был подключен к полупроводнику n-типа (такое напряжение называется прямым), то это приведет к возрастанию потенциала p-области (понижению энергии дырок E_d и повышению энергии электронов E_e в этой области) и к понижению потенциала n-области (т.е. увеличению энергии электронов E_e и понижению энергии дырок E_d в этой области) рис.35.

В результате высота потенциального барьера уменьшится и ток основных носителей $I_{осн}$ возрастет. Ток же неосновных носителей $I_{неосн}$ останется практи-

чески прежним, так как от высоты барьера он не зависит. В результате ток через контакт будет уже отличен от нуля.

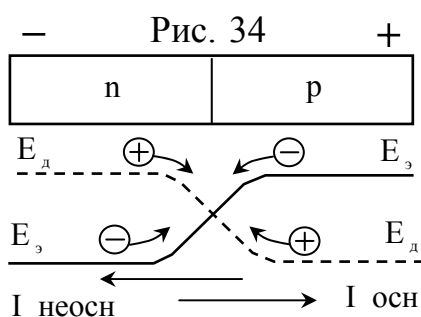
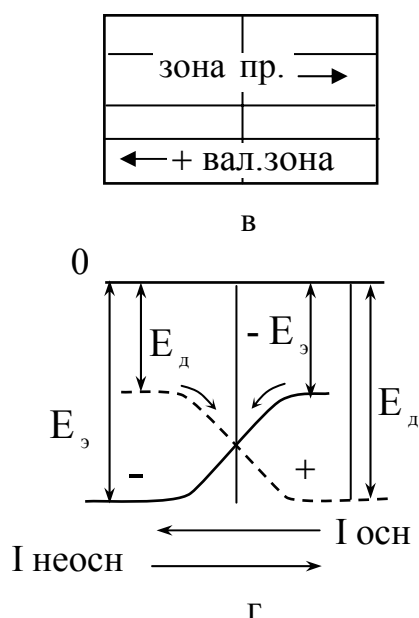
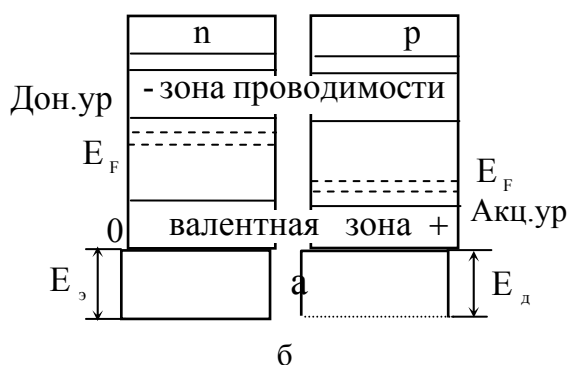
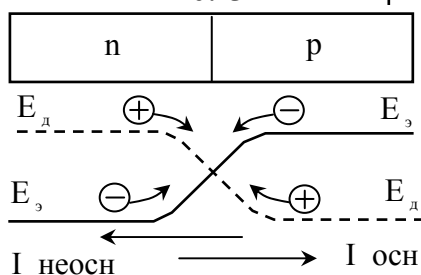


Рис. 34



Понижение потенциального барьера пропорционально приложенному напряжению. При уменьшении высоты барьера ток основных носителей, а следовательно, и результирующий ток быстро нарастает.

Если приложить к контакту напряжение такого направления, чтобы плюс был подключен к полупроводнику n-типа, а минус – к полупроводнику p-типа (такое напряжение называется обратным), то это приведет к повышению потенциального барьера и соответственно к уменьшению тока основных носителей $I_{осн}$ (рис.36). Возникающий при этом результирующий ток через контакт быстро достигает насыщения (перестает зависеть от приложенного напряжения U) и становится равным $I_{неосн}$.

Таким образом, в направлении от n-области к p-области (которое называется обратным или запиорным) контакт двух полупроводников пропускает слабый ток, обусловленный неосновными носителями.

Только при очень большом обратном напряжении сила тока начинает резко возрастать, что приводит к электрическому пробоею контакта. На рис.37 представлена вольт-амперная характеристика контакта двух проводников различной проводимости или n-p- перехода.

Заметим, что каждый n-p-переход характеризуется своим предельным значением обратного напряжения, которое он способен выдержать без разрушения.

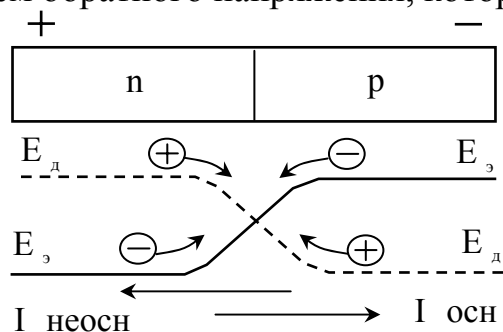


Рис. 36

Очевидно, что неодинаковость сопротивления в прямом и обратном направлении позволяет использовать n-p-переходы для выпрямления переменного тока. На этом принципе работают полупроводниковые диоды.

Полупроводниковый прибор, у которого используются два n-p-перехода, называется *полупроводниковым триодом* или *транзистором*. В зависимости от порядка, в котором чередуются области с различными типами проводимости, различают *n-p-n* и *p-n-p*- транзисторы. Средняя часть транзистора называется **базой**. Прилегающие к базе с обеих сторон области с иным, чем у нее, типом проводимости образуют эмиттер и коллектор.

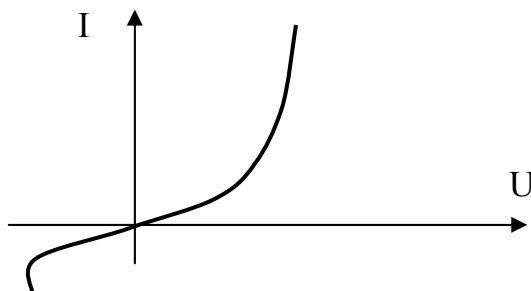


Рис. 37

Схема транзистора и его включение в цепь усилителя показаны на рис.38.

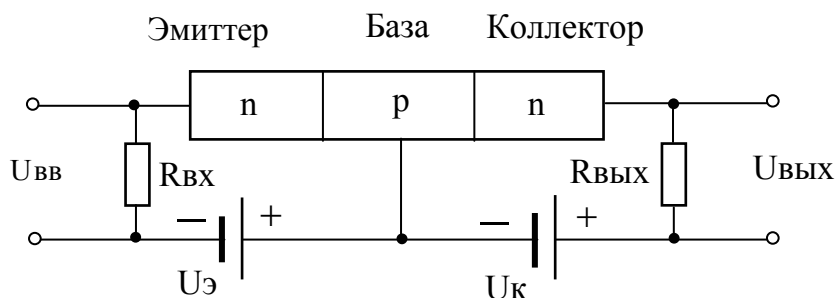


Рис. 38

На переход эмиттер-база подается напряжение $U_э$ в прямом направлении, а на переход база-коллектор напряжение $U_к$ в обратном направлении. Переменное напряжение $U_{вх}$ подается на небольшое входное сопротивление .

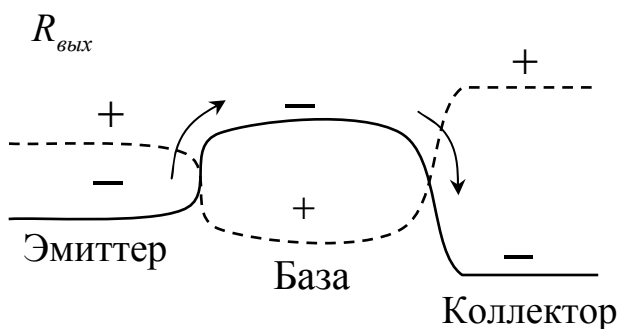


Рис. 39

Ход потенциальной энергии электронов (сплошная кривая) и дырок (пунктирная кривая) при указанных выше приложенных напряжениях представлен на рис.38. Как видим, подключение прямого напряжения $U_б$ понижает потенциальный барьер на первом переходе, а подключение обратного напряжения $U_к$ повышает потенциальный барьер на втором переходе.

В силу закона сохранения электрического заряда ток в цепи эмиттера $I_э$ практически равен току в цепи коллектора $I_к$, т.е. $I_э \approx I_к$. Согласно закону Ома $U_{вх} / R_{вх} \approx U_{вых} R_{вых}$. И так как $R_{вых} \gg R_{вх}$, то выходное напряжение значительно превосходит входное напряжение $U_{вх}$, и триод, таким образом, работает в режиме усилителя напряжения.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3.11

ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ПРОВОДИМОСТЬ МЕТАЛЛОВ И ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Цели работы:

1. Изучить теорию электропроводности твердых тел.
2. Исследовать температурную зависимость электропроводности металла и полупроводника.
3. Рассчитать энергию активации собственного полупроводника.

