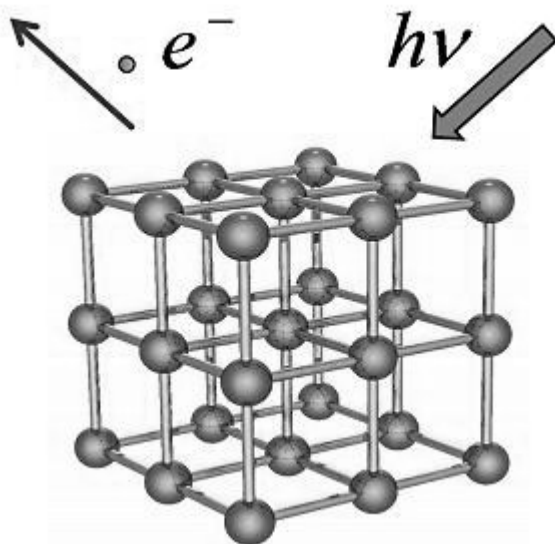


С.А. Курашова

КВАНТОВАЯ ОПТИКА
МЕТОДИЧЕСКИЕ РЕКОМЕНДАЦИИ
ПО ВЫПОЛНЕНИЮ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ



Санкт-Петербург
2016

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

С.А. Курашова

**КВАНТОВАЯ ОПТИКА
МЕТОДИЧЕСКИЕ РЕКОМЕНДАЦИИ
ПО ВЫПОЛНЕНИЮ
ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ**

Учебно-методическое пособие

 УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

Санкт-Петербург

2016

Курашова С.А. Квантовая оптика. Методические рекомендации по выполнению лабораторных работ. – СПб: Университет ИТМО, 2016. – 66 с.

Пособие содержит методические рекомендации к выполнению лабораторных работ и теоретические сведения, необходимые для объяснения результатов эксперимента. При подготовке данного пособия использованы материалы научно-исследовательской лаборатории (НИЛ) техники эксперимента Новосибирского государственного технического университета. Для выполнения лабораторных работ используются установки, разработанные НИЛ техники эксперимента Новосибирского государственного технического университета, производства ООО «Опытные приборы».

Учебно-методическое пособие разработано в соответствии с программой курса «Физика» (Б.2.2.2) и «Дополнительные главы физики» (Б.2.2.1) Федерального образовательного стандарта высшего образования для бакалавров по направлениям подготовки 01.03.02, 44.03.04, 13.03.02, 24.03.02, 12.03.01, 12.03.02, 12.03.05, 12.03.03, 11.03.02, 11.03.03, 27.03.04, 15.03.06, 16.03.01, 09.03.01, 09.03.02.

Рекомендовано к печати на заседании Ученого совета ЕНФ 26 января 2016г, протокол №1.



Университет ИТМО – ведущий вуз России в области информационных и фотонных технологий, один из немногих российских вузов, получивших в 2009 году статус национального исследовательского университета. С 2013 года Университет ИТМО – участник программы повышения конкурентоспособности российских университетов среди ведущих мировых научно-образовательных центров, известной как проект «5 в 100». Цель Университета ИТМО – становление исследовательского университета мирового уровня, предпринимательского по типу, ориентированного на интернационализацию всех направлений деятельности.

© Университет ИТМО, 2016

© С.А. Курашова, 2016

СОДЕРЖАНИЕ

Лабораторная работа №1	
Измерение температуры и интегрального коэффициента излучения тела методом спектральных отношений.....	4
Лабораторная работа №2	
Внешний фотоэффект. Исследование характеристик фотоэлемента с внешним фотоэффектом.....	10
Лабораторная работа №3	
Внутренний фотоэффект. Исследование характеристик фоторезистора.....	23
Лабораторная работа №4	
Фотодиод	35
Лабораторная работа №5	
Контактная разность потенциалов.....	42
Лабораторная работа №6	
Распределение электронов по скоростям при термоэлектронной эмиссии	48
Приложение 1	
Приложение к работам Контактная разность потенциалов и Распределение электронов по скоростям при термоэлектронной эмиссии.....	52

Лабораторная работа №1

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ИНТЕГРАЛЬНОГО КОЭФФИЦИЕНТА ИЗЛУЧЕНИЯ ТЕЛА МЕТОДОМ СПЕКТРАЛЬНЫХ ОТНОШЕНИЙ

Цель работы: Определить значения интегрального коэффициента излучения A_T источника, исследовать зависимость A_T от температуры.

Требуемое оборудование

Блок РТИ-1.

Краткое теоретическое введение

Измерение температуры источника излучения

Испускательная способность абсолютно черного тела может быть определена для различных длин волн и температур по формуле Планка

$$r_{T,\lambda}^* = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}, \quad (1)$$

где c – скорость света в вакууме;

h – постоянная Планка;

λ – длина волны;

k – постоянная Больцмана;

T – температура.

Следовательно, для узкого диапазона длин волн от λ до $\lambda+d\lambda$, в котором испускательную способность $r^*(\lambda, T)$ можно считать постоянной, энергетическая светимость абсолютно черного тела равна

$$dR^* = r^*(\lambda, T)d\lambda,$$

Если тело не является абсолютно черным, то его испускательная способность выражается формулой

$$r(\lambda, T) = A(\lambda, T) r^*(\lambda, T),$$

где $A(\lambda, T) < 1$ – спектральный коэффициент излучения тела. Следовательно, энергетическую светимость тела для диапазона длин волн от λ до $\lambda+d\lambda$ найдем по формуле

$$dR = A(\lambda, T) r^*(\lambda, T) d\lambda.$$

Рассмотрим излучение тела с температурой T для двух различных длин волн λ_1 и λ_2 при различных значениях диапазонов $d\lambda_1$ и $d\lambda_2$ соответственно

$$\begin{aligned} dR_1 &= A_1 r_1^* d\lambda_1, \\ dR_2 &= A_2 r_2^* d\lambda_2, \end{aligned}$$

где A_1 и A_2 – спектральные коэффициенты излучения тела при длинах волн λ_1 и λ_2 соответственно.

Излучение, дошедшее до приемника (фотодиод, фотосопротивление), составляет некоторую часть от общего излучения источника. Оно определяется размерами приемника, расстоянием от источника до приемника и наличием на пути излучения поглощающих сред, т.е. определяется такими параметрами измерительной системы, которые не изменяются в процессе опыта. Для двух различных приемников, воспринимающих поток падающего на них излучения в различных узких диапазонах длин волн, величины этих потоков будут равны:

$$\begin{aligned} J_1 &= K_1 A_1 r_1^* d\lambda_1, \\ J_2 &= K_2 A_2 r_2^* d\lambda_2, \end{aligned}$$

где K_1 и K_2 – коэффициенты использования потока излучения первым и вторым приемником соответственно, которые не изменяются в процессе опыта. Следовательно, отношение потоков излучения для двух приемников

$$\frac{J_1}{J_2} = Z \left(\frac{r_1^* d\lambda_1}{r_2^* d\lambda_2} \right),$$

где величину $Z = K_1 A_1 / K_2 A_2$ можно считать постоянной при условии, что зависимость отношения спектральных коэффициентов излучения от температуры можно пренебречь для выбранных λ_1 и λ_2 .

Величины r_1^* и r_2^* определяются с помощью формулы Планка (1). Следовательно,

$$\frac{J_1}{J_2} = Z \frac{C_1 \lambda_2^5}{C_1 \lambda_1^5} \left(\frac{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_2 T}\right) - 1}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_1 T}\right) - 1} \right) \frac{d\lambda_1}{d\lambda_2},$$

где

$$C_1 = 2\pi h c^2 = 3,742 \cdot 10^{-16} \text{ Вт} \cdot \text{м}^2,$$

$$C_2 = \frac{hc}{k} = 1,439 \cdot 10^{-2} \text{ К} \cdot \text{м}.$$

Оценим величину $\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right)$ и сравним ее с единицей.

Пусть $T = 3000 \text{ K}$, $\lambda = 1 \text{ мкм}$, тогда

$$\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) = \exp\left(\frac{1,439 \cdot 10^{-2}}{1 \cdot 10^{-6} \cdot 3000}\right) = 121,$$

причем понижение температуры и уменьшение длины волны изменит эту оценку в большую сторону. Это означает, что для используемых в опытах температур и длин волн единиц в скобках в формуле Планка можно пренебречь (выполняется приближенная формула Вина).

$$\frac{J_1}{J_2} = Z \frac{\lambda_2^5 d\lambda_1}{\lambda_1^5 d\lambda_2} \exp\left(\frac{C_2}{T} \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right)\right)$$

Прологарифмируем это выражение и найдем из полученной формулы температуру T :

$$T = \frac{C_2 \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right)}{\ln \frac{J_1}{J_2} - \ln Z - 5 \cdot \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1} - \ln \frac{d\lambda_1}{d\lambda_2}}.$$

Учтем, что значения λ_1 , λ_2 , $d\lambda_1$, $d\lambda_2$ не изменяются в ходе эксперимента, поэтому объединим члены, содержащие постоянные величины, в две новые константы L и Z_0 :

$$L = C_2 \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right),$$

$$Z_0 = \ln Z + 5 \cdot \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1} + \ln \frac{d\lambda_1}{d\lambda_2}.$$

Тогда формула для определения температуры примет вид:

$$T = \frac{L}{\ln \frac{J_1}{J_2} - Z_0} = \frac{C_2 \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right)}{\ln \frac{J_1}{J_2} - Z_0} \quad (2)$$

Из формулы (2) видно что, зная из тарировочных опытов величину Z_0 и рассчитав значения L , можно, измерив отношение J_1/J_2 , определить соответствующую температуру излучающего тела. Важно отметить, что прибор, используемый в работе, измеряет не абсолютное значение потока, а его отношение к J_0 , которая остается постоянным в процессе измерений.

Измерение интегрального коэффициента излучения тела

Интегральный коэффициент излучения тела A_T определяется отношением:

$$A_T = \frac{R_T}{R_T^*},$$

где R_T – энергетическая светимость тела при температуре T ,

R_T^* – энергетическая светимость абсолютно черного тела при этой же температуре.

В данной лабораторной работе в качестве источника излучения используется вольфрамовая нить накала электролампы. Интегральный коэффициент излучения при температуре $T = 2000\text{K}$ для вольфрама $A_{2000} = 0,249$. Это позволяет применить относительный метод исследования зависимости интегрального коэффициента излучения от температуры излучающего тела. Выразим интегральный коэффициент излучения при некоторой температуре T через измеряемые величины и A_{2000}

$$A_T = \frac{R_T}{R_T^*},$$
$$A_{2000} = \frac{R_{2000}}{R_{2000}^*}.$$

Учтем, что по закону Стефана-Больцмана энергетические светимости абсолютно черного тела в этих выражениях равны

$$R_T^* = \sigma \cdot T^4, \quad R_{2000}^* = \sigma \cdot 2000^4.$$

Если считать, что потери энергии за счет теплопроводности и конвекции малы, т.е. вся подводимая к вольфрамовой нити лампы энергия электрического тока превращается в энергию излучения, то энергетическую светимость источника можно выразить через мощность $P_{\text{ист}}$, которая рассеивается на нём

$$R_T = \frac{P_{\text{ист}}}{S},$$

где S – площадь излучающей поверхности.

Найдем отношение коэффициентов излучения:

$$\frac{A_T}{A_{2000}} = \frac{R_T \cdot R_{2000}^*}{R_T^* \cdot R_{2000}} = \frac{P_{\text{ист}} \cdot \sigma \cdot 2000^4 \cdot S}{S \cdot \sigma \cdot T^4 \cdot P_{\text{ист 2000}}} = \frac{2000^4}{P_{\text{ист 2000}}} \cdot \frac{P_{\text{ист}}}{T^4} = K \cdot \frac{P_{\text{ист}}}{T^4}$$

Величину K в последней формуле можно вычислить на основе опытов по определению температуры по формуле (2), если в процессе измерений записывать значения мощности, рассеиваемой источником. Затем необходимо построить график зависимости $P_{\text{ист}}(T)$ и определить по нему $P_{\text{ист } 2000}$ – величину мощности, соответствующей температуре 2000 К. Это несложно сделать, так как источник излучения нагревается электрическим током, мощность которого при высоких температурах равна

$$P_{\text{ист}} = UI, \quad (3)$$

где

U – напряжение на вольфрамовой спирали источника теплового излучения,
 I – сила тока в спирали.

Следовательно, для интегрального коэффициента излучения получаем формулу

$$A_T = A_{2000} \cdot K \cdot \frac{P_{\text{ист}}}{T^4}, \quad (4)$$

где $K = \frac{2000^4}{P_{\text{ист } 2000}}, \quad A_{2000} = 0,249.$

Рекомендуемое задание к работе

1. Заготовьте таблицу измерений следующих величин:

Силы тока I , протекающего через источник теплового излучения;

Соответствующего напряжения U на вольфрамовой спирали;

величины относительной интенсивности первого и второго фотоприемника $\frac{J_1}{J_0}$, и $\frac{J_2}{J_0}$, которые будут сниматься с регистрирующего прибора;

Кроме того, в таблице нужно заготовить столбцы для вычисленных значений мощности, выделяемой источником $P_{\text{ист}}$;

отношения сигналов с фотоприемников $\frac{J_1}{J_2}$;

температуры нагретого тела T ;

интегрального коэффициента излучения A_T

По результатам измерений заполните таблицу 1.

Таблица 1.

Измеряемые величины				Вычисляемые величины			
$I, \text{ mA}$	$U, \text{ B}$	$\frac{J_1}{J_0}$	$\frac{J_2}{J_0}$	$\frac{J_1}{J_2}$	$T, \text{ K}$	$P, \text{ Вт}$	A_T

2. Установите регулятор J_0 прибора в определенное положение и не вращайте его в процессе дальнейших измерений. Можно выбрать любое значение от 6 делений.

Установите малое значение напряжения накала (около 5 В, меньше не нужно, необходимо, чтобы значение $\frac{J_1}{J_0}$ имело 2 значащие цифры). Снимите показания $\frac{J_1}{J_0}$ и $\frac{J_2}{J_0}$ с цифрового индикатора измерителя относительной интенсивности теплового излучения.