Методическое обоснование работы

Задача отличия металлов от неметаллов, т.е. проводников электрического тока от полупроводников и диэлектриков, сводится к вопросу о наличии частично заполненной разрешенной энергетической зоны. Если она отсутствует, то тело не может быть хорошим проводником, так как при наложении электрического поля ток либо совсем не возникает либо в нем будет участвовать крайне мало электронов. Если же она есть, то имеется большое количество электронов в зоне проводимости и тело будет хорошим проводником.

Зависимость между приложенным к твердому телу электрическим полем и результирующим током устанавливается законом Ома:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} = en\mu \vec{E},$$

где j – плотность тока; E – напряженность электрического поля; $\sigma = en\mu$ – удельная электрическая проводимость; n – концентрация носителей тока; μ – их подвижность. Различие между металлами и неметаллами можно оценить по величине проводимости: у металлов $\sigma \sim 10^7 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$, а у диэлектриков $\sigma \sim 10^{-10} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$.

У металлов концентрация носителей тока n в зоне проводимости (электронами проводимости являются все валентные электроны) не зависит от температуры. Поэтому сопротивление металлов может быть обусловлено только рассеянием электронов на колеблющихся ионах в узлах кристаллической решетки. С ростом температуры амплитуда колебаний решетки возрастает. Отсюда следует, что при $T=0 \text{ К}$ сопротивление металлов минимально и с ростом T оно должно увеличиваться, при этом подвижность μ электронов уменьшается. Таким образом, основную роль в изменении проводимости металлов в зависимости от температуры играет изменение величины подвижности носителей тока.

Для многих чистых металлов (медь, платина) зависимость сопротивления от температуры имеет линейный характер в достаточно широком интервале температур ($T_1 - T_2$):

$$R_2 = R_1 (1 + \alpha (T_1 - T_2)),$$

где R_1 и R_2 – сопротивления металла при T_1 и T_2 соответственно, а α -- средний температурный коэффициент сопротивления для данного металла, определяемый выражением

$$\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}.$$

В случае полупроводников образуются два типа носителей тока: электроны и дырки. Удельная электрическая проводимость имеет вид

$$\delta = n_e | - e | u_e + n_p | e | u_p$$

где индекс e относится к параметрам электрона, а p – к параметрам дырок. При этом концентрация носителей тока собственных полупроводников $n_e = n_p = n$, и тогда

$$\delta = e n (u_e + u_p) \quad (27)$$

Так как при $T=0$ К концентрация носителей тока в зоне проводимости равна нулю, то и $\delta=0$, и для возникновения тока в полупроводнике необходимо сообщить электронам валентной зоны дополнительную энергию, чтобы перевести их в свободную зону.

Минимальная энергия ΔE , необходимая для перевода электрона из валентной зоны в свободную, называется *энергией активации*. Эта энергия затрачивается на образование пары носителей тока, т.е. для перехода электронов в зону проводимости и образования дырки. Расчеты, учитывающие заполнение электронами квантовых состояний с энергией E , согласно распределению Ферми-Дирака, показывают, что для собственных полупроводников уровень Ферми располагается в запрещенной зоне ниже дна зоны проводимости и определяется соотношением

$$E_{jF} = \frac{\Delta E}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_p^*}{m_e^*},$$

где m_e^* и m_p^* – эффективные массы электрона и дырки. Так как второй член в этом выражении равен нулю при $T=0$ К и мал при $T>0$, то им можно пренебречь и

$$E_F \approx \frac{\Delta E}{2}$$

Следовательно, уровень Ферми находится примерно на середине запрещенной зоны.

Для электронов, находящихся в зоне проводимости, $E - E_F \gg kT$ (при температурах, не превышающих 10^4 K), распределение Ферми-Дирака переходит в распределение Максвелла-Больцмана:

$$n(E) \approx \exp\left(-\frac{E - E_F}{kT}\right).$$

Полагая, что $E - E_F \approx \Delta E/2$, и учитывая, что для собственного полупроводника удельная электропроводность σ пропорциональна концентрации носителей тока n и их подвижности μ (27), получим зависимость от температуры:

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right),$$

где $\sigma_0 = en(U_e + U_p)$; n – концентрация валентных электронов. Преобразуя это выражение с учетом взаимосвязи σ и R , получим температурную зависимость сопротивления собственного полупроводника:

$$R = R_0 \exp\left(\frac{\Delta E}{2kT}\right).$$

Последнее выражение позволяет по экспериментальным данным определить значение энергии активации для данного собственного полупроводника. Логарифмируя его, будем иметь

$$\ln R = \ln R_0 + \frac{\Delta E}{2kT},$$

Построив зависимость $\ln R$ от $1/T$ по экспериментальным данным на основании зависимости $R(T)$ полупроводника (рис. 40) для любых двух точек, укладываемых на этой прямой, можно рассчитать некоторую постоянную, характеризующую ее наклон или, окончательно, для энергии активации

$$\Delta E = 2kC = 2k \frac{T_1 \cdot T_2}{T_2 - T_1} \ln \frac{R_1}{R_2},$$

где $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} \cdot \text{К}^{-1}$ - постоянная Больцмана.

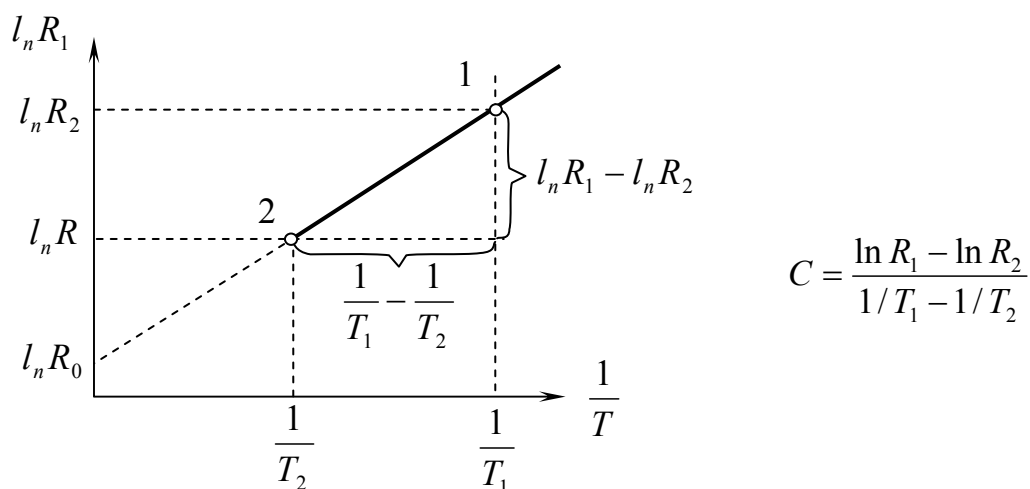


Рис. 40

Для снятия температурной зависимости сопротивления металл (медная проволока) и полупроводник (термосопротивление) помещают в нагревательную камеру на одном уровне с термометром и подключают к клеммам измерительного прибора (рис. 41)

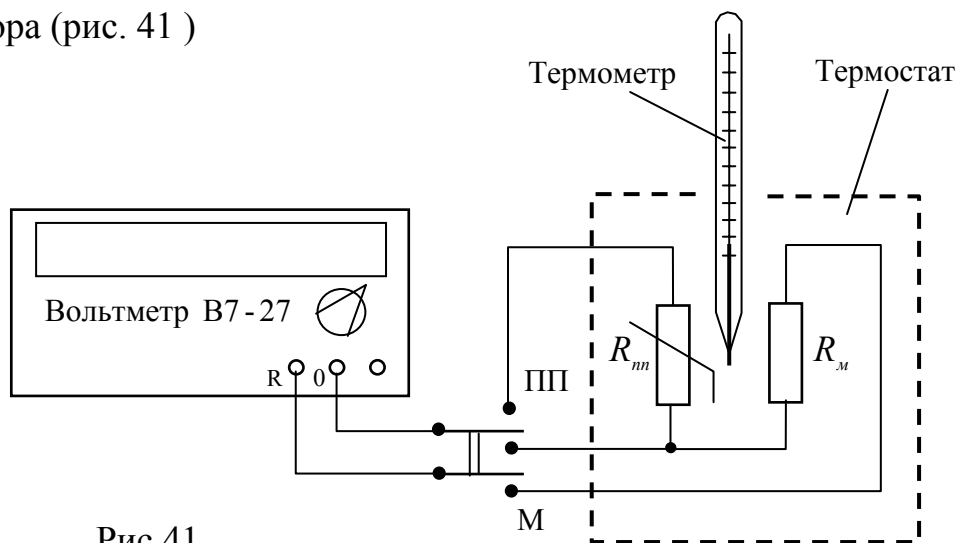


Рис.41

Порядок измерений:

1. Изучить лабораторную установку.
2. Подключить термостат и измеритель к электросети. На вольтметре В7-27 переключатель РОД РАБОТЫ поставить в положение 10 мОм, а тумблер СЕТЬ - в верхнее положение.

Должно светиться цифровое табло.

3. Исследовать зависимость сопротивления металла (М) и полупроводника (ПП) от температуры (Т) через каждые 10 град С (9 -10 точек). Подключения (М) или (ПП) к измерителю производить тумблером в положение (М) - (ПП). По мере измерений сопротивления (ПП) шкалу вольтметра выбирайте 10 мОм, 1 мОм, а (М) - шкалу 100 кОм, 1 кОм.

4. Результаты измерений и вычислений занести в таблицу.

№	t, °С	T, К	1/T, К ⁻¹	R _м , Ом	R _{пп} , Ом	L _n R _{пп}
1.						
2.						
3.						

5. Выключить вольтметр, для чего необходимо тумблер «сеть» установить в нижнее положение и вынуть вилки из розеток электросети.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 3.15

ВОЛЬТ - АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА С p-n –ПЕРЕХОДОМ

Цели работы:

1. Осмыслить основные физические процессы в p-n -переходе.
2. Научиться снимать вольт-амперные характеристики диодов.
3. По результатам работы оценить степень совпадения экспериментальной и теоретической вольт-амперной характеристик диода, определив значение элементарного заряда.

Методическое обоснование работы

Диод с p- n -переходом является широко распространенным элементом радиоэлектронных устройств. Кроме того, он служит составным звеном многих более сложных полупроводниковых приборов (биполярных и полевых транзисторов, тиристоров и др.). Диод пропускает ток только в одном направлении -

это его основное свойство. Образуется р- n -переход при контакте полупроводников р- типа и n -типа..

Большинство современных полупроводниковых приборов изготавливается из кремния. Для получения кремния n-типа в качестве примеси используют элементы пятой группы таблицы Менделеева: фосфор, мышьяк и сурьму.

Если элемент валентности V замещает атом кремния в кристаллической решетке, то не использованный для образования ковалентной связи пятый валентный электрон становится донорским. Энергия ионизации для этого электрона настолько мала, что в диапазоне рабочих температур почти все донорские электроны являются свободными, т.е. совершают поступательное тепловое движение в объеме кристалла. При этом в решетке остаются неподвижные положительные ионы донорской примеси. Так как на каждый донорский свободный электрон приходится положительный ион , то кристалл остается электрически нейтральным.

Кремний р-типа получается путем легирования элементами третьей группы таблицы Менделеева - бором, алюминием. При замещении в кристаллической решетке атома кремния элементом с валентностью III образуется нестача электронов в химической связи. При нормальной рабочей температуре атом акцепторной примеси захватывает электроны одного из ближайших к решетке атомов кремния, превращаясь в неподвижный отрицательный ион. Потерявший один свой электрон, атом кремния становится положительный ионом и захватывает другой электрон и т.д. Создается картина передвижения положительного заряда. Такие подвижные положительные заряды называли *дырками*. В полупроводниках дырки наряду с электронами являются носителями тока.

Иногда говорят об основных и неосновных носителях тока. Основными носителями тока являются электроны в n- полупроводнике и дырки в р-полупроводнике, неосновными - дырки в n-полупроводнике и электроны в р-полупроводнике.

При изготовлении полупроводниковых приборов концентрация примеси в кремнии варьируется в широких пределах (от 10^{14} до 10^{20}) см^3 . Для оценки отно-

сительного содержания примеси напомним, что в 1 см^3 кремния содержится около $5 \cdot 10^{22}$ атомов.

В беспримесном полупроводнике происходят непрерывные процессы генерации и рекомбинации электронно-дырочных пар под действием тепловой вибрации атомов в решетке кристалла, ведущие к разрыву и восстановлению ковалентных связей. При комнатной температуре в беспримесном кремнии концентрация электронов n и дырок p равны:

$$n_i = p_i \approx 1,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}.$$

Как видим, в примесных полупроводниках концентрация свободных носителей электрических зарядов на 5...9 порядков больше, чем в беспримесных.

Концентрация электронов и дырок в примесных полупроводниках подчиняется так называемому закону действующих масс

$$n_{n_0} p_{p_0} = n_{p_0} p_{p_0} = n_i^2,$$

где n_{n_0} и p_{n_0} - равновесные концентрации электронов и дырок в полупроводнике n- типа; n_{p_0} и p_{p_0} - то же в p- полупроводнике; n_i - концентрация электронов в том же полупроводнике до легирования (беспримесном).

Если в любом однородном полупроводнике создать электрическое поле напряженностью E , то электроны и дырки придут в движение, создающее ток дрейфа, плотность которого $\vec{j}$ определяется законом Ома:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (28)$$

где σ - удельная проводимость, связанная с концентрацией электронов n и дырок p , их подвижностью μ_n и μ_p соответственно и элементарным зарядом q формулой

$$\sigma = qn\mu_n + qp\mu_p \quad (29)$$

В полупроводниковых приборах кроме дрейфового тока имеет место ток диффузии. Диффузионный ток возникает при наличии в объеме полупроводника градиента концентрации свободных носителей зарядов (электронов или дырок), поскольку они находятся в состоянии теплового движения. Плотность тока диф-

фузии подчиняется первому закону Фика, который для электронов и дырок можно записать так: плотность электронного тока диффузии равна

$$\vec{j}_n = -qD_n \text{grad } n;$$

плотность дырочного тока диффузии равна

$$\vec{j}_p = -qD_p \text{grad } p$$

Здесь знак минус указывает на то, что ток диффузии направлен в сторону убывания концентрации свободных носителей. Коэффициенты диффузии электронов (D_n) и дырок (D_p) связаны с их подвижностью соотношением Эйнштейна:

$$D_n = \mu_n \frac{kT}{q} ; D_p = \mu_p \frac{kT}{q} \quad (30)$$

где $k=1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К - постоянная Больцмана; T - абсолютная температура; $q=1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл - элементарный заряд.

Рассмотрим монокристалл кремния с двумя равномерно легированными участками (рис.42), образующими резкий переход от кремния р-типа к кремнию п - типа (р- n - переход).

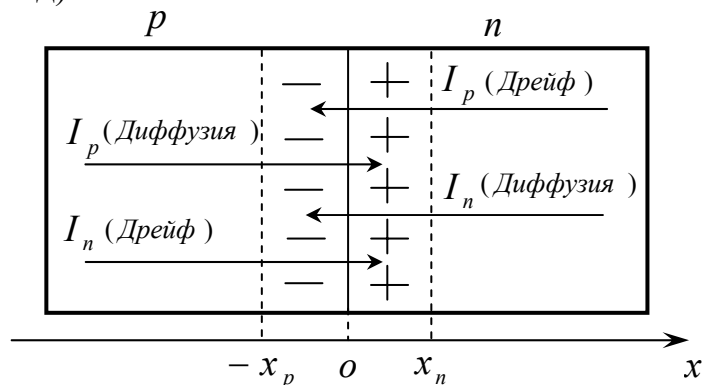


Рис.42

Предположим, что до образования р-п-перехода оба куска кристалла (р-типа и п-типа) находились в равновесном состоянии. После соединения этих кусков в один монокристалл вблизи границы раздела р-кремния и п-кремния (технологического перехода) вследствие очень больших градиентов концентрации дырок и электронов возникнут большие токи диффузии дырок (I_p) и электронов (I_n).