Снимите показания амперметра и вольтметра. Внесите показания в таблицу измерений.

3. Постепенно увеличивая напряжение генератора (примерно через 0,4- 0,5 В), снимите такие же показания (п. 2) ещё 15-20 раз. Заполните таблицу измерений.

4. Пользуясь рабочей формулой (2), вычислите температуры источника излучения при различных значениях мощности, выделяемой на источнике.

Полученная при тарировочных опытах величина $Z_0 = 1,784$; $C_2 = \frac{hc}{k} = 1,439 \cdot 10^{-2} \text{ К} \cdot \text{м}$.

5. Вычислите по формуле (3) мощность, выделяющуюся на спирали источника излучения для каждого значения температуры. Постройте график зависимости $P_{\text{ист}}(T)$ и определите по нему $P_{\text{ист } 2000}$ – величину мощности, соответствующей температуре 2000 К.

6. Пользуясь рабочей формулой (4), вычислите значения интегрального коэффициента излучения A_T источника в исследованном диапазоне температур и постройте график $A_T = F(T)$.

Литература

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Учебное пособие. В 3-х томах. Том 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твёрдого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. Учебное пособие. Гриф МО РФ. – СПб.:Лань, 2016. – 308с.

2. Детлаф А. А., Яворский Б. М. Курс физики: учебное пособие для вузов – 8-е изд., стер. – М. : Издательский центр "Академия", 2009. – 720с.

3. Иродов И.Е. Квантовая физика. Основные законы: Учеб. пособие для вузов. – М.: Лаборатория Базовых Знаний, 2014. – 272с.

4. Курепин В.В., Баранов И.В. Обработка экспериментальных данных: Методические указания к лабораторным работам. – СПб, 2012. – 57 с.

Лабораторная работа №2
ВНЕШНИЙ ФОТОЭФФЕКТ
ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ФОТОЭЛЕМЕНТА
С ВНЕШНИМ ФОТОЭФФЕКТОМ

Цель работы: Проверить на опыте справедливость законов фотоэффекта. По вольт-амперной и спектральной характеристикам фотоэлемента определить порог фотоэффекта.

Требуемое оборудование

Модульные учебные комплексы:

1. Модульный учебный комплекс МУК-ОК.

Приборы:

1. Блок амперметра-вольтметра АВ1 – 1 шт.

2. Стенд с объектами исследования СЗ-ОК01 и источник питания.

ИПС1 – 1 комплект.

3. Проводники Ш4/Ш1, 6 - 60 см – 6 шт.

Краткое теоретическое введение

Явление вырывания электронов из вещества при освещении его светом получило название фотоэлектрического эффекта (фотоэффекта). Различают внешний и внутренний фотоэффект. При внешнем фотоэффекте электроны освобождаются светом из поверхностного слоя вещества и переходят в другую среду, в частности в вакуум. При внутреннем фотоэффекте оптически возбуждённые электроны остаются внутри освещаемого тела, не нарушая электрической нейтральности последнего.

Электроны, вырванные под действием света, называют фотоэлектронами. Фотоэлектрическими свойствами обладают как металлы, так и диэлектрики, а также полупроводники и электролиты, причём необходимым, но не достаточным условием фотоэффекта является заметное поглощение используемого света в поверхностном слое освещаемого тела. Фотоэлектрический эффект с данного вещества сильно зависит от состояния его поверхности. Для получения однозначных результатов исследование необходимо проводить в хорошем вакууме, предварительно тщательно очистив рабочую поверхность.

Взаимодействуя с электроном вещества, фотон может обмениваться с ним энергией и импульсом. Такой процесс напоминает удар шаров и поэтому образно называется столкновением. Фотоэффект возникает при

неупругом столкновении фотона с электроном. При таком столкновении фотон поглощается, а его энергия передаётся электрону. Таким образом, электрон приобретает кинетическую энергию не постепенно, а сразу - в результате единичного акта столкновения. Этим объясняется **безынерционность** фотоэффекта.

Внешний фотоэффект в металлах. Уравнение Эйнштейна для фотоэффекта

Энергия фотона затрачивается на отрыв электрона от атома внутри металла. Оторванный электрон может взаимодействовать с атомом, теряя при этом часть своей энергии. Максимальной энергией вылетевший электрон будет обладать тогда, когда внутри металла он был свободен, т.е. не связан с атомом, а при вылете наружу практически не расходовал энергию на взаимодействие с атомом. В этом случае кинетическая энергия электрона тратится только на преодоление задерживающих сил, действующих в поверхностном слое металла, т.е. на **работу выхода**. Предположим, что электрон получил кинетическую энергию при столкновении только с одним фотоном. Многофотонные процессы возможны, но при слабых интенсивностях света (линейная оптика) маловероятны. Тогда максимальная кинетическая энергия, которой будет обладать вылетевший электрон, определится формулой:

$$h\nu = A_{\text{в}} + E_{\text{к.макс}} = A_{\text{в}} + \frac{m_e v^2}{2}, \quad (1)$$

где $A_{\text{в}}$ – работа выхода электрона из металла, m_e – масса электрона. Эта формула была получена Эйнштейном и носит его имя.

Обратим внимание на интересное противоречие, которое возникает в рамках классической теории – рассмотрим процесс поглощения фотона свободным электроном с точки зрения закона сохранения энергии и импульса. Воспользуемся системой отсчёта, в которой электрон первоначально покоился. Пусть электрон поглотил фотон с импульсом $\vec{p}_{\text{ф}}$ и энергией $E_{\text{ф}}$. Обозначим импульс электрона после взаимодействия через $\vec{p}_{\text{э}}$, а его энергию через $E_{\text{э}}$. Из закона сохранения импульса и энергии следует, что

$$\vec{p}_{\text{ф}} = \vec{p}_{\text{э}}, \quad (2)$$

$$E_{\text{ф}} + m_e c^2 = E_{\text{э}} \quad (3)$$

Возведём в квадрат уравнение (2) и вычтем его из (3). При этом примем во внимание, что в классической релятивистской механике полная энергия и импульс частицы связаны соотношением:

$$E_{\text{э}}^2 = c^2 \sqrt{p_{\text{э}}^2 + m_e^2 c^2}. \quad (4)$$

Получим явно абсурдный результат:

$$2E_{\text{ф}} m_e c^2 = 0.$$

Отсюда следует, что $E_{\text{ф}} = 0$, таким образом, поглощение фотона “свободным электроном” невозможно.

Противоречие возникает из-за неудачной терминологии. “Свободный электрон” в металле в действительности не свободен. Он как бы заперт в ящике, вблизи стенок которого действует задерживающее поле. Фотон взаимодействует не только с электроном, но происходит взаимодействие обеих этих частиц с металлом в целом. При взаимодействии же трёх тел законы сохранения энергии и импульса могут выполняться одновременно: импульс фотона воспринимается, как электроном, так и металлом, энергия же передаётся только электрону, так как масса металла может считаться бесконечно большой.

Из формулы Эйнштейна вытекают два следствия, находящиеся в строгом соответствии с опытом.

1. Максимальная кинетическая энергия вырванных электронов линейно зависит от частоты освещающего света и его интенсивности. Интенсивность оказывает влияние только на количество вырванных электронов, но совсем не влияет на их максимальную кинетическую энергию. Любопытно, что если отложить по оси абсцисс частоту падающего света ν , а по оси ординат – максимальную кинетическую энергию электрона, то тангенс угла наклона прямой к оси частот будет равен постоянной Планка.

$$\frac{1}{2} m_e v^2 = h(\nu - \nu_0) \quad (5)$$

В 1916 г. Р. Милликен первым определил значение постоянной Планка таким способом.

2. Существует низкочастотная граница фотоэффекта, т.е. такая частота ν_0 , ниже которой фотоэффект не наблюдается. Она зависит от состава облучаемого тела и состояния его поверхности. Величина $h\nu_0$ называется **порогом фотоэффекта**.

Для металлов порог фотоэффекта равен работе выхода:

$$h\nu_0 = A_{\text{в}}. \quad (6)$$

Работа выхода для щелочных металлов лежит в диапазоне 2-5 эВ.

Заметим, что очень слабый фототок наблюдается при энергиях возбуждения меньших работы выхода. Это определяется тем, что распределение электронов в металле по энергиям определяется статистикой Ферми - Дирака, и при $T \neq 0$ электроны могут иметь энергию большую, чем энергия Ферми. Поэтому для определения ν_0 необходимо аппроксимировать зависимость $I(\nu)$ в области малых частот прямой и по её пересечению с осью частот ν_0 вычислять порог фотоэффекта $h\nu_0$.

При рассмотрении фотоэффекта вводят понятие квантового выхода:

$$\eta = \frac{N_e}{N}, \quad (7)$$

где N – число падающих на поверхность фотонов, N_e – число выбитых светом фотоэлектронов. $\eta \ll 1$. Это связано с тем, что только часть электронов, получивших энергию больше A_v имеют составляющую скорости, направленную к поверхности, кроме того, электроны испытывают столкновения и рассеиваются на пути к поверхности.

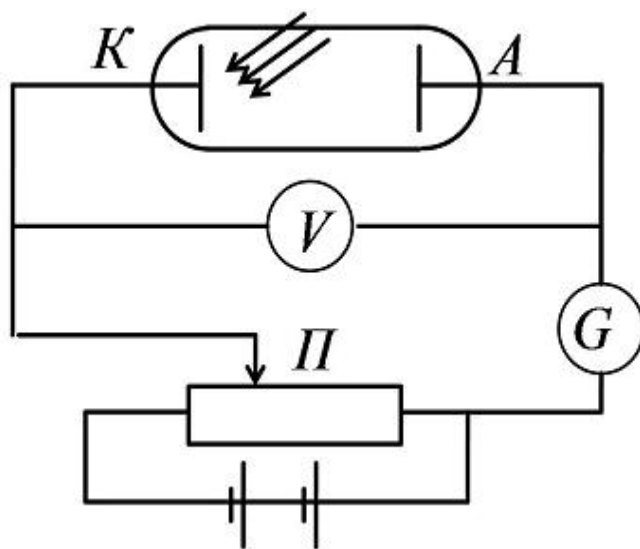


Рис 1. Исследование внешнего фотоэффекта

На рис 1 показана классическая схема по исследованию фотоэффекта, предложенная Ф. Ленардом и Дж Томпсоном в 1898г. Именно они, измерив удельный заряд испускаемых светом частиц, установили, что это электроны.

Электроны, испущенные вследствие фотоэффекта, движутся под действием электрического поля к аноду А. В результате в цепи течёт фототок, измеряемый гальванометром Г. Напряжение между анодом и катодом можно изменять с помощью потенциометра П.

Полученная таким образом кривая зависимости фототока от напряжения приведена на рис 2

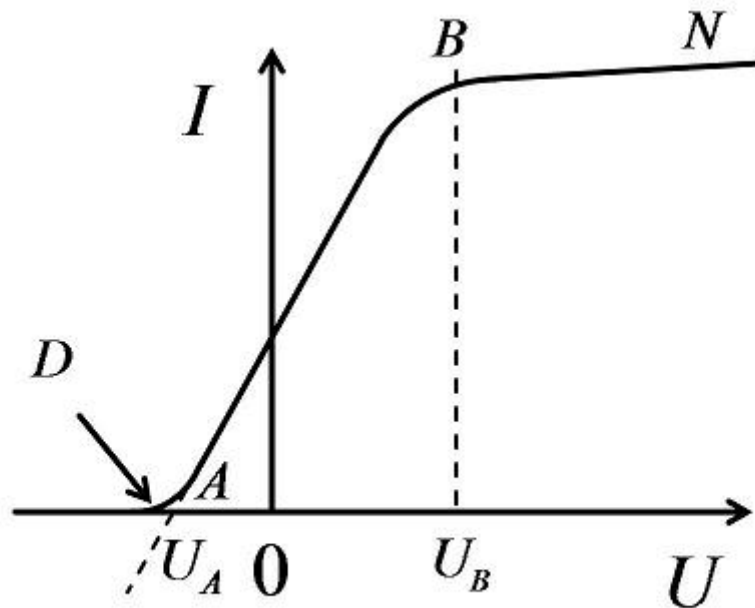


Рис 2. Кривая зависимости фототока от напряжения

Она называется **вольт-амперной характеристикой фотоэлемента**. С ростом приложенного напряжения наступает момент, когда все электроны, выбитые светом в область пространства между катодом и анодом, достигают анода, характеристика становится линейной, очень слабо увеличивающейся с ростом приложенного напряжения (участок BN). Ток в этой области называется **током насыщения**. Существование тока насыщения экспериментально было установлено А.Г. Столетовым.

При показаниях вольтметра $U < U_B$ электрическое поле между катодом и анодом недостаточно для того, чтобы при данной геометрии фотоэлемента собрать на аноде все выбитые электроны. Сила тока становится меньше $I_{\text{нас}}$.

При определённых показаниях вольтметра U_A наступает состояние, когда даже самые энергичные из летевших к аноду электронов, не достигают его, а отбрасываются назад к катоду. Ток через фотоэлемент при этом практически становится равным нулю.

Заметим, что очень слабый фототок наблюдается при задерживающих напряжениях больших U_A (участок D на рис.2). Это определяется тем, что распределение электронов в металле по энергиям определяется статистикой Ферми - Дирака, и при $T \neq 0$ электроны могут иметь энергию большую, чем энергия Ферми. Поэтому для определения U_A необходимо аппроксимировать зависимость $I(U)$ в

области вблизи U_A прямой и определять U_A по её пересечению с осью напряжений (рис 2).

Зависимость силы тока насыщения от приложенного напряжения

Фотоэлектрон, выбитый светом, может претерпеть столкновение с атомом внутри поверхностного слоя металла. Из-за этого он может замедлиться и даже не выйти наружу. Приложенное электрическое поле способствует ускорению замедлившихся электронов и выходу их из металла. Поэтому сила тока насыщения возрастает с ростом напряжения между анодом и катодом (участок BN рис. 2).

Определение максимальной кинетической энергии электронов по вольт-амперной характеристике фотоэлемента

Для того, чтобы определить максимальную кинетическую энергию электронов при фотоэффекте, необходимо исключить влияние контактной разности потенциалов, весьма чувствительной к поверхностной обработке металлов и поэтому трудно контролируемой. Для этого на вольт-амперной характеристике фотоэлемента отмечают две точки: одну А, в которой ток обращается в нуль задерживающим полем, другую В, в которой начинается ток насыщения. Показания вольтметра, соответствующие этим точкам, обозначим через V_A и V_B . Это именно показания вольтметра, а разности потенциалов между анодом и катодом равны $V_A + V_C$ и $V_B + V_C$, где V_C – контактная разность потенциалов.

Когда вольтметр показывает V_B , даже электроны с нулевой скоростью достигают анода, поэтому

$$0 = \frac{1}{2} m_e v^2 = -e(V_B + V_C), \quad (8)$$

Из (8) определяется контактная разность потенциалов

$$V_C = -V_B \quad (9)$$

Когда вольтметр показывает V_A , электроны с максимальной скоростью начинают достигать анода. Приравнявая энергии электрона в точках А и В характеристики, получим с учётом (9)

$$\frac{1}{2} m_e v_{max}^2 = -e(V_A + V_C) = e(V_B - V_A) \quad (10)$$

Из (9) следует, что положение точки В на вольтамперной характеристике фотоэлемента зависит только от контактной разности потенциалов и не зависит от частоты падающего света. Напротив, положение точки А меняется с частотой, так как от частоты зависит максимальная энергия $\frac{1}{2} m_e v_{max}^2$, а это и определяет положение V_A см (10).

Зависимость тока насыщения от интенсивности падающего света

Число высвобождаемых в результате фотоэффекта электронов должно быть пропорционально числу падающих на поверхность квантов света. Поскольку световой поток определяется количеством квантов света, падающих на поверхность в единицу времени, ток насыщения должен быть пропорционален световому потоку.

А.Г. Столетовым было доказано на опыте, что ***ток насыщения прямо пропорционален интенсивности падающего света, если только частота его остаётся постоянной.*** Точнее, ток насыщения пропорционален интенсивности поглощаемого света, однако последняя для фотокатодов пропорциональна интенсивности падающего света

$$I_{нас} = C\Phi, \quad (11)$$

C – чувствительность фотоэлемента мкА/лм.

Для белого света C называют интегральной чувствительностью.

Чувствительность является одной из важнейших характеристик фотоэлементов.

Зависимость (11) справедлива в случае, если фотон получает энергию лишь от одного фотона. Такие процессы называются однофотонными. С изобретением лазеров были получены недостижимые прежде мощности световых пучков. Это дало возможность осуществить многофотонные процессы.

При малых интенсивностях падающего света многофотонные процессы практически не наблюдаются, поэтому фототок насыщения линейно растёт с ростом интенсивности излучения.

Внешний фотоэффект в полупроводниках

Так как металлы имеют небольшой квантовый выход, они фактически не используются в качестве фотокатодов в фотоэлементах.

Эффективные фотоэммитеры в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра созданы на основе полупроводниковых материалов. Для полупроводников уравнение Эйнштейна примет вид

$$h\nu = E_i + E_{к.макс} \quad (12)$$

E_i – порог фотоэффекта .

В самом простейшем случае

$$E_i = E_0 - E_{V_{макс}},$$

где E_0 – уровень вакуума;

$E_{V\text{макс}}$ – уровень максимума валентной зоны.

Однако, для повышения чувствительности фотоэлементов и увеличения квантового выхода используют фотокатоды сложного состава, применяются различные обработки поверхности фотокатода, E_i определяется для каждого типа фотокатодов по-разному.

Наибольшей чувствительностью в видимой и ближней ИК-областях спектра обладают фотокатоды с отрицательным электронным сродством. Они представляют собой *сильно легированные полупроводники* *p*-типа, работа выхода в которых снижена так, что уровень вакуума оказывается ниже дна зоны проводимости в объёме полупроводника. Такие фотокатоды изготавливаются на основе полупроводниковых соединений GaP, GaAs, InP и их *твёрдых растворов*, а также на основе Si. В процессе изготовления фотокатода поверхность полупроводника очищается прогревом в сверхвысоком вакууме, после чего работа выхода снижается адсорбцией цезия и кислорода. Наиболее высокую чувствительность имеют фотокатоды с отрицательным электронным сродством, изготовленные на основе совершенных полупроводниковых эпитаксиальных плёнок, обладающих большими диффузионными длинами.

При использовании полупроводниковых фотоэмиттеров порог фотоэффекта

$W = 1 \div 2 \text{ эВ}.$

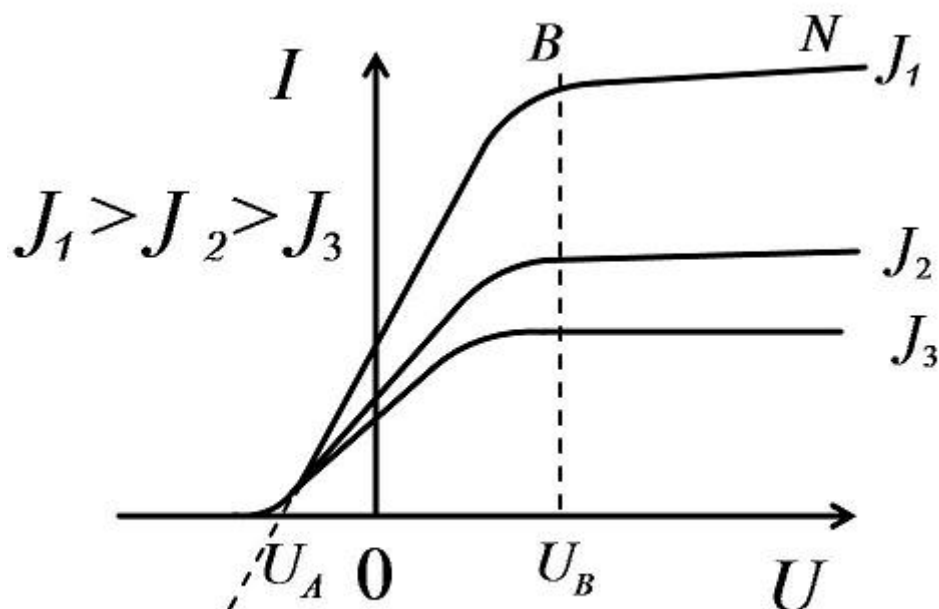


Рис 3 Зависимость ВАХ фотоэлемента от интенсивности падающего света

Основными характеристиками фотоэлемента являются вольт-амперная, световая и спектральная.

Вольт-амперные характеристики фотоэлемента.

На рис 3 показаны вольтамперные характеристики фотоэлемента, полученные при одной частоте падающего света, но при различных его интенсивностях. В соответствии с (11) наблюдается рост силы тока насыщения при увеличении интенсивности падающего света.

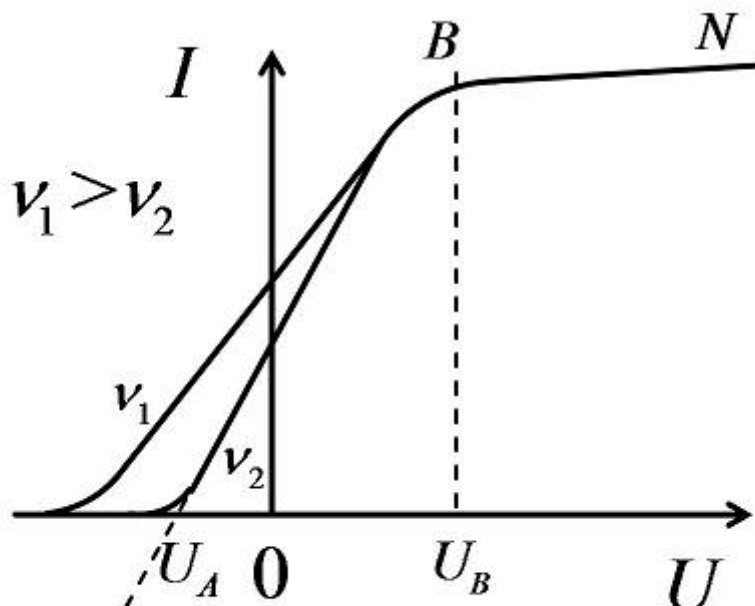


Рис 4. Зависимость ВАХ фотоэлемента от частоты падающего света

На рис 4 показаны вольтамперные характеристики фотоэлемента, полученные при одинаковой интенсивности падающего света, но различных его частотах, при условии, что квантовый выход фотоэффекта не зависит от частоты падающего света. Рост энергии квантов падающего света приводит к увеличению величины задерживающего потенциала. См (9) и (10).

Спектральной характеристикой фотоэлемента называется зависимость фототока насыщения фотоэлемента от частоты падающего света при неизменной величине потока монохроматического излучения разных длин волн: $I_{\text{нас}} = F(\nu)_{\Phi_{\nu}=\text{const}}$

Эти характеристики весьма разнообразны, определяются типом фотокатода и поляризацией падающего света.

В настоящей работе, исследуя зависимость $I(\nu)$, требуется определить минимальную частоту, при которой возможен фотоэффект ν_0 и порог фотоэффекта $h\nu_0$.

Из-за теплового возбуждения электронов зависимость $I(\nu)$ отлична от нуля даже при частотах меньше ν_0 , однако, наклон кривой резко

изменяется. Поэтому для определения ν_0 необходимо аппроксимировать зависимость $I(\nu)$ в области малых частот прямой и по её пересечению с осью частот ν_0 вычислять порог фотоэффекта $h\nu_0$ (рис 5).

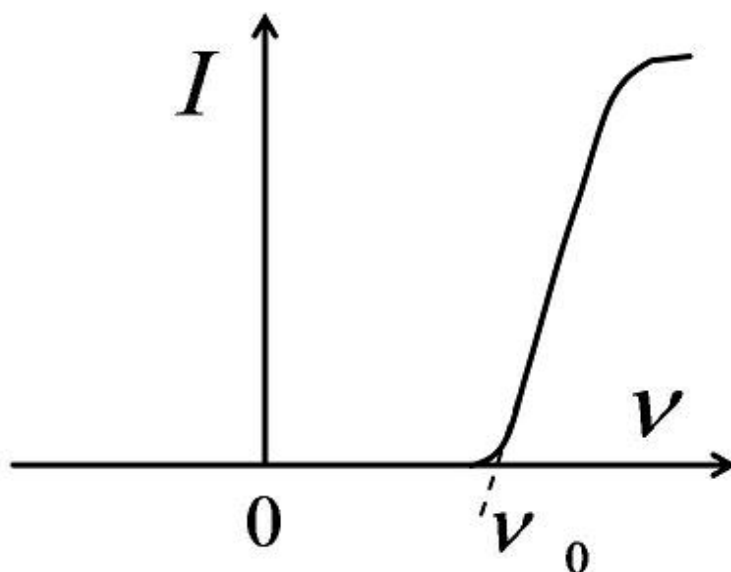


Рис 5. Спектральная характеристика фотоэлемента

Световой характеристикой фотоэлемента называется зависимость фототока насыщения от светового потока при неизменном его спектральном составе и постоянном напряжении: $I_{\text{нас}} = F(\Phi_\nu)_{U=\text{const}}$. В классической теории она определяется формулой (11)

Однако, следует учитывать, что закон пропорциональности Столетова строго соблюдается лишь при условии, что ток насыщения образован только электронами освобождёнными светом со светочувствительной поверхности тела. В современных приборах применяются различные способы усиления фототока. Это на несколько порядков увеличивает чувствительность, но может приводить к более сложной зависимости.

Методика эксперимента

В качестве источников света в лабораторной установке используется набор светодиодов (кластер), излучающих в различных узких диапазонах длин волн. Эти диапазоны лежат в видимой и инфракрасной частях спектра.

В качестве фотоэмиттера используется катод фотоэлемента (или полупрозрачный катод фотоэлектронного умножителя), изготовленный из полупроводника. Роль анода у фотоэлектронного умножителя играют соединённые между собой диноды.

Фотоэлектроны, выбитые из фотокатода ускоряются электрическим полем и бомбардируют первый диод. Так как они обладают большой кинетической энергией, то один электрон может выбить из диода несколько электронов.

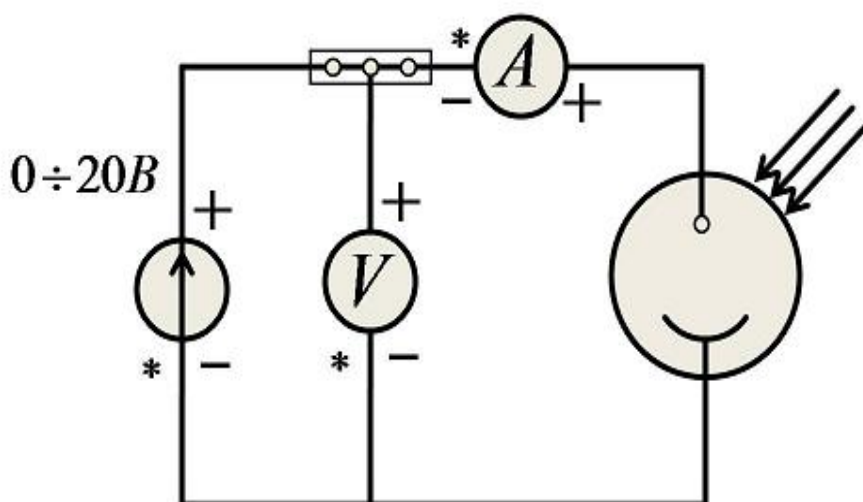


Рис 6. Схема рабочей установки

Это явление называется вторичной электронной эмиссией. В фотоумножителе ставится до 20 диодов, что позволяет получить до 1 миллиона электронов, вылетающих с последнего диода на один электрон, выбитый с катода. Электроны собираются на аноде и затем регистрируются с помощью усилителя тока.