Дырки диффундируют из р- области в п- область, оставляя в приграничном слое р-кремния закрепленные в узлах кристаллической решетки отрицательные ионы акцепторной примеси. Свободные электроны из п - области диффундируют в р-кремний, оставляя в приграничном слое п-кремния закрепленные в узлах кристаллической решетки положительные ионы донорной примеси. В результате со стороны р-кремния от технологического перехода образуется отрицательно заряженный слой протяженностью $0-x_p$, а со стороны п -кремния образуется положительно заряженный слой протяженностью $0-x_n$. Из-за отсутствия в нем подвижных зарядов этот двойной заряженный слой называют *обедненным*. Неподвижные отрицательные и положительные заряды обедненного слоя образуют как бы две обкладки заряженного конденсатора, разность потенциалов между которыми называется *потенциальным барьером*. Диффузия продолжается до тех пор, пока потенциальный барьер не достигнет такого уровня, что его тормозящее действие на диффундирующие основные электроны и дырки полностью компенсируют силы, обусловленные их градиентами концентрации и тепловым движением. Наступает состояние равновесия. Это равновесие динамическое, так как вблизи р- п -перехода и в самом обедненном слое постоянно генерируются тепловые электронно-дырочные пары. Попадая в электрическое поле потенциального барьера, электроны дрейфуют в сторону п -кремния, а дырки -в сторону р-кремния. Потенциальный барьер при этом снижается, что сразу же вызывает диффузионный ток, восстанавливающий исходный уровень потенциального барьера. Так что если к р- п -переходу не приложено внешнее напряжение, токи дрейфа и диффузии взаимно компенсируются. Электрическое же поле потенциального барьера удаляет возникающие в зоне его действия свободные заряды, сохраняя обедненный слой. В отсутствие внешнего напряжения в состоянии равновесия высота потенциального барьера (разность потенциалов между р- и п - областями перехода) равна

$$U_n = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_{n_0} p_{p_0}}{n_i^2}.$$

К р- n - переходу извне можно приложить прямое (рис.43,а) или обратное (рис.43,б) напряжение.

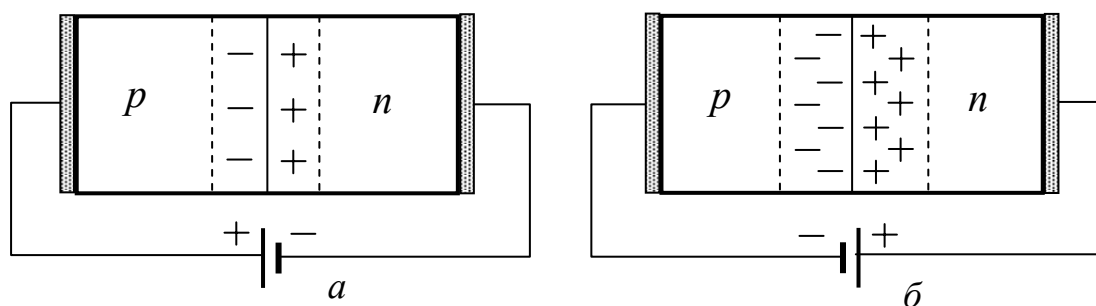


Рис.43

Если внешний источник напряжения подключен плюсом к р-области, а минусом к n-области р- n - перехода, то имеет место *прямое смещение*. При этом создаваемое внешним источником электрическое поле сконцентрировано преимущественно в обедненном слое и направлено противоположно полю потенциального барьера. Это значит, что прямое смещение снижает потенциальный барьер р- n -перехода, ограничивающий ток диффузии. Чем выше напряжение U , тем ниже потенциальный барьер U_n , следовательно, интенсивнее диффузия дырок из р в n-область и электронов из n в р-область. В обоих слоях вблизи перехода образуется избыток неосновных носителей заряда. По мере удаления от перехода они рекомбинируют с основными подвижными носителями заряда соответственно р- и n-полупроводника. Рекомбинировавшие неосновные носители пополняются диффузией через р- n - переход, а основные - за счет потока электронов через внешнюю цепь, замкнутую на источник напряжения смещения. Ток дрейфа через р- n - переход под действием прямого напряжения смещения уменьшается.

Анализ идеализированной модели р- n - перехода на основе электронной теории полупроводников дает формулу, описывающую зависимость прямого тока I_{np} через переход от напряжения U прямого смещения

$$I_{np} = qA\left(\frac{D_p p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n n_{p0}}{L_n}\right)(e^{Uq/kT} - 1), \quad (31)$$

где q - элементарный заряд; A - площадь технологического перехода: D_p и D_n - коэффициенты диффузии соответственно дырок и электронов; p_{n0} и n_{p0} - равновесные концентрации неосновных носителей заряда в кристалле; L_p и L_n - диффузионная длина, т.е. среднее расстояние, проходимое диффундирующей дыркой в n -области и электроном в p -области до рекомбинации; k - постоянная Больцмана; T - абсолютная температура. На рис. 44 приведен график этой зависимости в линейном (а) и полулогарифмическом (б) масштабах для германиевых (Ge-) и кремниевых (Si) диодов.

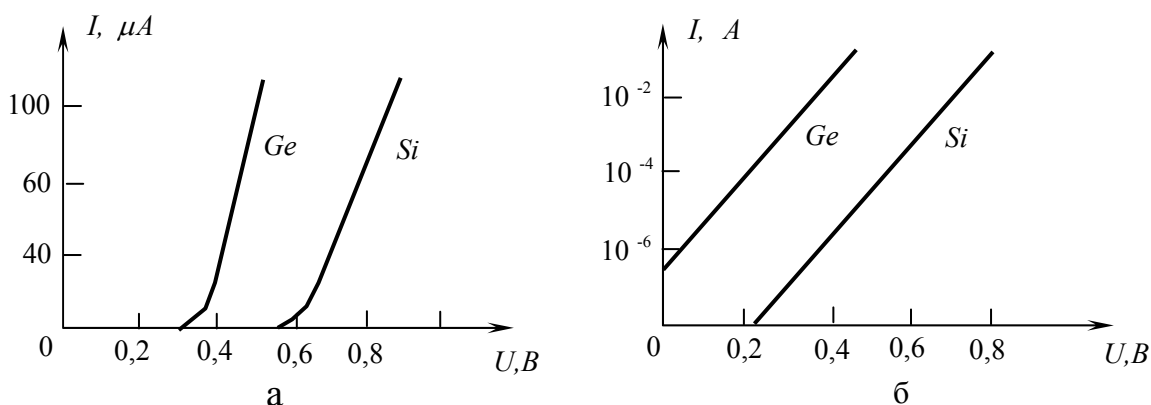


Рис.44

Подключение внешнего источника напряжения U плюсом к n -области, а минусом к p -области p - n перехода (рис. 45) создает в нем обратное смещение зарядов. В этом случае напряженность электрического поля в области обедненного слоя равна сумме напряженностей полей, создаваемых связанными зарядами этого слоя и внешним источником напряжения. Обедненный слой расширяется. Рождаемые в обедненном слое электронно-дырочные пары дрейфуют в его суммарном электрическом поле.

Часть неосновных носителей, рожденных в пределах диффузионной длины, от границ обедненного слоя диффундирует к этому слою и затем дрейфует в его поле. Все дрейфующие через обедненный слой свободные заряды создают обратный ток перехода. Этот ток во внешней цепи поддерживается источником напряжения U . Более подробное рассмотрение описанных выше процессов

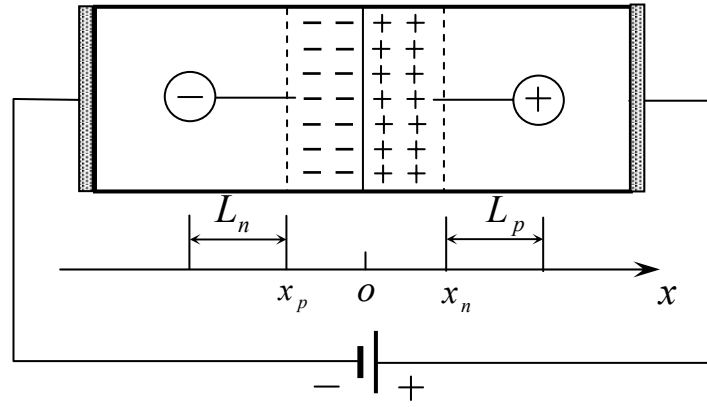


Рис.45

дает формулу для обратного тока диода с p- n- переходом:

$$I_{обp} = qA \left(\frac{D_p p_{n_0}}{L_p} + \frac{D_n n_{p_0}}{L_n} \right) (e^{Uq/kT} - 1), \quad (32)$$

где обозначения те же, что и в (31).

Формулы (31) и (32) различаются только тем, что напряжение прямого смещения положительное, а обратного - отрицательное.

При рабочих напряжениях U порядка десятых долей вольта экспериментальный множитель $e^{-Uq/kT} \ll 1$, поэтому при увеличении напряжения обратного смещения обратный ток быстро достигает насыщения, абсолютное значение которого равно

$$I_0 = qA \left(\frac{D_p p_{n_0}}{L_p} + \frac{D_n n_{p_0}}{L_n} \right). \quad (33)$$

Этот не зависящий от напряжения обратного смещения ток называется *тепловым током*. Он определяет масштаб прямой ветви вольт-амперной характеристики. С учетом (33) формулу (32) можно переписать в виде

$$I = I_0 (e^{Uq/kT} - 1). \quad (34)$$

При использовании полупроводниковых приборов обычно рабочее напряжение $U \gg kT$, поэтому единицей в (34) часто пренебрегают и вольт-амперную характеристику полупроводникового диода описывают формулой

$$I = I_0 e^{Uq/kT}. \quad (35)$$

Иногда формулу (35) записывают в виде:

$$I = I_0 e^{Uq/\varphi_T},$$

где $\varphi_T = \frac{kT}{q}$ - так называемый температурный потенциал.