На рис. 6 представлена электрическая схема. В качестве источника ЭДС используется генератор регулируемого постоянного напряжения блока ИПС-1, работающий в диапазоне 0..20 В.

Обратите внимание на правильность подключения полярности амперметра. Такое включение обеспечивает подавление сетевых наводок в измерительной цепи. (Естественно, знак “минус” перед показаниями амперметра при записи измерений учитывать не нужно.)

При выполнении работы необходимо учитывать, что в лабораторной установке устанавливается не абсолютная, а относительная интенсивность излучения $\frac{I_1}{J_0}$, где J_0 некоторая константа, задаваемая измерительным прибором, её значение можно изменять с помощью регулятора.

Рекомендуемое задание к работе

1. Соберите схему (рис.6).
2. Снимите семейство вольтамперных характеристик $I = F(U)_{\frac{I_1}{I_0} = const, \lambda = const}$. Установите регулятор $\frac{I}{I_0}$ в диапазоне 1,1 - 1,2; выберите режим измерения амперметра 20 мкА, режим измерения вольтметра – 200В.

Необходимо исследовать фототок в области ускоряющих напряжений с шагом 1 В, а в области тормозящих напряжений (поменяйте полярность подключения источника) с шагом 0,5 В.

Чтобы исключить влияние усилителя, необходимо снять не только световую характеристику, но и темновую при $\frac{I}{I_0} = 0,01$.

Разность светового и темнового токов даст истинное значение фототока. Рекомендуемые значения $\lambda_2, \lambda_3, \lambda_4$. Для каждой длины волны заполните таблицу 1.

Таблица 1. $\frac{I}{I_0} =$, $\lambda =$ нм.

Измерить	U прямое, В	Шаг 1 В		
	$I_{\text{свет}}$, мкА			
	$I_{\text{темн}}$, мкА			
Вычислить	$I_{\text{фото}}$, мкА			
Измерить	U обратное, В	Шаг 0,5 В		
	$I_{\text{свет}}$, мкА			
	$I_{\text{темн}}$, мкА			
Вычислить	$I_{\text{фото}}$, мкА			

Постройте графики полученных зависимостей, укажите на них частоты источников излучения. По вольтамперной характеристике определите максимальную энергию фотоэлектронов (см. (9) и (10)) и порог фотоэффекта.

3. Снимите семейство световых характеристик $I_{\text{нас}} = F\left(\frac{I}{I_0}\right)_{U=const, \lambda=const}$,

выбрав U в области тока насыщения (от 9 до 22В). Измерения проводите для двух длин волн. Чтобы исключить влияние усилителя, необходимо снять не только световую характеристику, но и темновой ток при $\frac{I}{I_0} = 0,01$. Разность светового и темнового токов даст истинное значение

фототока. Измерения проводите для двух длин волн. Для каждой длины волны заполните таблицу 2

Таблица 2. $U =$ В, $I_{\text{темн}} =$ мкА, $\lambda =$ нм

Измерить	$\frac{J}{J_0}$	Шаг 0.1		
	$I_{\text{свет}}, \text{мкА}$			
Вычислить	$I_{\text{фото}}, \text{мкА}$			

4. Снимите семейство спектральных характеристик

$I_{\text{нас}} = F(\lambda)_{U=\text{const}, \frac{J}{J_0}=\text{const}}$, используя разные фотодиоды. При этом напряжение выберите в области насыщения, как в пункте 3. Вычислите частоту для каждого источника излучения. Результаты измерений занесите в таблицу 3.

Таблица 3. $\frac{J}{J_0} =$; $U =$ В

Измерить	$\lambda, \text{нм}$	Использовать все источники		
	$I_{\text{свет}}, \text{мкА}$			
	$I_{\text{темн}}, \text{мкА}$			
Вычислить	$\nu \text{ с}^{-1}$			
	$I_{\text{фото}}, \text{мкА}$			

По спектральной характеристике оцените порог фотоэффекта.

Литература

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Учебное пособие. В 3-х томах. Том 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твёрдого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. Учебное пособие. Гриф МО РФ. – СПб.:Лань, 2016. – 308с.
2. Детлаф А. А., Яворский Б. М. Курс физики: учебное пособие для вузов – 8-е изд., стер. – М. : Издательский центр "Академия", 2009. – 720с.
3. Иродов И.Е. Квантовая физика. Основные законы: Учеб. пособие для вузов. – М.: Лаборатория Базовых Знаний, 2014. – 272с.
4. Курепин В.В., Баранов И.В. Обработка экспериментальных данных: Методические указания к лабораторным работам. – СПб, 2012.-57 с.

Лабораторная работа №3

ВНУТРЕННИЙ ФОТОЭФФЕКТ. ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ФОТОРЕЗИСТОРА

Цель работы: Исследовать зависимость фотопроводимости от интенсивности падающего света и от интенсивности приложенного напряжения. Исследовать зависимость фотопроводимости от длины волны падающего света. По результатам измерений вычислить порог фотоэффекта и оценить скорость поверхностной рекомбинации.

Требуемое оборудование

Модульные учебные комплексы:

1. Модульный учебный комплекс МУК-ОК

Приборы:

1. Блок амперметра-вольтметра АВ1 – 1 шт.
2. Стенд с объектами исследования СЗ-ОК01 и источник питания ИПС1 – 1 комплект
3. Проводники 6 - 60 см – 6 шт.

Краткое теоретическое введение

Фоторезистором называется полупроводниковый прибор, действие которого основано на фотопроводимости – изменении проводимости полупроводника при освещении (внутренний фотоэффект).

В полупроводнике под действием света генерируются свободные носители заряда (в отличие от внешнего фотоэффекта, когда электроны под действием света покидают вещество).

В собственном полупроводнике при абсолютном нуле валентная зона заполнена электронами, а зона проводимости свободна. Если полупроводник нагреть, то из-за теплового возбуждения часть электронов будет переходить в зону проводимости, а в валентной зоне из-за этого будут появляться дырки.

Электропроводность собственного полупроводника, обусловленная тепловым возбуждением, называется темновой проводимостью:

$$\sigma_0 = e(n_0\mu_n + p_0\mu_p), \quad (1)$$

где n_0 – равновесная концентрация электронов в зоне проводимости и p_0 – равновесная концентрация дырок в валентной зоне; μ_n и μ_p – подвижности электронов и дырок соответственно; e – элементарный заряд.

При освещении полупроводника возникают дополнительные свободные носители заряда, обусловленные внутренним фотоэффектом. При поглощении кванта света один из валентных электронов переходит в зону проводимости, а в валентной зоне образуется дырка. Очевидно, такой переход возможен, если энергия фотона $h\nu$ равна или несколько больше ширины запрещенной зоны ΔE :

$$h\nu \geq \Delta E \quad (2)$$

Схема возникновения фотопроводимости в собственном полупроводнике показана на рис 1.

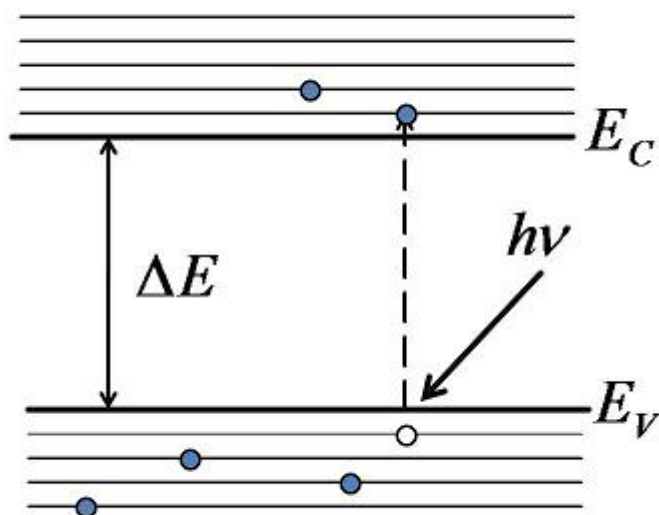


Рис 1. Возникновение фотопроводимости в собственном полупроводнике

В примесных полупроводниках чаще всего фотопроводимость возникает за счёт того, что в донорных полупроводниках электроны переходят с донорных уровней в зону проводимости, а в акцепторных полупроводниках из валентной зоны на акцепторный уровень (см. рис. 2).

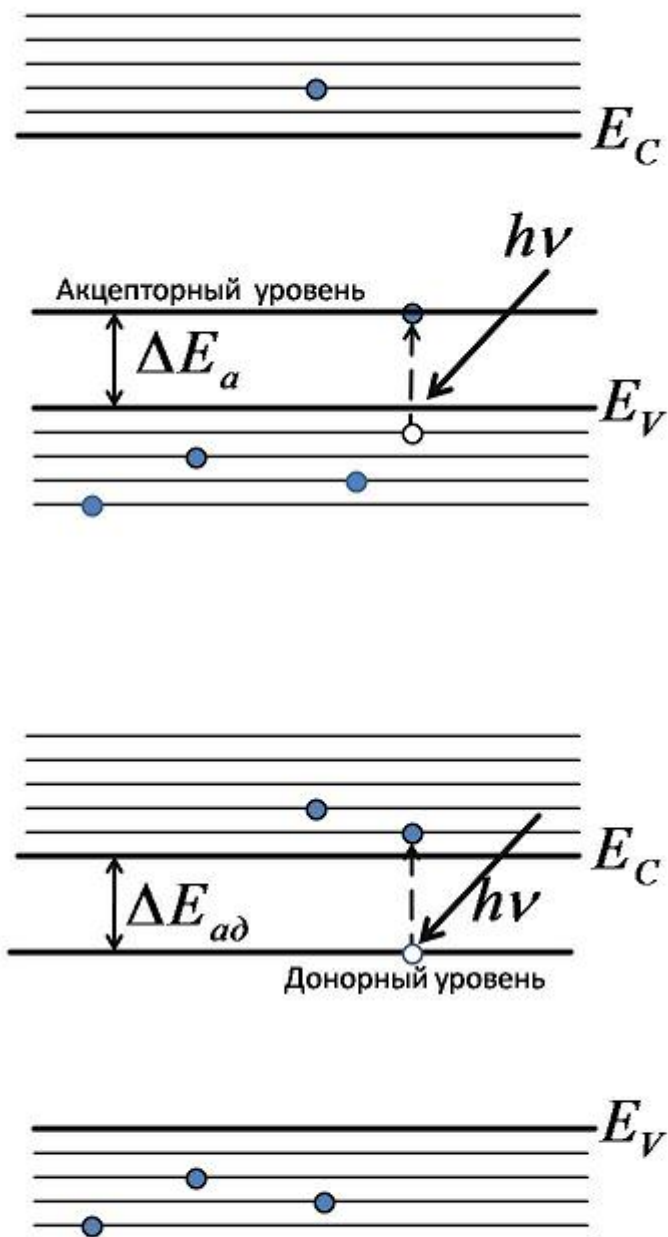


Рис 2. Возникновение фотопроводимости в примесном полупроводнике

Примесная проводимость возникает при

$$h\nu \geq \Delta E_a \quad (3)$$

Здесь E_a – энергия активации соответствующих примесей. Энергию, соответствующую знаку равенства в выражении (2) называют

краем собственного поглощения, а в выражении (3) – краем примесного поглощения.

Ширина запрещённой зоны для большинства полупроводников лежит между 0,15 и 2,5 эВ. Такие материалы можно использовать в качестве детекторов инфракрасного и видимого света. Особенно хорошо для этой цели подошли полупроводники с узкой запрещённой зоной – PbS, PbSe, PbTe. Они широко используются в качестве фотоприёмников ИК-излучения. Фотопроводимость, обусловленная ионизацией мелких доноров и акцепторов, наблюдается в далёкой ИК-области (100 мкм для примесей III и V групп в германии), в случае более глубоких примесей, таких, как Cu, фотопроводимость наблюдается в области более коротких длин волн в средней ИК-области.

На основе явлений собственной и примесной фотопроводимости был разработан ряд фотоприёмников, перекрывающих весь спектр ИК-излучения.

Электроны и дырки, генерируемые при фотопроводимости, являются неравновесными носителями заряда в отличие от равновесных носителей, которые имеются в полупроводнике при данной температуре и находятся в термодинамическом равновесии с решёткой кристалла. Дополнительная проводимость, обусловленная появлением неравновесных носителей заряда при поглощении света веществом, и есть фотопроводимость.

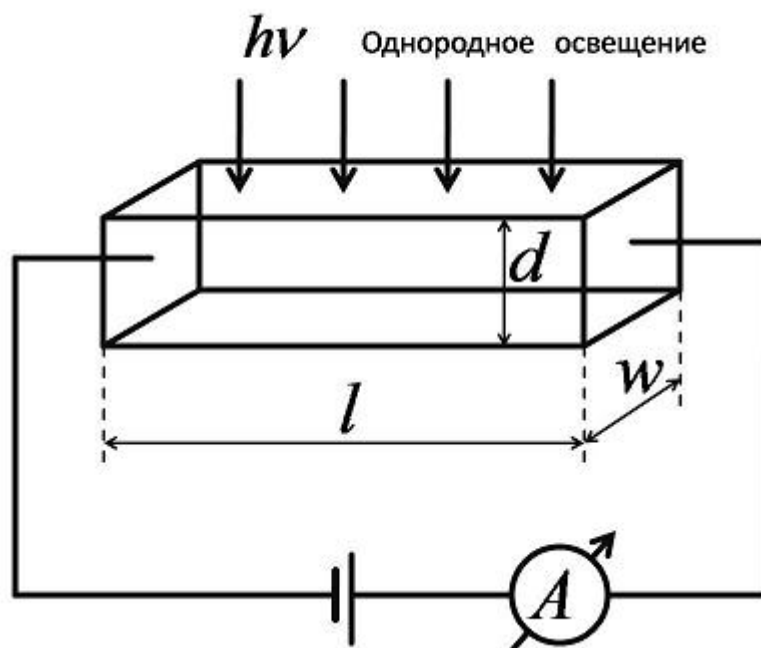


Рис 3. Схема для исследования фотопроводимости

В случае собственного поглощения увеличение проводимости полупроводника за счёт фотогенерации носителей

$$\Delta\sigma = e(\Delta n\mu_n + \Delta p\mu_p) \quad (4)$$

e – элементарный заряд,

Δn и Δp – увеличение концентрации электронов и дырок соответственно за счёт генерации светом электронно-дырочных пар.

Если времена жизни электронов τ_n и дырок τ_p одинаковы, $\Delta n = \Delta p$, в этом случае формула (4) примет вид

$$\Delta\sigma = e\Delta p(1 + b)\mu_p, \quad (5)$$

здесь введено обозначение

$$b = \frac{\mu_n}{\mu_p}. \quad (6)$$

Выбор механизмов, определяющих величину $\Delta\sigma$, зависит от соотношения между концентрациями равновесных (тепловых) носителей n_0 и p_0 и концентрациями неравновесных носителей, созданных падающим светом, Δn и Δp , а также от соотношения толщины образца в направлении падающих лучей d и коэффициента поглощения падающего света веществом α .

1) Рассмотрим сначала ситуацию, когда

$$\Delta n \approx \Delta p \ll n_0 \approx p_0 \quad \text{и} \quad \alpha d \ll 1 \quad (7)$$

Иными словами – коэффициент поглощения мал, а интенсивность падающего света не очень велика. В этом случае за счёт многократного отражения от поверхностей энергия падающего света равномерно распределяется по объёму образца, относительно небольшое число избыточных носителей создаётся во всём объёме образца. В единицу времени в единице объёма вещества поглощается αJ энергии, где J – интенсивность падающего света.

В этом случае

$$\Delta p = \mathcal{R} \tau_p, \quad (8)$$

τ_p – время жизни неравновесных носителей, определяемое их объёмной рекомбинацией,

$\mathcal{R}$ – темп генерации электронно-дырочных пар. Для его оценки введём квантовый выход η – вероятность рождения электронно-дырочной пары при поглощении одного фотона с энергией $h\nu$.

$$\mathfrak{R} = \frac{\alpha J}{h\nu} \eta, \quad (9)$$

Тогда

$$\Delta p = \mathfrak{R} \tau_p = \frac{\alpha J}{h\nu} \eta \tau_p \quad (10)$$

А фототок

$$I_\phi = wd \Delta \sigma E \quad (11)$$

E – напряжённость электрического поля в образце,

w – ширина образца (см. рис 3)

Учитывая (5) и (10), получим

$$I_\phi = wd \mathfrak{R} e \tau_p (1 + b) \mu_p E = \frac{ewd\alpha J}{h\nu} \eta \tau_p (1 + b) \mu_p E \quad (12)$$

Таким образом, при малой концентрации избыточных носителей

$\Delta n \approx \Delta p \ll n_0 \approx p_0$ и если $\alpha d \ll 1$, величина фототока прямо пропорциональна напряжённости E поля в образце (приложенному внешнему напряжению) и прямо пропорциональна интенсивности J падающего света.

Однако, для большинства материалов в области собственного поглощения $\alpha \approx 10^3 - 10^5 \text{ см}^{-1}$ условие $\alpha d \ll 1$ можно выполнить, только используя тонкие плёнки. В этом случае время жизни неравновесных носителей в образце определяется уже не объёмной, а поверхностной рекомбинацией. Концентрация избыточных носителей оказывается существенно меньше, чем оценка, полученная по формуле (10). Из сказанного выше следует, что для фотопроводниковых элементов не нужны, а часто даже нежелательны, высокие значения коэффициента поглощения α , а в первую очередь необходимы большие времена жизни неравновесных носителей.

Рассмотрим теперь, что происходит при очень больших интенсивностях падающего света J , когда $\Delta n \approx \Delta p \gg n_0 \approx p_0$, зависимость Δp и I_ϕ от J определяется преобладающими механизмами рекомбинации неравновесных носителей, которые определяют их время жизни. В часто встречающемся случае излучательной рекомбинации

$$I_\phi \sim \sqrt{\mathfrak{R}} \sim \sqrt{J} \quad (13)$$

2) Если $\alpha d \gg 1$ важную роль начинает играть диффузия неравновесных носителей вглубь образца. Оказывается, что при малых значениях коэффициента поглощения значительная часть носителей генерируется в объёме образца, время их жизни совпадает со временем объёмной рекомбинации τ_p в формуле (12), процесс диффузии идёт

активно, фототок I_Φ растёт с ростом коэффициента поглощения α (с уменьшением длины волны), однако при дальнейшем увеличении α наступает такой момент, когда все носители генерируются вблизи поверхности образца.



Рис 4. Зависимость фототока от длины волны для малых А и больших В скоростей поверхностной рекомбинации

Время жизни их теперь определяется не объёмной, а поверхностной рекомбинацией и поэтому становится значительно меньше. Фототок начинает убывать и постепенно выходит на насыщение. (Кривая В, рис 4)

Прямая пропорциональность фототока интенсивности падающего излучения и приложенному напряжению в этом случае сохраняется

$$I_\Phi \sim J, \quad I_\Phi \sim E \quad (14)$$

Из сказанного ясно, что полная электропроводность складывается из темновой и фотопроводимости:

$$\sigma = \sigma_T + \sigma_\Phi \quad (15)$$

Основными характеристиками фоторезистора являются вольт-амперная, световая и спектральная.

Вольт-амперной характеристикой называется зависимость тока, протекающего через фоторезистор, от величины приложенного напряжения при постоянном световом потоке $I_C = F(U)_{\Phi=const}$

$$I_C = \frac{\sigma S}{l} U = \frac{(\sigma_T + \sigma_\Phi) S}{l} U = I_T + I_\Phi, \quad (16)$$

где

I_C – световой ток;

I_T – темновой ток;

I_Φ – фототок;

$S = wd$ – площадь поперечного сечения фотоэлемента;

l – длина фотоэлемента

Характеристика, снятая при отсутствии освещения, называется **темновой**. Из уравнения (15) видно, что темновая вольт-амперная характеристика является линейной, поскольку при постоянной температуре (ток, протекающий через фоторезистор, не должен приводить к разогреву полупроводникового прибора) электропроводность не зависит от напряжения. Из (12) и (14) следует, что и световая вольт-амперная характеристика должна быть линейной. (Следует отметить, что в области обычно реализуемых освещенностей световой ток намного больше темнового.

Световой характеристикой фоторезистора называется зависимость фототока от интенсивности падающего света при постоянном значении приложенного напряжения

$$I_\Phi = F(J)_{U=const}.$$

Световая характеристика обычно нелинейна. При малых освещенностях $I_\Phi \sim J$ см (12) и (14) При больших освещенностях увеличение фототока отстает от роста интенсивности падающего света, см (13).

Спектральной характеристикой называется зависимость фототока от длины волны при постоянной интенсивности падающего излучения $I_\Phi = F(\lambda)_{J=const, U=const}$

Фототок в собственном полупроводнике появляется, начиная с длины волны λ_0 , соответствующей равенству

$$\frac{hc}{\lambda_0} = \Delta E, \quad (17)$$

где ΔE – ширина запрещенной зоны полупроводника;

λ_0 – край собственного поглощения;

c – скорость света в вакууме.

В таблице (1) приведены значения ширины запрещенной зоны для полупроводников, широко используемых в электронике.

Таблица 1.

Полупроводник	Ge	Si	InSb	GaAs	GaP	CdS	CdSe	PbS
Е, эВ	0,72	1,12	0,17	1,42	2,26	2,42	1,70	0,41

С увеличением энергии фотона в реальной спектральной характеристике фототок быстро достигает максимума, а затем начинает уменьшаться. Это объясняется тем, что с уменьшением λ растет коэффициент оптического поглощения, и вместо объёмной преобладающую роль начинает играть поверхностная рекомбинация. Время жизни неравновесных носителей в этом случае становится заметно меньше, диффузия их вглубь образца затрудняется и фототок ослабевает.

Методика эксперимента

В качестве источников света в лабораторной установке используется набор светодиодов (кластер), излучающих в различных узких диапазонах длин волн. Эти диапазоны лежат в видимой и инфракрасной частях спектра.

На рис. 5 представлена электрическая схема. В качестве источника ЭДС используется генератор регулируемого постоянного напряжения блока ИПС-1, работающий в диапазоне 0.-6,3 В.

Такое включение измерительных приборов позволяет исключить шунтирование вольтметром фоторезистора. При этом в рабочем диапазоне токов влияние внутреннего сопротивления амперметра на показания вольтметра незначительное.

При выполнении работы необходимо учитывать, что в лабораторной установке измеряется не абсолютная, а относительная интенсивность излучения $\frac{I}{J_0}$, где J_0 – некоторая константа, задаваемая измерительным прибором, установить значения которой можно с помощью регулятора.

Рекомендуемое задание к работе

I. Соберите схему, показанную на рис.5.

II. Снимите семейство вольт-амперных характеристик $I = F(U)_{\frac{I}{J_0}=\text{const}, \lambda=\text{const}}$ Рекомендуемые значения длин волн:

- 1) λ_0
- 2) λ_1 или λ_2
- 3) λ_3
- 4) λ_4 или λ_5
- 5) λ_6 или λ_7 .

Для указанных длин волн необходимо снять темновые характеристики: $\left(\frac{I}{J_0} = 0,01\right)$ и соответствующие им световые характеристики $\left(\frac{I}{J_0}\right)$ установите в диапазоне 0,7 – 0,9 и не изменяйте), фототок вычислите как разность светового и темнового токов.

Для того, чтобы добиться максимальной точности измерений снимая световую характеристику для каждой из длин волн выбирайте режим измерения амперметра, темновую характеристику для соответствующей длины волны снимайте в том же режиме.

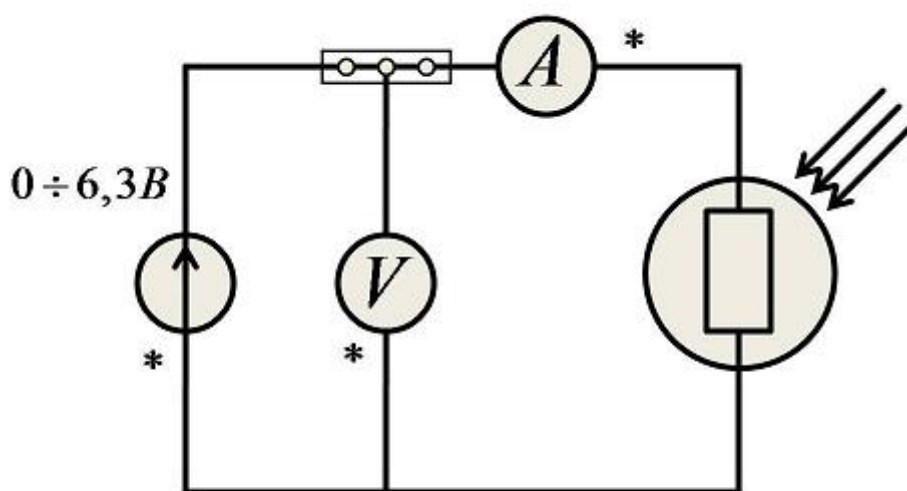


Рис 5. Электрическая схема установки по исследованию фотопроводимости

Заполните приведённый ниже бланк отчёта 1.

БЛАНК ОТЧЁТА 1. Вольт-амперные характеристики фоторезистора.

А) Световой ток.

$\left(\frac{I}{J_0}\right)$ установите в диапазоне 0,7 – 0,9 и не изменяйте)

Выберите режим измерения амперметра. Для этого включите источник λ_i и подайте максимальное напряжение на резистор, выберите нужный диапазон измерений амперметра. В дальнейшем при проведении измерений темнового тока режим измерения не изменяйте. Заполните таблицы 2 и 3.

$$1) \lambda_i = \frac{J}{J_0} =$$

Таблица 2.

U			Изменять с шагом 1В
I_c			

В) *Темновой ток* $\left(\frac{J}{J_0} = 0,01\right)$

$$1) \lambda_i =$$

Таблица 3

U			Изменять с шагом 1В
I_T			Режим измерения амперметра не изменяйте!

Измерения нужно провести для длин волн, указанных в пунктах 1-5, по указанию преподавателя число выбираемых длин волн может быть сокращено.

- 1) λ_0
- 2) λ_1 или λ_2
- 3) λ_3
- 4) λ_4 или λ_5
- 5) λ_6 или λ_7 .

для каждой длины волны заполните такие же таблицы. Для каждой длины волны постройте график. Отрадите на графике темновую и световую характеристики, графически определите их разность и постройте зависимость фототока от напряжения.

III. Снимите семейство световых характеристик $I_\phi = F\left(\frac{J}{J_0}\right)_{U=const, \lambda=const}$

Значение напряжения установите в диапазоне 3 - 6В и больше не изменяйте. Режим измерения амперметра выберите, включив источник с λ_3 .

Длины волн выбирайте те же, что и в пункте II. Не забудьте для каждой длины волны снять величину темнового тока при $\frac{J}{J_0} = 0,01$. Фототок определяйте, как разность светового и темнового токов. Заполните бланк отчёта 2

БЛАНК ОТЧЁТА 2. Световые характеристики фоторезистора.

Выберите режим измерения амперметра. Для этого U установите в диапазоне 3 - 6В и больше при выполнении заданий пунктов III и IV не изменяйте. Включите источник с λ_3 , установите максимально

возможное значение $\frac{J}{J_0}$, выберите режим измерения амперметра.

Заполните таблицу 4.

А) **Световой ток**

$U =$

1) $\lambda_i =$

Таблица 4

$\frac{J}{J_0}$,			Изменять с шагом 0,1
I_c			Режим измерения амперметра не менять!

В) **Темновой ток**

$\frac{J}{J_0} = 0.01$ $I_T =$

Измерения нужно провести для длин волн, указанных в пунктах 1-5, по указанию преподавателя число выбираемых длин волн может быть сокращено.

1) λ_0

2) λ_1 или λ_2

3) λ_3

4) λ_4 или λ_5

5) λ_6 или λ_7 .