При небольших токах температура р- n - перехода близка к комнатной, тогда $\varphi_T = 26$ мВ. В реальных полупроводниковых приборах р- n- переход обычно делают несимметричным. Одну из областей (р или n) легируют немного сильнее, чем другую. Сильно легированную область называют *эмиттером*. Для обозначения высокой концентрации в ней свободных носителей заряда используют знак (+) (n^+ - высокая концентрация электронов; p^+ - высокая концентрация дырок). Слабо легированную область называют *базой*. При небольшом прямом токе ($I < 1$ мА) вольт-амперные характеристики реальных диодов хорошо согласуются с теоретической (35). При больших токах вследствие длительного падения напряжения на омическом сопротивлении базы реальная кривая вольт-амперной характеристики в линейном масштабе (рис. 44,а) отклоняется от прямой линии.

В любой точке вольт-амперной характеристики можно определить ее крутизну:

$$G = \frac{\partial I}{\partial U} = \frac{q}{kT} I. \quad (36)$$

Крутизну G можно найти из графика вольт-амперной характеристики по формуле

$$G = \frac{\Delta I}{\Delta U}, \quad (37)$$

где ΔI - конечное изменение тока, соответствующее конечному малому изменению приложенного напряжения ΔU .

Пользуясь формулами (36) и (37), легко определить степень совпадения реальной и теоретической вольт-амперных характеристик. Для этого достаточно при заданном значении тока вычислить крутизну реальной характеристики по

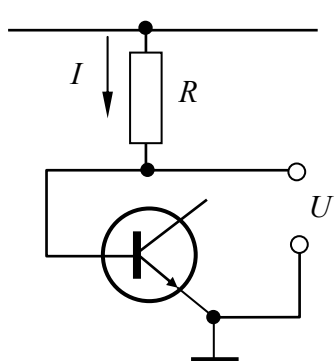
формуле (37), затем подставить эти значения I и G в формулу (36), преобразованную к виду

$$q = kT \frac{G}{I} \quad (38)$$

Сравнение вычисленного по формуле (38) значения элементарного заряда с табличным может служить хорошим способом оценки степени совпадения экспериментальной и теоретической вольт-амперной характеристик полупроводникового диода.

При выполнении данной лабораторной работы исследуется вольт-амперная характеристика эмиттерно-базового p - n перехода биполярного транзистора, включенного по диодной схеме (рис.46). Катодом исследуемого диода является эмиттер, анодом - база, соединенная с коллектором.

Ток диода задается значением сопротивления резистора R , через который анод подключен к источнику напряжения питания U_{un} , и вычисляется по формуле



$$I_i = \frac{U_{un} - U}{R_i}$$

где U - падение напряжения на диоде при заданном значении R .

Рис.46

Задание:

1. Установить на наборное поле лабораторного стенда модуль № Ф4 и включить источник напряжения $+15\text{ В}$.

2. Поочередно подключая свободные выводы резисторов R к выходу $U_{un} = +15\text{ В}$ и измеряя с помощью цифрового вольтметра напряжение между эмиттером и базой транзистора U , снять вольт-амперную характеристику эмиттерно-базового p - n —перехода. Результаты измерений занести в таблицу.

3. Построить полученную вольт-амперную характеристику в полуполулогарифмическом масштабе .

4. Вычислить по формуле (37) крутизну вольт-амперной характеристики при нескольких значениях тока I . Ввиду нелинейности вольт-амперной характеристики для вычисления крутизны G следует брать по возможности малые приращения тока ΔI .

5. Подставляя соответствующие значения G и I в формулу (38), вычислить значение элементарного заряда q . Сравнить результат с табличным значением элементарного заряда.

Контрольные вопросы:

1. Поясните понятия "ток дрейфа" и "ток диффузии" .
2. На каком участке вольт-амперной характеристики p - n - перехода преобладает ток дрейфа, а на каком - ток диффузии?
3. Чем отличается вольт-амперная характеристика реального полупроводникового диода от теоретической характеристики p - n - перехода ?
4. Какие различают полупроводники с точки зрения наличия в них примесей?

Литература [1, 3, 7, 11, 14]

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3.16

ЗАВИСИМОСТЬ ПАДЕНИЯ НАПРЯЖЕНИЯ НА p – n -ПЕРЕХОДЕ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

Цели работы:

1. Получить экспериментальные данные о зависимости падения напряжения на p - n -переходе от температуры.
2. Научиться использовать эту зависимость для измерения температуры.

Методическое обоснование работы

Из анализа идеализированной модели р- n- перехода на основе электронной теории полупроводников (см. лаб. раб. № 3.15) следует, что падение напряжения на р- n- переходе при любом значении прямого тока I описывается формулой

$$U = \frac{kT}{q} \ln \frac{I}{I_0}, \quad (39)$$

где k - постоянная Больцмана; T - абсолютная температура; (q - элементарный заряд; I_0 - тепловой ток. Если бы не зависимость от температуры, то при постоянном токе I из (39) следовала бы прямая пропорциональность U абсолютной температуре T . Однако тепловой ток I_0 очень быстро растет с повышением температуры. Для уяснения этой зависимости рассмотрим выражение (33) в предыдущей работе. Зависимость коэффициента диффузии от температуры имеет вид:

$$D = D_0 \sqrt{\frac{T_0}{T}}, \quad (40)$$

где D_0 - коэффициент диффузии при температуре T_0 , принятой за начальную. Диффузионная длина связана с коэффициентом диффузии D соотношением

$$L = \sqrt{D\tau}, \quad (41)$$

где τ - время жизни рассматриваемых носителей заряда. С учетом (40) и (41)

видно, что входящие в (33) отношения $\frac{D_{p_0}}{L_p} u \frac{D_{n_0}}{L_n}$ слабо зависят от температуры.

Главную роль в температурной зависимости теплового тока I_0 играет равновесная концентрация неосновных носителей (p_{n_0} и n_{p_0}). С ростом температуры она увеличивается и примесный полупроводник постепенно превращается в собственный. Такое упрощенное представление позволило получить для температурной зависимости теплового тока $I_0(T)$ простое приближенное соотношение:

$$I_0(T) \approx I_0(T_0) e^{a\Delta T}, \quad (42)$$

где $I_0(T)$ - тепловой ток при начальной температуре T_0 , а α - постоянный коэффициент, равный $\alpha_{si} = 0,13 K^{-1}$ для кремния и $\alpha_{ge} = 0,09 K^{-1}$ для германия. Эти значения коэффициентов дают правильные результаты до температур $150^\circ C$ для кремния и $80^\circ C$ для германия.

Подстановкой (42) в (39) можно оценить температурную зависимость падения напряжения на р - n -переходе. При постоянном токе I падение напряжения на переходе уменьшается приблизительно на 2,1 мВ с повышением температуры на $1^\circ K$.

Зависимость напряжения на р - n -переходе от температуры при постоянном токе используется для преобразования температуры в электрическое напряжение. На рис. 47 приведена схема простейшего преобразователя такого типа.

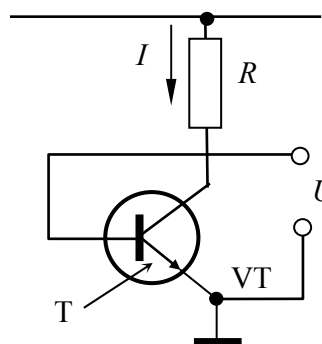


Рис.47

При напряжении источника питания $U_{un} = 15 В$ ток через резистор очень слабо зависит от напряжения на р - n -переходе база-эмиттер, которое изменяется всего на несколько десятых вольта. Для повышения точности преобразования вместо резистора часто используют стабилизированный источник тока. В диапазоне

рабочих температур $\pm 100^\circ C$ такой преобразователь на кремниевом транзисторе дает погрешность измерения $0,1^\circ C$.

ЗАДАНИЕ

1. Подключить термостат к клеммам источника.
2. Медленно повышать температуру нагревателя. Контролируя температуру ртутным термометром, измерить напряжение $U_{\sigma\sigma}(T)$ цифровым вольтметром, снять зависимость $U_{\sigma\sigma}(T)$ при токе $I = 1 мА$.
3. Повторить измерения при снижении температуры.
4. Выполнить задания пунктов 2 и 3 при токе $I = 2 мА$.
5. Построить графики полученных зависимостей.