IV. Снимите спектральную характеристику фоторезистора

$I_\Phi = F(\lambda) \frac{J}{J_0} = \text{const}, U = \text{const}$. Используйте все источники

излучения ($\lambda_0, \lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_7$). $\frac{J}{J_0}$ установите в диапазоне 0,7 – 0,9.

Значение напряжения установите такое же, как в пункте III.

Диапазон измерения амперметра выберите, включив источник λ_3 .

Не забудьте измерить темновой ток при $\frac{J}{J_0} = 0,01$. Заполните бланк отчёта 3.

БЛАНК ОТЧЁТА 3. Спектральная характеристика фоторезистора.

$\frac{J}{J_0} =$ (установите в диапазоне 0,7-0,9).

$U =$ (U уже установили диапазоне 3 - 6В при выполнении предыдущего задания III, не изменяйте его.)

Включите источник λ_3 , выберите диапазон измерения амперметра.

Заполните таблицу 5.

Таблица 5

λ	λ_0	λ_1	Измерить для всех источников излучения	λ_7
I_C			Режим измерения амперметра не менять!	
I_T			Режим измерения амперметра не менять!	
I_Φ			Вычислить, как $I_C - I_T$	

5. По результатам измерений, проведенных согласно пунктам 2, 3, 4, постройте графики вольт-амперных, световых и спектральной характеристик фоторезистора. Соответствуют ли полученные вами результаты формулам (12), (13), (14)?

6. Определите по спектральной характеристике край собственного поглощения λ_0 . По формуле (17) оцените ширину запрещенной зоны полупроводника ΔE , из которого сделан фоторезистор. Запишите полученное значение в электрон-вольтах.

По виду спектральной характеристики оцените скорость поверхностной рекомбинации в исследуемом вами фоторезисторе (см. рис. 4)

Литература

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Учебное пособие. В 3-х томах. Том 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твёрдого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. Учебное пособие. Гриф МО РФ. – СПб.:Лань, 2016. – 308с.

Лабораторная работа №4

ФОТОДИОД

Цель работы: Изучить работу фотодиода в фотодиодном и вентильном режимах.

Требуемое оборудование

Модульные учебные комплексы:

1. Модульный учебный комплекс МУК-ОК

Приборы:

1. Блок амперметра-вольтметра АВ1 – 1 шт.
2. Стенд с объектами исследования СЗ-ОК01 и источник питания ИПС-1 – 1 комплект.
3. Соединительные провода – 6 шт.

Краткое теоретическое введение

Фотоэффект на p - n -переходе. Рассмотрим контакт p -полупроводника и n -полупроводника (p - n -переход). В области контакта происходит изгиб энергетических зон, приводящий к их взаимному смещению. Это показано на рис.1, где штриховой прямой изображен уровень энергии Ферми (в состоянии термодинамического равновесия положение уровня Ферми в p -области совпадает с его положением в n -области), 1 – дно зоны проводимости, 2 – потолок валентной зоны.

Основными носителями заряда в p -области являются дырки; их концентрация много больше концентрации электронов проводимости. В n -области наблюдается обратная картина: там основными носителями являются электроны проводимости.

Диффузии электронов проводимости из области с высокой их концентрацией (n -области) в область с низкой концентрацией (в p -область) препятствует потенциальный барьер высотой $e\Phi$; Φ – контактная разность потенциалов.

Аналогичное замечание можно сделать относительно диффузии дырок из p -области в n -область. Иными словами, контактная разность потенциалов в p - n -переходе препятствует уходу основных носителей из «своей» области. В то же время она способствует уходу в другую область неосновных носителей.

Предположим теперь, что на p -полупроводник с наружной стороны падает поток фотонов (рис.1,б). Энергия фотонов превышает ширину запрещенной зоны. Фотоны генерируют электроны проводимости и дырки, которые, возникнув, начинают диффундировать через p -область по направлению к p - n -переходу.

Электроны проводимости являются для p -области неосновными носителями, поэтому внутреннее поле в p - n -переходе «втягивает» их в n -область. Что же касается дырок, то они являются для p -области основными носителями, поэтому поле в p - n -переходе задерживает их и возвращает обратно в p -область.

В результате происходит пространственное разделение оптически генерированных электронов и дырок; p -полупроводник приобретает положительный, а n -полупроводник – отрицательный заряд, что эквивалентно возникновению ЭДС.

При этом уровни Ферми в p -области и n -области смещаются друг относительно друга на eE , где E – фотоЭДС; контактная разность потенциалов уменьшается на E (рис.1б).

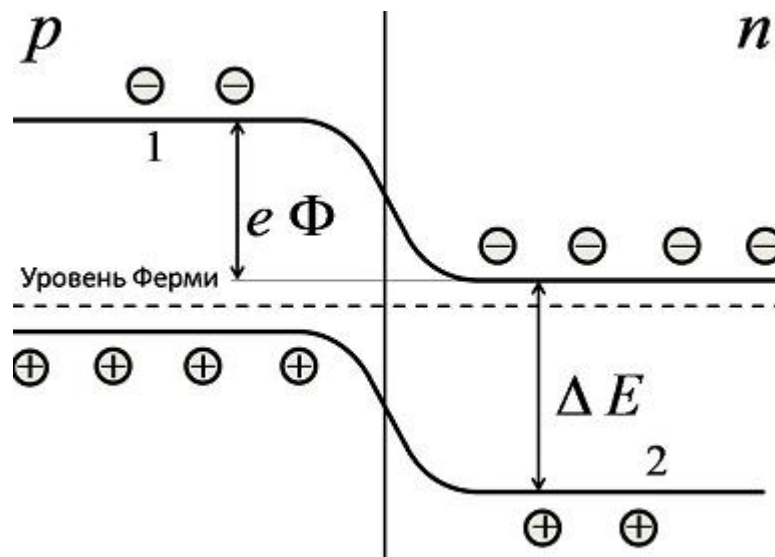


Рис 1 а. Зонная диаграмма фотодиода в темноте

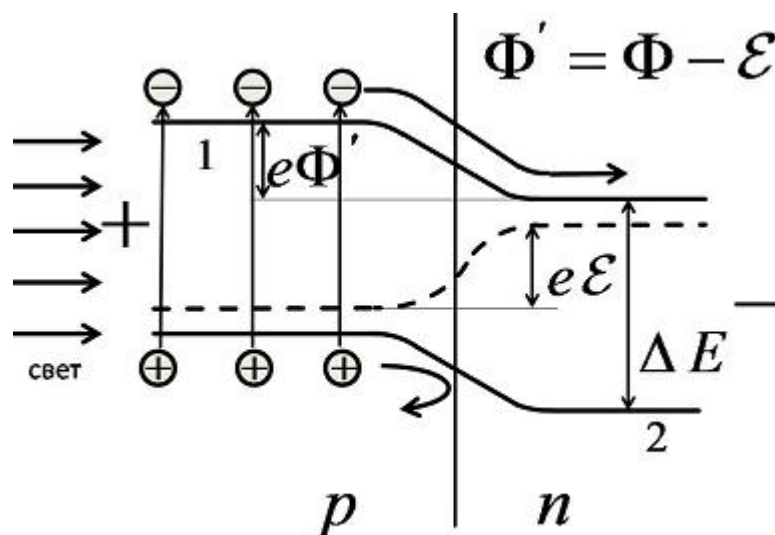


Рис 1б. Зонная диаграмма фотодиода при освещении

Внутренний фотоэффект, проявляющийся в возникновении фотоЭДС, называют также *фотогальваническим* (или *фотовольтаическим*) эффектом. Одним из видов этого эффекта является возникновение *вентильной* (барьерной) фотоЭДС в *p-n*-переходе.

Солнечные элементы. Явление возникновения фотоЭДС в *p-n*-переходе используется на практике для создания *солнечных элементов*, превращающих энергию излучения Солнца в электрическую энергию. Из солнечных элементов собирают солнечные батареи, применяемые в качестве источников питания различных наземных и космических объектов.

Большое практическое применение находят солнечные элементы на

основе кремния (точнее говоря, на основе контакта $p-Si$ и $n-Si$); КПД этих элементов достигает 15 %. Применяются также элементы на основе арсенида галлия ($GaAs$). Имея несколько более низкий КПД, они в то же время характеризуются большей стойкостью к радиационным повреждениям.

Если фотодиод подключить в обратном направлении, то в отсутствие освещения через прибор протекает обычный обратный ток, обусловленный малым количеством неосновных носителей заряда, имеющих тепловое происхождение. При освещении, например, дырочной области полупроводника в фотодиоде генерируются электронно-дырочные пары. В результате диффузии дырки (основные носители) уходят либо к омическому контакту, либо на поверхность и там рекомбинируют. Электроны же (неосновные носители) диффундируют к переходу и втягиваются полем $p-n$ -перехода в электронную область прибора, значительно увеличивая величину обратного тока. Фототок при этом определяется в основном концентрацией неосновных носителей заряда, то есть определяется интенсивностью света, а не приложенным обратным напряжением.

Методика эксперимента

В качестве источников света в лабораторной установке используется набор светодиодов (кластер), излучающих в различных узких диапазонах длин волн. Эти диапазоны лежат в видимой и инфракрасной частях спектра.

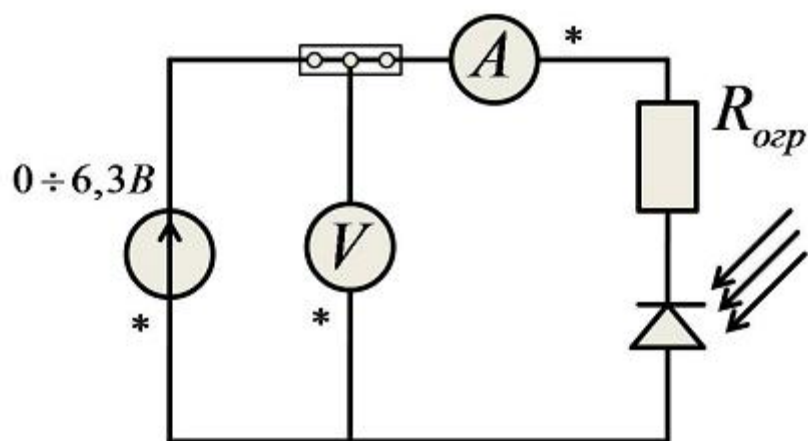


Рис 2. Рабочая схема для исследования фотодиодного режима

На рис. 2 представлена электрическая схема для исследования

фотодиодного режима. В качестве источника ЭДС используется генератор регулируемого постоянного напряжения блока ИПС1, работающий в диапазоне 0..6,3 В. Такое включение измерительных приборов позволяет исключить шунтирование вольтметром диода. При этом в рабочем диапазоне токов влияние внутреннего сопротивления амперметра на показания вольтметра незначительное.

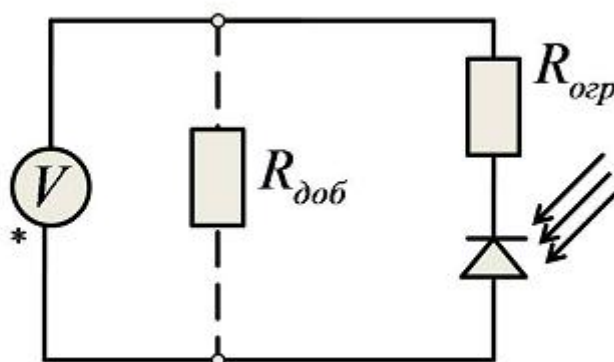


Рис 3. Рабочая схема для исследования вентильного режима

На рис. 3 представлена электрическая схема для исследования вентильного режима фотодиода. Резистор необходим для того, чтобы исключить возможное детектирование сигнала наводки на провода собранной схемы. Если входное сопротивление вольтметра около 1Мом, то данный резистор можно и не ставить.

При выполнении работы необходимо учитывать, что в лабораторной установке устанавливается не абсолютная, а относительная интенсивность излучения J/J_0 . Где J_0 некоторая константа, задаваемая измерительным прибором. Её величину можно устанавливать с помощью регулятора.

Рекомендуемое задание к работе

Исследование фотодиодного режима.

1. Соберите схему рис.2.
2. Исследуйте зависимость фототока от длины волны излучения. Для этого установите напряжение порядка 5-6В, $\frac{J}{J_0} = 0,8 - 1$. Установите режим измерения вольтметра 20В, режим измерения амперметра 20мкА. Исследуйте зависимость темнового и светового токов от длины волны излучения. Заполните таблицу 1.

Таблица 1.

$U = \quad V$ (установите в диапазоне 5-6 В), $\frac{J}{J_0} = \quad$ (установите в диапазоне 0.8-1)

Измерить	λ , нм			
	$I_{\text{свет}}$, мкА			
	$I_{\text{темн}}$, мкА			
Вычислить	$I_{\text{фото}}$, мкА			

Вычислите фототок как разность светового и темнового токов. Постройте график этой зависимости.

Внимание! Амперметр работает на пороге чувствительности. Проводя каждое измерение, усредняйте его показания по времени.

3. Для длины волны с наибольшим током (это λ_6) исследуйте зависимость фототока от напряжения для двух-трёх значений интенсивностей. Для этого измерьте зависимость темнового и светового токов от напряжения. Для каждого значения интенсивности заполните таблицу 2. Вычислите фототок как разность светового и темнового токов. Поскольку при регулировке напряжения сложно выставить одни и те же значения напряжения при измерении темнового и светового токов, разность значений светового и темнового токов можете вычислить графически, или методом компьютерной аппроксимации результатов.

Таблица 2

$\lambda = \lambda_6$, $\frac{J}{J_0} = \quad$ (установите то же значение, что в пункте 1, при повторном заполнении таблицы ещё 1-2 значения из диапазона 0.7-1.2).

Измерить	U , В	Изменять с шагом 0,5 В		
	$I_{\text{свет}}$, мкА			
	$I_{\text{темн}}$, мкА			
Вычислить	$I_{\text{фото}}$, мкА			

Постройте график зависимости фототока от напряжения.

Убедитесь, что фототок практически не зависит от напряжения.