Кремниевый транзистор, включенный по схеме и помещенный в термостат (подогреватель), изображен на рис. 48.

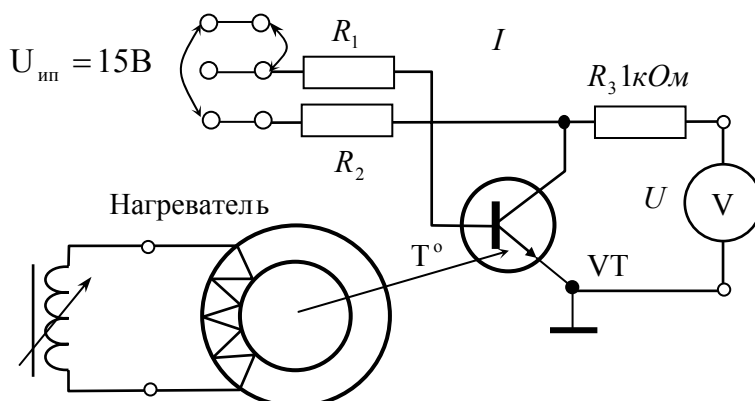


Рис.48

Контрольные вопросы:

1. Чем обусловлена температурная зависимость прямого падения напряжения на р-п-переходе?

2. Почему кремниевые транзисторы могут нормально работать при более высоких температурах, чем германиевые?

Литература [1, 3, 7, 14].

8. РАДИОАКТИВНОСТЬ

Самопроизвольное (спонтанное) превращение нестабильных ядер в другие, сопровождающееся испусканием элементарных частиц и жесткого электромагнитного излучения, называется *радиоактивностью*.

К радиоактивным превращениям относятся альфа-распад ядер с массовым числом A в ядра с массовым числом $A - 4$ при одновременном испускании альфа-частиц, являющихся ядрами гелия ${}^4_2\text{He}$ (рис. 49 а).

Все виды бета-распада ядер с порядковым номером Z в ядра $Z + 1$ (или $Z - 1$), сопровождающееся испусканием электрона, позитрона или захватом орбитального электрона (рис.49 б); спонтанное деление тяжелых ядер и другие виды распадов.

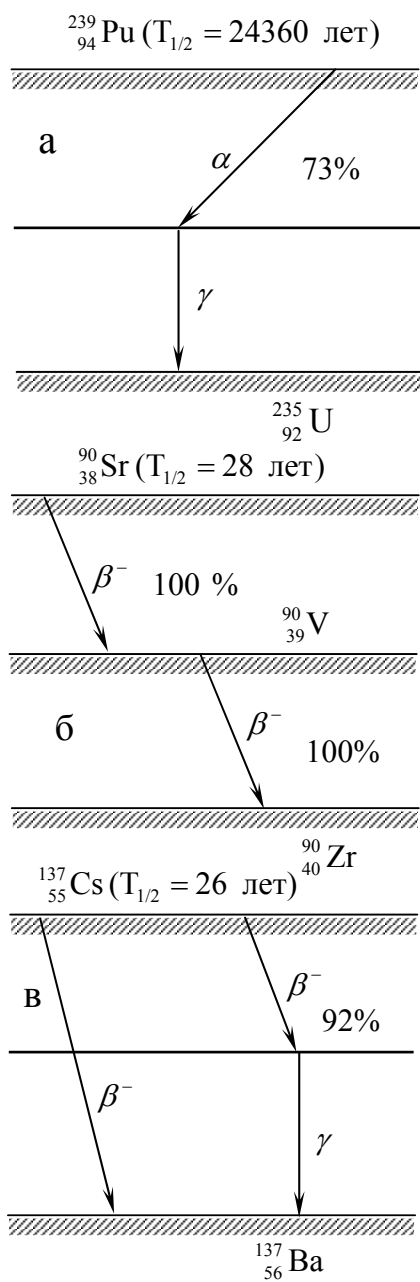


Рис. 49

При радиоактивном распаде существует вероятность образования ядра в возбужденном состоянии с последующим переходом в основное. При переходе ядра с верхнего энергетического уровня на нижний излучается гамма-квант с энергией, равной разности уровней, между которыми происходит переход (рис.49 в). Радиоактивный распад атомных ядер как явление, происходящее в микромире, имеет случайную природу и может быть понят только на основе вероятностной интерпретации, экспериментальных данных.

Естественной статистической величиной, описывающей радиоактивный распад, является вероятность распада ядра в единицу времени λ . Эта величина называется также постоянной распада и является важнейшей характеристикой нестабильных (радиоактивных) ядер. Известно, что λ в широких пределах не зависит от внешних факторов (температуры, давления и т.д.), в частности от начала отсчета времени.

Поэтому вероятность распада ядер в наблюдаемом временном интервале dt определяется только величиной этого интервала и числом ядер N в момент времени t . Экспериментальное соотношение, связывающее убыль радиоактивных ядер, имеет вид:

$$-dN = \lambda N dt . \quad (43)$$

Отсюда при условии, что $\lambda = const$ в результате интегрирования (43) и считая, что в момент времени $t = 0$ число ядер было N_0 , получим закон радиоактивного распада:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (44)$$

Закон радиоактивного распада справедлив только для средних значений входящих в него величин. Интенсивность процесса радиоактивного распада характеризуют две величины: период полураспада T и среднее время жизни τ радионуклида (нуклид - общее название атомных ядер, отличающихся числом протонов Z и нейтронов N).

Период полураспада T - время, в течение которого распадается в среднем половина ядер. Эта величина определяется условием

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T}, \quad (45)$$

откуда период полураспада
$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda};$$

$$\tau = 1 / \lambda. \quad (46)$$

и совпадает со временем, в течение которого число радиоактивных ядер в системе убывает в e раз. Это время не зависит ни от способа получения ядер, ни от внешних условий, в которых ядра находятся.

Интенсивность излучения большой совокупности радиоактивных ядер в целом характеризуется средним числом распадов в единицу времени. Эта величина называется *активностью*.

В СИ единицей активности является беккерель: $1 \text{ Бк} = 1 \text{ расп/с}$. Однако наиболее употребительной является внесистемная единица Кюри: $1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ расп/с}$.

Среднее число распадов в единицу времени, отнесенное к единице массы или объема вещества, называется *удельной активностью*. Удельная активность может быть выражена различными единицами измерений: Бк/мл, Бк/г, Бк/см³, Бк/л, Ки/кг и т.д. Именно активность образца является той величиной, которая

непосредственно может быть измерена экспериментально. Из закона (44) следует, что активность A убывает со временем также по экспоненциальному закону:

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t} \quad (47)$$

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3.17

ИЗМЕРЕНИЕ УДЕЛЬНОЙ ГАММА-АКТИВНОСТИ ПРЕПАРАТОВ

Цели работы:

1. Изучить явление радиоактивного распада ядер.
2. Ознакомиться со сцинтилляционным методом регистрации ионизирующего излучения.
3. Определить удельную гамма-активность препаратов, содержащих радиоактивные ядра изотопа цезия $^{137}_{55}\text{Cs}$.

Методическое обоснование работы

Способность ядерного излучения вызывать свечение некоторых веществ может быть использована для его регистрации. Детекторы, работа которых основана на этом принципе, получили название *сцинтилляционных*. В настоящее время сцинтилляционный метод (регистрация излучения сцинтилляционным детектором) является одним из наиболее распространенных способов регистрации и спектрометрии многих видов ядерных излучений.

Сцинтилляционный детектор состоит из сцинтиллятора - вещества, в котором под действием ядерного излучения возникают световые вспышки (сцинтилляции), и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) - прибора для преобразования слабых световых сигналов в электрические. ФЭУ представляет собой фотоэлемент с многократным усилением, основанным на явлении вторичной электронной эмиссии, и состоит из фотокатода, системы ускоряющих электродов (динодов) и анода, расположенных внутри вакуумной колбы (рис.50).

Электроны, образованные в веществе сцинтиллятора I попадающими в него гамма-квантами, расходуют свою энергию на возбуждение и ионизацию атомов

или молекул сцинтиллятора. Значительная часть этой энергии излучается в виде фотонов видимого света, испускаемых во всех направлениях. Фотоны, попадая на фотокатод 3, выбивают из него фотоэлектроны, которые ускоряются и фокусируются электрическим полем на первый динод 4. Каждый фотоэлектрон выбивает из первого динода несколько вторичных электронов, которые, в свою очередь, ускоряются и направляются на второй динод, также являющийся эмиттером вторичных электронов.