4. Установите напряжение порядка 5-6В. Исследуйте зависимость фототока от интенсивности излучения. Для этого измерьте зависимость темнового и светового токов от интенсивности излучения. Вычислите фототок как разность светового и темнового токов. Поскольку при регулировке интенсивности $\frac{J}{J_0}$ сложно выставить одни и те же значения при измерении темнового и светового токов, разность значений светового

и темнового токов можете вычислить графически, или методом компьютерной аппроксимации результатов.

Заполните таблицу 3.

Таблица 3

$U =$ В (установите в диапазоне 5-6 В)

$\lambda =$ нм (выберите в пределах $\lambda_4 = \lambda_7$)

Измерить	$\frac{J}{J_0}$	Изменять с шагом 0,1		
	$I_{\text{свет}}, \text{мкА}$			
	$I_{\text{темн}}, \text{мкА}$			
Вычислить	$I_{\text{фото}}, \text{мкА}$			

Постройте график. Убедитесь в линейности этой зависимости.

Исследование вентиляного режима.

1. Соберите схему рис.3. Установите предел измерения вольтметра 2В.
2. Измерьте зависимость фотоЭДС от интенсивности для двух длин волн.

Таблица 4

$U =$ В (установите в диапазоне 5-6 В).

$\lambda =$ нм (выберите в пределах $\lambda_4 = \lambda_7$).

Измерить	$\frac{J}{J_0}$	Изменять с шагом 0,1		
	E, В			

3. Постройте графики полученных зависимостей.

4. Для максимальной интенсивности излучения $\left(\frac{J}{J_0} = 1.1 - 1.2\right)$ измерьте зависимость фотоЭДС от длины волны. Заполните таблицу 5.

Таблица 5.

$\lambda =$ нм (выберите в пределах $\lambda_4 = \lambda_7$).

$\frac{J}{J_0} =$ (установите в диапазоне $\frac{J}{J_0} = 1.1 - 1.2$).

Измерить	$\lambda, \text{нм}$			
	E, В			

Постройте график этой зависимости.

Литература

3. Иродов И.Е. Квантовая физика. Основные законы: Учеб. пособие для вузов. – М.: Лаборатория Базовых Знаний, 2014. – 272с.

Лабораторная работа №5

КОНТАКТНАЯ РАЗНОСТЬ ПОТЕНЦИАЛОВ

Цель работы: Определить контактную разность потенциалов и температуру электронного газа, исследуя ВАХ вакуумного диода.

Требуемое оборудование

Модульно-учебные комплексы.

1. Модульный учебный комплекс МУК-ОК

Приборы:

1. Блок амперметра-вольтметра АВ1 – 1шт.

2. Стенд с объектами исследования СЗ-ОК01 и источник питания ИПС1 – 1 комплект

3. Проводники 6-60 см – 8шт.

Краткое теоретическое введение

Принцип работы любой электронной лампы заключается в том, что между ее катодом (эмиттером) и анодом (коллектором) создается электрическое поле, под воздействием которого находятся эмитированные катодом электроны. Создавая поле, ускоряющее или замедляющее электроны при их движении к аноду, можно управлять электрическим током, протекающим через лампу.

В настоящей лабораторной работе используется вакуумный диод. Он представляет собой электронную лампу, имеющую два электрода: подогреваемый электрической спиралью катод и анод. Эмитированные из нагретого катода электроны, достигая анода, создают электрический ток, протекающий через вакуумное пространство диода.

В вакуумном диоде зависимость силы тока анода I_A от величины задерживающего отрицательного напряжения U_A между катодом и анодом при температуре катода T имеет вид

$$I_A = I_\varepsilon \exp\left(\frac{eU_A}{kT}\right), \quad (1)$$

где – постоянная Больцмана;

I_ε – сила тока при нулевом напряжении между катодом и анодом;

e – элементарный электрический заряд.

Методика эксперимента

Определение разности потенциалов и температуры катода осуществляется с помощью электрической схемы, изображённой на рис 1. Основным элементом схемы является вакуумный диод (1).

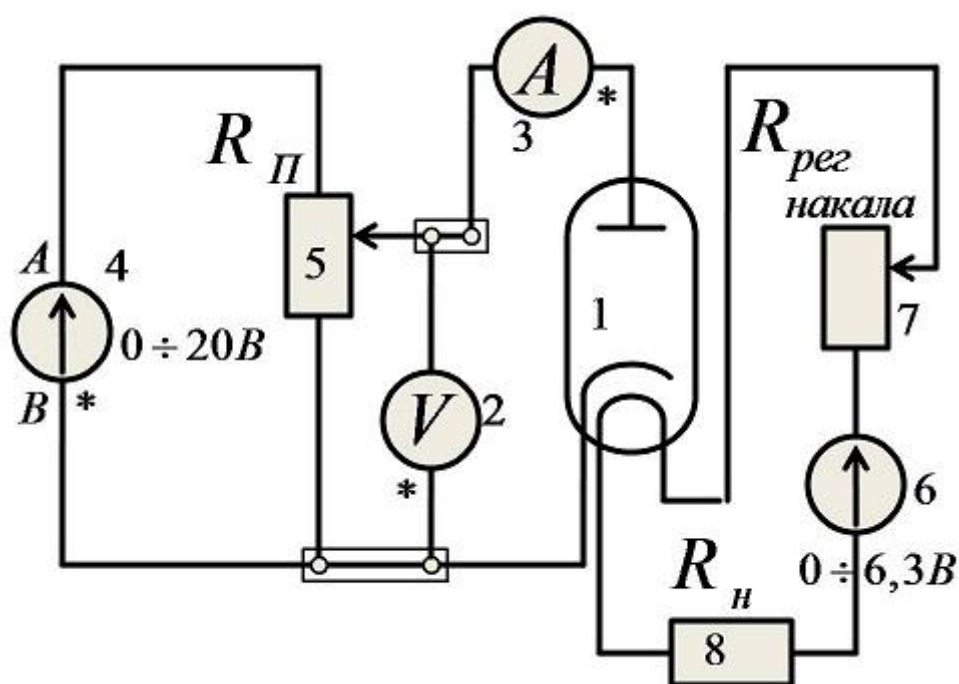


Рис. 1. Рабочая схема

Сила анодного тока измеряется микроамперметром (3), а напряжение между катодом и анодом U_V – вольтметром (2). Разность потенциалов между катодом и анодом создается с помощью генератора напряжения (4). Путем переключения проводников «А» и «В» на выходе генератора напряжения (4) можно создать на аноде как положительный, так и отрицательный потенциал относительно катода. Регулировка этого напряжения осуществляется переменным резистором R_{Π} (5) (рис 2). Нагрев (накал) катода осуществляется с помощью спирали (нити) из тугоплавкого металла, помещенной внутрь катода, электрический ток через которую поддерживает генератор напряжения (6).



Рис. 2. Регулировка напряжения накала.

Сила тока накала, а, следовательно, температура катода изменяется переменным резистором (7) (рис 3), резистор R_n (8) ограничивает максимальный ток накала.

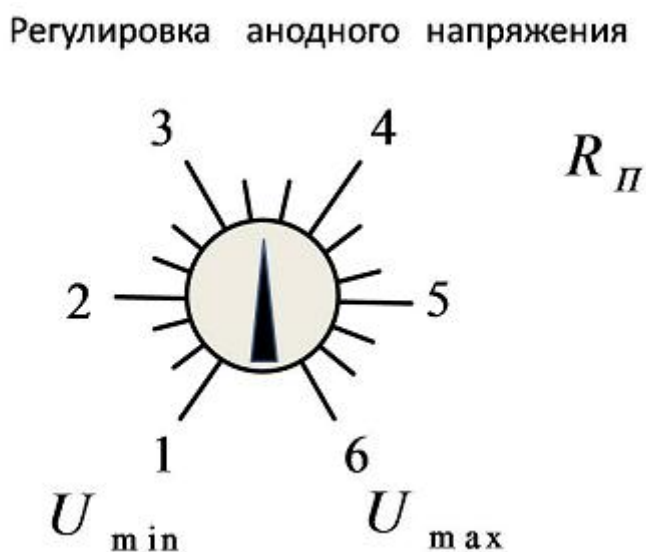


Рис. 3 Регулировка анодного напряжения

Контактная разность потенциалов. Важно отметить, что вольтметр измеряет не истинное значение напряжения между катодом и анодом U_A , а только напряжение U_V , задаваемое генератором. Между тем, на потенциал анода оказывает существенное влияние, так называемая, контактная разность потенциалов $U_{\text{конт}}$. Ее возникновение связано с тем, что катод и анод электронной лампы сделаны из различных материалов. Эти вещества, даже при одинаковых внешних условиях, отличаются друг от друга

значением химического потенциала свободных носителей заряда. При соединении катода и анода любыми промежуточными проводниками между ними в силу указанных различий происходит диффузия свободных носителей заряда, которая вначале носит неравновесный характер, т. е. из вещества с большим значением химического потенциала в вещество с меньшим значением химического потенциала переходит больше носителей заряда, чем наоборот. Этот процесс продолжается до установления равновесного состояния, при котором значения химических потенциалов становятся одинаковыми. В результате один из электродов теряет, а другой получает электроны и между катодом и анодом устанавливается контактная разность потенциалов, которая изменяется при нагревании катода. Следует отметить, что обычно анод приобретает за счет контактной разности потенциалов отрицательный потенциал относительно катода.

Из сказанного следует, что истинное напряжение U_A между катодом и анодом определяется алгебраической суммой напряжения U_V , которое измеряется вольтметром, и контактной разности потенциалов $U_{\text{конт}}$:

$$U_A = U_V + U_{\text{конт}} \quad (2)$$

Это в свою очередь означает, что нулевое истинное напряжение между катодом и анодом $U_A = 0$ наблюдается, когда напряжение, измеренное вольтметром, равно по величине и противоположно по знаку контактной разности потенциалов:

$$U_A = 0 \quad \text{при} \quad U_V = -U_{\text{конт}} \quad (3)$$

Определение температуры T . Экспериментальное определение температуры и одновременное определение контактной разности потенциалов можно осуществить, пользуясь следующей методикой.

Прологарифмируем выражение (1):

$$\ln I_A = \ln I_\varepsilon + \frac{e}{kT} U_A \quad (4)$$

Из полученного выражения (4) видно, что при $I_\varepsilon = \text{const}$, график зависимости $\ln I_A$ от U_A является линейным, причем коэффициент наклона графика обратно пропорционален температуре.

Следовательно, измерив силу тока через лампу при различных напряжениях между катодом и анодом и построив график этой зависимости, по тангенсу угла наклона графика находим температуру электронного газа

$$tg\alpha = \frac{\Delta(\ln I_A)}{\Delta(U_A)} = \frac{e}{kT} \quad (5)$$

Формула (5) справедлива только для определённого диапазона отрицательных анодных напряжений. При положительных напряжениях на аноде (ускоряющее поле) рост анодного тока замедляется, а в режиме насыщения почти прекращается, при этом зависимость $\ln I_A = f(U)$ сохраняет линейный характер.

Определение $U_{\text{конт}}$. Как указывалось выше, истинное анодное напряжение является алгебраической суммой напряжений U_V и $U_{\text{конт}}$ (2). Поэтому излом прямой $\ln I_A = f(U)$ наступает при выполнении условия (3), то есть в точке перехода от тормозящего поля к полю ускоряющему. Значит, построив график $\ln I_A = f(U_V)$ (рис.4), по наклону прямой $a-b$ (участок тормозящего поля) находим, пользуясь формулой (5), температуру электронного газа, а по точке излома прямых $a-b$ и $c-d$, пользуясь формулой (3), находим контактную разность потенциалов.

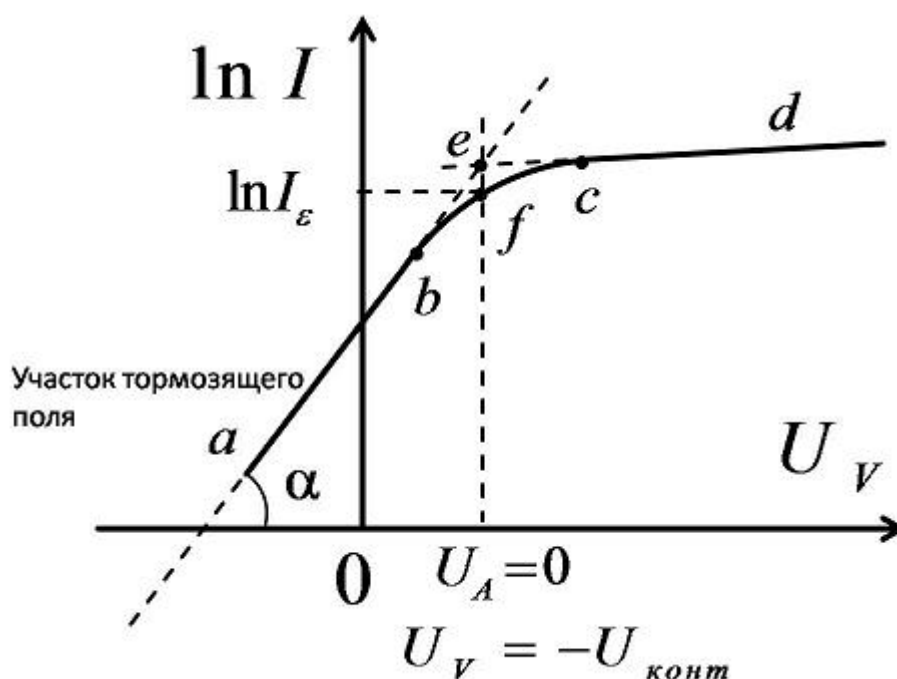


Рис. 4. Графическое определение контактной разности потенциалов

Изменение наклона линейной зависимости при переходе от тормозящего к ускоряющему полю происходит не скачком, а постепенно (участок $b-f-c$). Поэтому для определения точки, которая соответствует нулевому значению истинного напряжения $U_A = 0$, необходимо экстраполировать прямолинейные участки графика $a-b$ и $c-d$ до их пересечения в точке e .