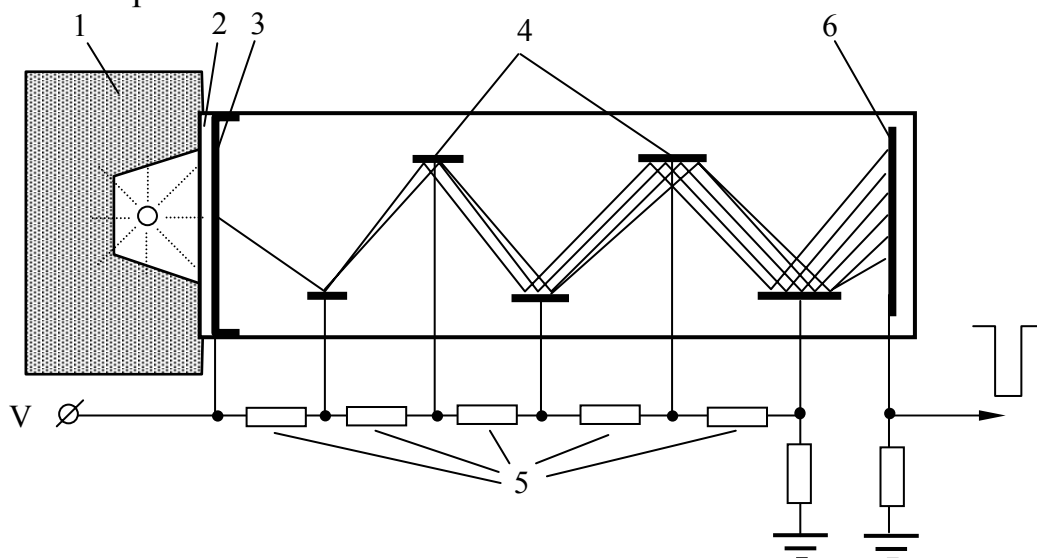


Рис.50

Обычно в ФЭУ устанавливается 10-14 динодов, что позволяет усиливать поток электронов в $10^6 - 10^9$ раз, при этом даже отдельные электроны, испускаемые фотокатодом и собираемые на аноде ФЭУ, создают импульсы большой амплитуды на сопротивлении анодной нагрузки, которые регистрируются счетным устройством.

Ускоряющее поле между динодами ФЭУ создается с помощью делителя напряжения 5, подключенного к источнику высокого напряжения. Напряжение на каждом диноде относительно фотокатода на 50-100 В выше, чем у предыдущего.

Для исключения влияния внешней подсветки вся система помещается в светонепроницаемый корпус.

Определение удельной активности гамма-активных изотопов в жидких, сыпучих и твердых препаратах производится с помощью радиометрической установки "РИС" (радиометр импульсный сцинтилляционный) (рис.51)

Счетное устройство установки РИС показывает зарегистрированное за время измерения количество импульсов, обусловленное гамма-активностью препарата, взаимодействием космических частиц со сцинтиллятором, а также взаимодействием гамма-квантов, образовавшихся при распаде радионуклидов, входящих в естественный изотопный состав всех веществ. Последние два фактора создают фон, мешающий измерениям. Для определения действительной гамма-активности препарата следует вычесть этот фон, а затем воспользоваться градуировочной характеристикой, учитывающей геометрические особенности препарата, самой установки и эффективность детектирования сцинтилляций.

Градуировочная характеристика радиометрической установки - это зависимость среднего числа импульсов за время измерения, обусловлена воздействием гамма-излучения стандартных препаратов от их удельной активности.

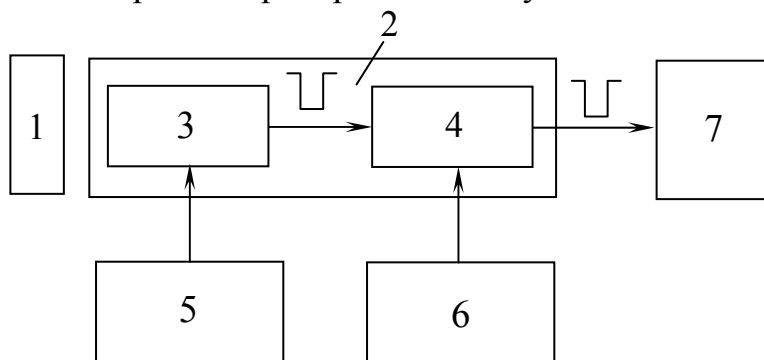


Рис. 51

Рис. 51: 1 - исследуемый препарат; 2 - сцинтиляционный детектор; 3 - сцинтиллятор и ФЭУ; 4 - усилитель; 5 - высоковольтный блок питания ФЭУ; 6 - низковольтный блок питания усилителя; 7 - змерительный прибор (пересчетка).

Задание:

1. Для уменьшения влияния дрейфа параметров сцинтиляционного детектора измерения производить через 15 мин после включения установки.
2. Определить число импульсов, обусловленных фоном за время $t = 1$ с. По пяти последовательным измерениям определить среднее значение фона

$$\langle N_{\Phi} \rangle = \frac{1}{k} \sum_{k=1}^5 N_{\Phi_k}.$$

3. Установить в измерительный блок РИС одну из кювет (банок) с препаратом и произвести аналогичные (п.2) измерения $N_{A\Phi}$.

4. Определить среднее значение импульсов, обусловленное исследуемым препаратом $\langle N_A \rangle = \langle N_{A\Phi} \rangle - \langle N_{\Phi} \rangle$.

5. Используя градуировочный график данной радиометрической установки (представлен на рабочем месте), определить удельную активность препарата. Данные занести в табл.5.

Таблица 5

Число импульсов за 100 с		$N_{\text{ср.импульса}}$	$N_{A_1\Phi}$ импульса	$N_{A_2\Phi}$ импульса	$N_{A_3\Phi}$ импульса
Количество измерений	1.				
	2.				
	3.				
	4.				
	5.				
$\langle N \rangle$, имп.		?			
$\langle N_A \rangle = \langle N_{A\Phi} \rangle - \langle N_{\Phi} \rangle$					
δN_A , %					
А, ки/л					

6. Последовательно повторяя пп. 3 – 5, определить удельную активность других препаратов.

Контрольные вопросы:

1. Строение и характеристики атомного ядра.
2. Дать определение явления радиоактивности и на примере схемы распада любого ядра пояснить это явление.
3. Записать закон радиоактивного распада. Назвать характеристики нестабильных ядер и их физический смысл.

4. Дать определения активности, удельной активности. Назвать единицы измерения этих величин.
5. Объяснить работу фотоэлектронного умножителя.
6. Объяснить процессы, протекающие в сцинтилляционном датчике при регистрации ядерного излучения.

Литература [1, 7, 12, 14].

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3.18

ИЗУЧЕНИЕ СТАТИСТИЧЕСКОГО ХАРАКТЕРА РАСПАДА РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕРИОДА ПОЛУРАСПАДА ДОЛГОЖИВУЩЕГО РАДИОИЗОТОПА

Цели работы:

1. На примере долгоживущего радиоизотопа изучить статистическую закономерность распада радиоактивных ядер.
2. Определить период полураспада радиоизотопа ^{40}K и среднее время жизни радиоактивных ядер.

3.18.2 Краткое теоретическое обоснование

Радиоактивный распад - явление принципиально статистическое. Невозможно сказать, когда именно распадается атомное ядро. Но в то же время, несмотря на кажущуюся беспорядочность, радиоактивный распад подчиняется определенным закономерностям, благодаря которым можно указать вероятность распада радиоактивного ядра. Статистический характер радиоактивного распада проявляется в том, что при многократном последовательном измерении числа актов распада за один и тот же промежуток времени мы будем получать последовательный ряд отличающихся значений, которые группируются около какой-то средней величины. При числе актов распада, превышающем 100, этот ряд значений хорошо описывается распределением Гаусса:

$$P(n) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(n-\bar{n})^2}{2\sigma^2}}. \quad (48)$$

Смысл этого распределения заключается в том, что если $\bar{n}$ - среднее число зарегистрированных за время Δt частиц, то $P(n)$ представляет собой вероятность того, что за этот же интервал Δt произойдет регистрация n частиц, σ - среднее квадратичное (стандартное) отклонение. Среднее квадратичное отклонение является мерой рассеяния полученных значений отсчетов относительно среднего значения $\bar{n}$ и определяется как корень квадратный из $\bar{n}$; $\sigma = \pm\sqrt{\bar{n}}$.

Распределение Гаусса позволяет интерпретировать результаты опытов по радиоактивному распаду, а также оценить вероятность появления того или иного результата.

Графически распределение Гаусса представляет собой кривую с максимумом в точке $\bar{n}$ (рис.3.18.1).

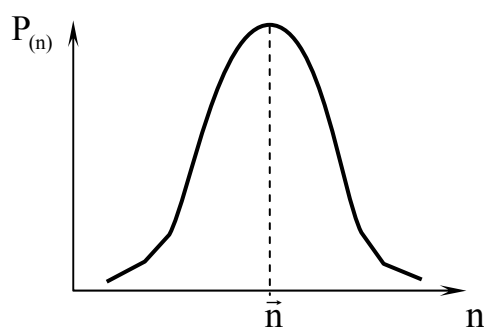


Рис.52

Анализ кривой показывает, что в интервал отсчетов, равный

$\bar{n} \pm \sigma$	попадает	68,3 %
$\bar{n} \pm 2\sigma$	--	95,0 %
$\bar{n} \pm 3\sigma$	--	99,7 %

от общего числа отсчетов.

Изучение интенсивности излучения радиоактивных веществ показало, что интенсивность не остается постоянной, а со временем падает. Какова бы ни была первоначальная активность радиоактивного вещества, она уменьшается наполовину всегда за одно и то же время, характерное для данного элемента и называемое его периодом полураспада. Таким образом, *период полураспада* - это проме-

жуток времени, за которое количество радиоактивных ядер уменьшается наполовину. Период полураспада известных радиоактивных ядер находится в пределах от $3 \cdot 10^{-7}$ с до $5 \cdot 10^{15}$ лет.

Для короткоживущих радиоизотопов период полураспада оценивается по изменению интенсивности излучения радиоактивного вещества со временем. Промежуток времени, за который интенсивность падает в два раза, и есть период полураспада данного радиоизотопа.

В случае долгоживущих радиоизотопов, к каковым относится и ^{40}K , интенсивность излучения этих радиоизотопов со временем меняется столь незначительно, что затрудняет использование вышеописанного способа определения периода полураспада.

Период полураспада долгоживущего радиоизотопа можно определить, используя следующее выражение

$$T = 0,693k \frac{N}{J},$$

где T - период полураспада в секундах ;

J - скорость счета, т.е. количество зарегистрированных ядерных частиц в единицу времени (с^{-1});

N - число радиоактивных ядер, содержащихся в радиоактивном источнике, испускающем данные ядерные частицы;

k - коэффициент ($k < 1$), определяемый: а) параметрами данной радиометрической установки; б) взаимным расположением детектора и источника радиоактивного излучения; в) особенностями источника радиоактивного излучения.

Это выражение получается из следующих известных соотношений:

$$A = \frac{0,693}{T} N \quad \text{и} \quad A = \frac{J}{k},$$

где A - активность радиоактивного источника, определяемая как число распадов радиоактивных ядер, находящихся в радиоактивном источнике, в секунду.

Для одной и той же лабораторной установки и радиоактивного источника произведение $0,693 \cdot k \cdot N$ есть величина постоянная. Обозначив это произведение через B , получаем следующее выражение:

$$T = \frac{B}{J}, \quad (49)$$

которое и применяется для определения периода полураспада T в данной работе.

Среднее время жизни радиоактивных ядер τ определяется как

$$\tau = \frac{T}{0,693}.$$

В качестве источника радиоактивного излучения используется калийная соль KCl , в которой изотоп калия ^{40}K является радиоактивным. Ядро ^{40}K распадается по схеме электронного захвата



где e - электрон, который захватывается ядром ^{40}K из электронной оболочки атома калия; ν - нейтрино, образующийся при распаде ^{40}K ; ^{40}Ar - ядро аргона, образующееся из ^{40}K при его распаде. При этом ядро ^{40}Ar оказывается в возбужденном состоянии. Возбуждение снимается путем испускания этим ядром гамма-излучения γ .

Блок-схема лабораторной установки представлена на рис. 53.

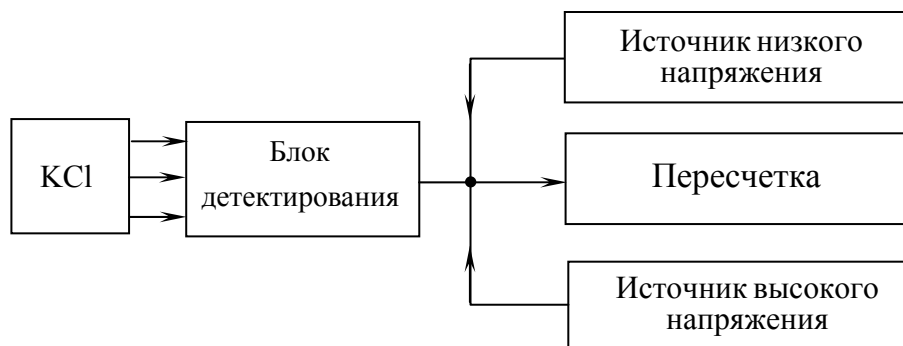


Рис. 53

Гамма-кванты, испускаемые в результате распада радиоизотопа калия, находящегося в калийной соли KCl , попадают в блок детектирования. Последний представляет собой $NaJ(Tl)$ - кристалл, соединенный в одной упаковке через оптический контакт с фотоэлектронным умножителем (ФЭУ). В этом кристалле гамма -кванты вызывают световые вспышки, которые, попадая на ФЭУ, создают на его выходе электрические импульсы. Электрические сигналы затем попадают в пересчетный прибор, где и происходит их регистрация. Источники низкого и высокого напряжения служат для питания электрической схемы блока детектирования.

Задание:

1. Включить источник низкого напряжения, а через одну минуту источник высокого напряжения.
2. Включить пересчетный прибор. Прогреваем установку в течении трех минут.
3. С помощью пересчетного прибора производим 50 раз отсчет числа зарегистрированных импульсов n за один и тот же промежуток времени. Результаты заносим в таблицу, содержащую 10 колонок цифр.
4. Определить вероятность попадания отсчетов в интервалы:
 - а) $n \pm \sigma$;
 - б) $n \pm 2\sigma$;
 - в) $n \pm 3\sigma$.

Для этого:

1. Определить среднеарифметическое значение $\bar{n}$.
2. Определить стандартное отклонение σ .
3. Найти число отсчетов, попадающих в интервалы $n \pm \sigma$, (отношение этого числа к полному числу отсчетов, т.е. к 50, даст вероятность попадания отсчетов в интервал).
4. Соответственно найти вероятности попадания отсчетов в интервалы $n \pm 2\sigma$ и $n \pm 3\sigma$.

5. Сравнить указанные вероятности с теоретическими (см. рис.49).
6. Определить период полураспада радиоизотопа ^{40}K и среднее время жизни радиоактивного ядра .

Для этого:

1. Из среднеарифметического значения n вычесть фоновое значение n_{ϕ} .
2. Найти скорость отсчета J . Для этого разность $n - n_{\phi}$ необходимо разделить на время одного измерения в секундах.
3. Используя формулу (49) (где $B=1,5 \cdot 10^{19}$), определить период полураспада.
4. Полученное значение T в секундах перевести в годы.
5. Используя выражение (46), найти среднее время жизни радиоактивного ядра .

Контрольные вопросы:

1. Что такое радиоактивный распад?
2. Какой статистической закономерности подчиняется радиоактивный распад?
3. Что собой представляет среднеквадратическое отклонение σ ?
4. Дать определение периода полураспада, среднего времени жизни радиоактивного ядра.
5. Назвать типы радиоактивного распада. Объяснить схему распада ядра ^{40}K .
6. Пояснить принцип регистрации ядерных частиц в данной лабораторной установке.

Литература [1, 7, 12, 14].

Литература:

1. Савельев И.В. Курс общей физики.- М.: . Наука, 1988, т.2,.
2. Савельев И.В. Курс общей физики.- М.: Наука, 1988, т.3,
3. Епифанов Г.И. Физика твердого тела.- М.: Наука, 1977.
4. Дешковская А.А. Элементы зонной теории твердых тел.- Мн.: МРТИ, 1979.
5. Спроул Р. Современная физика, - М.: Наука, 1974.
6. Бородинский Н.П. и др. Электротехнические материалы.- Л.: Энергия, 1977.
7. Сивухин Д.В. Общий курс физики.- М.: Наука, 1983, т.2,.

8. Сотская Х.Н. Термоэлектрические явления.- Мн.: МРТИ, 1985.
9. Сивухин Д.В. Общий курс физики.- М.: Наука, 1983, т.3,.
10. Трофимова Т.И. Курс физики.- М.: Высш. шк., 1985.
11. Астахов А.В., Широков Ю.М. Курс физики. - М.:Наука, т.3, 1983
12. Гирей Э.И. Явление радиоактивности.- Мн.: МРТИ, 1984.
13. Ландсберг Г.С. Оптика. - М.: Наука, 1976. 194 с.