Рекомендуемое задание к работе

1. Соберите схему измерений (рис.1). Установите регулятор напряжения накала в положение от 5 до 6 (рис 2). Выберите режим измерения вольтметра – 200 В, а режим измерения амперметра – 200 мА. Все измерения проводите через 3 мин после включения генератора.
2. Снимите прямую и обратные ветви зависимости силы анодного тока I_A от напряжения U_V меняя напряжение грубо выходным потенциометром источника и плавно резистором R_{II} через 1-2 В. Для того чтобы внутреннее сопротивление вольтметра, подключенного параллельно диоду, не вносило существенную погрешность в измеряемую микроамперметром силу анодного тока, начинайте измерения с токов не меньших 5 мкА. Заполните таблицу 1.

Таблица 1.

Прямая ветвь	Измеряемые величины	$U_V, В$			
		$I_A, мк А$			
	Вычислить	$\ln I_A$			
Обратная ветвь	Измеряемые величины	$U_V, В$			
		$I_A, мк А$			
	Вычислить	$\ln I_A$			
	Вычислить	$T_{\text{катода}} = \quad К$			
	Вычислить	$U_{\text{конт}} = \quad В$			

3. Повторите измерения. Всего нужно провести 5-7 серий измерений, последовательно увеличивая накал. Регулятор напряжения накала устанавливайте в интервале от 5 до 11 (рис 2). Для каждой серии измерений заполните таблицу 1.
4. Для каждой серии измерений постройте график зависимости $\ln I_A = f(U)$.
5. Путем экстраполяции прямолинейных участков графика до их пересечения найдите точку e (см. рис.4), а по ней, пользуясь формулой (3), определите знак и величину контактной разности потенциалов $U_{\text{конт}}$. Оцените её погрешность.
6. Определите тангенс угла наклона графика в области тормозящего поля и по формуле (5) вычислите температуру катода и электронного газа вокруг него, оцените погрешность определения температуры.
7. Постройте график зависимости контактной разности потенциалов от температуры катода $U_{\text{конт}}(T)$.

Литература

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Учебное пособие. В 3-х томах. Том 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твёрдого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. Учебное пособие. Гриф МО РФ.– СПб.:Лань, 2016. –308с.
2. Детлаф А. А., Яворский Б. М. Курс физики: учебное пособие для вузов – 8-е изд., стер. – М. : Издательский центр "Академия", 2009. – 720с.

Лабораторная работа №6

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПО СКОРОСТЯМ ПРИ ТЕРМОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

Цель работы: Определить контактную разность потенциалов и температуру электронного газа, исследуя ВАХ вакуумного диода. Оценить справедливость формулы Ричардсона-Дешмана и предположения о максвелловском распределении эмитированных электронов по скоростям для данной электронной лампы.

Требуемое оборудование

Модульные учебные комплексы:

1. Модульный учебный комплекс МУК-ОК

Приборы: Приборы:

1. Блок амперметра-вольтметра АВ1 – 1шт.
2. Стенд с объектами исследования СЗ-ОК01 и источник питания ИПС1 – 1 комплект
3. Проводники 6-60 см – 8шт.

Краткое теоретическое введение

В настоящей лабораторной работе используется вакуумный диод. Он представляет собой электронную лампу, имеющую два электрода: подогреваемый электрической спиралью катод и анод. Эмитированные из нагретого катода электроны, достигая анода, создают электрический ток, протекающий через вакуумное пространство диода.

В приложении к предыдущей работе показано, что в вакуумном диоде зависимость силы тока анода I_A от величины задерживающего отрицательного напряжения U_A между катодом и анодом при температуре

катода T имеет вид:

$$I_A = I_\varepsilon \exp\left(\frac{eU_A}{kT}\right), \quad (1)$$

где k – постоянная Больцмана;

I_ε – сила тока при нулевом напряжении между катодом и анодом;

e – элементарный электрический заряд.

Если в ходе эксперимента будет доказано, что отношение сил токов $\frac{I_A}{I_\varepsilon}$ действительно, как это предсказывается формулой (1), равно $\exp\left(\frac{eU_A}{kT}\right)$ при любых значениях тормозящего напряжения U_A можно сделать вывод о правильности предположений, которые привели к формуле (1):

- 1) газ электронов, эмитированных из нагретого катода, подчиняется распределению Максвелла для температуры катода;
- 2) потенциальный барьер, который преодолевают электроны на их пути к аноду, не изменяет характер распределения.

Методика измерений

Схема измерений. Для проверки соотношения (1) необходимо измерить зависимость силы тока I_A от напряжения U_A при различных температурах T , которые также необходимо измерить. Все это можно сделать с помощью электрической схемы изображенной на рис.1. Основным элементом схемы является вакуумный диод (1).

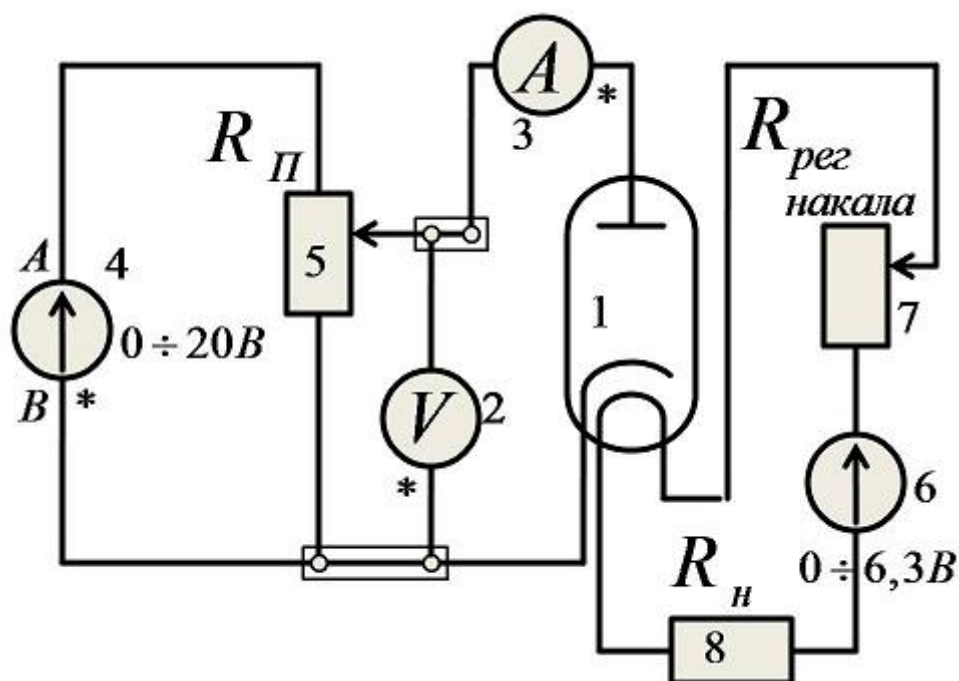


Рис. 1 Рабочая схема

Сила анодного тока измеряется микроамперметром (3), а напряжение между катодом и анодом U_V – вольтметром (2). Разность потенциалов между катодом и анодом создается с помощью генератора напряжения (4). Путем переключения проводников «А» и «В» на выходе генератора напряжения (4) можно создать на аноде как положительный, так и отрицательный потенциал относительно катода. Регулировка этого напряжения осуществляется переменным резистором R_{Π} (5) (рис 2). Нагрев (накал) катода осуществляется с помощью спирали (нити) из тугоплавкого металла, помещенной внутрь катода, электрический ток через которую поддерживает генератор напряжения (6). Сила тока накала, а, следовательно, температура катода изменяется переменным резистором (7) (рис 3), резистор R_n (8) ограничивает максимальный ток накала.



Рис. 2. Регулировка напряжения накала

Регулировка анодного напряжения

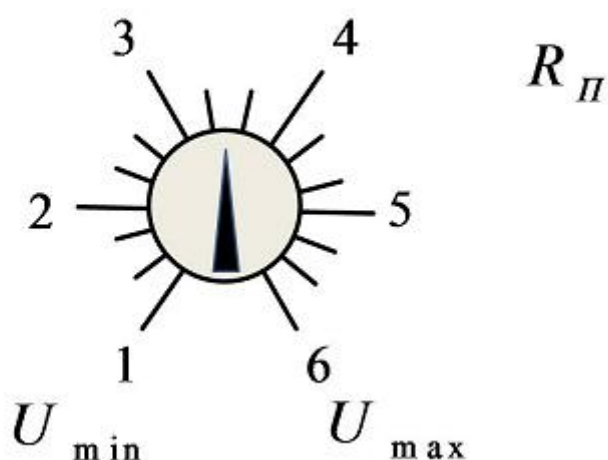


Рис. 3. Регулировка анодного напряжения.

При выполнении лабораторной работы "Контактная разность потенциалов" для вакуумного диода была определена зависимость контактной разности потенциалов $U_{\text{конт}}$ от температуры катода T , которая равна температуре газа эмитированных электронов. Эти результаты следует использовать при выполнении данной лабораторной работы.

Рекомендуемое задание к работе

1. Соберите схему (рис.1). Установите регулятор напряжения накала в положение от 5 до 6 (рис 2). Все измерения проводите через 3 мин после включения генератора.
2. Снимите прямую и обратные ветви зависимости силы анодного тока I_A от напряжения U_V , меняя напряжение грубо выходным потенциометром источника и плавно резистором R_{Π} через 1-2В. Для того чтобы внутреннее сопротивление вольтметра, подключенного параллельно диоду, не вносило существенную погрешность в измеряемую микроамперметром силу анодного тока, начинайте измерения с токов не меньших 5мкА. Заполните таблицу 1.

Таблица 1.

Прямая ветвь	Измеряемые величины	$U_V, \text{В}$			
		$I_A, \text{мкА}$			
	Вычислить	$\ln I_A$			
Обратная ветвь	Измеряемые величины	$U_V, \text{В}$			
		$I_A, \text{мкА}$			
	Вычислить	$\ln I_A$			

3. Повторите измерения. Всего нужно провести 5-7 серий измерений, последовательно увеличивая накал. Регулятор напряжения накала устанавливайте в интервале от 5 до 11 (рис 2). Для каждого напряжения накала заполните таблицу 1.

3. Вычислите и внесите в таблицу $\ln I_A$.

4. Постройте график зависимости $\ln I_A = f(U_V)$.

5. Вычислите истинное напряжение между катодом и анодом U_A :

$U_A = U_V + U_{\text{конт}}$, где $U_{\text{конт}}$ – контактная разность потенциалов.

Расчет $U_{\text{конт}}$ подробно приведен в лабораторной работе №5 "Контактная разность потенциалов". Вычисления достаточно сделать только для отрицательных значений U_A .

6. Определите, с помощью графика или по таблице измерений, силу тока I_{ε} , которая соответствует нулевому значению истинного напряжения U_A .

7. Определите тангенс угла наклона графика в области тормозящего поля и по формуле (5 работы №5) вычислите температуру катода и электронного газа вокруг него, оцените погрешность определения температуры.
8. Для отрицательных значений U_A , зная температуру электронного газа, вычислите $\exp\left(\frac{eU_A}{kT}\right)$
9. Для отрицательных значений U_A , зная I_ε , вычислите отношения $\frac{I_A}{I_\varepsilon}$.
10. Сравните численные значения $\frac{I_A}{I_\varepsilon}$ и $\exp\left(\frac{eU_A}{kT}\right)$, сделайте выводы.
11. Проанализируйте полученные результаты.

Литература

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Учебное пособие. В 3-х томах. Том 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твёрдого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. Учебное пособие. Гриф МО РФ. – СПб.:Лань, 2016. – 308с.
2. Детлаф А. А., Яворский Б. М. Курс физики: учебное пособие для вузов – 8-е изд., стер. – М. : Издательский центр "Академия", 2009. – 720с.
3. Иродов И.Е. Квантовая физика. Основные законы: Учеб. пособие для вузов. – М.: Лаборатория Базовых Знаний, 2014. – 272с.

ПРИЛОЖЕНИЕ К РАБОТАМ “КОНТАКТНАЯ РАЗНОСТЬ ПОТЕНЦИАЛОВ” И “РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПО СКОРОСТЯМ ПРИ ТЕРМОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ”

В квантовой теории показано [3], что электронный газ, находящийся в равновесном состоянии, подчиняется статистике Ферми-Дирака

$$f_F = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) + 1} \quad (1)$$

где f_F – среднее число электронов, находящихся в состоянии с энергией E при температуре T и значении энергии уровня Ферми E_F .

Используя законы квантовой механики можно показать, что плотность квантовых состояний $g(E)$ при энергии E , массе частицы m и объеме тела V определяется выражением

$$g(E) = \frac{d\nu(E)}{dE} = 2 \frac{V}{4\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E} \quad (2)$$

где $d\nu(E)$ – количество квантовых состояний в узком диапазоне энергий от E до $E + dE$. В формуле учтено, что в каждом энергетическом состоянии могут находиться два электрона, обладающих спинами разных знаков.

Число электронов, находящихся в этих состояниях, определяется выражением

$$dN(E) = f_F \cdot g(E) dE \quad (3)$$

где f_F и $g(E)$ можно вычислить по формулам (1) и (2) соответственно.

В теории электронной эмиссии, кроме распределения по энергиям (3), для вычисления эмиссионного тока важно знать распределение электронов по скоростям. Сделав в (3) замены

$$E = \frac{mv^2}{2},$$

$$dE = mv dv,$$

$$E_F = \frac{mv_F^2}{2},$$

получим

$$dN(v) = \frac{8\pi V m^3}{h^3} \cdot \frac{v^2 dv}{\exp \left[\frac{m}{2kT} (v^2 - v_F^2) \right] + 1} \quad (4)$$

Отсюда, учитывая, что в пространстве скоростей величина $4\pi v^2 dv$ равна объему шарового слоя, которому соответствует число электронов $dN(v)$, получим число электронов в элементе объема этого пространства $dv_x dv_y dv_z$:

$$\begin{aligned} dN(dv_x dv_y dv_z) &= \frac{8\pi V m^3}{h^3} \cdot \frac{v^2 dv}{\exp \left[\frac{m}{2kT} (v^2 - v_F^2) \right] + 1} \cdot \frac{dv_x dv_y dv_z}{4\pi v^2 dv} = \\ &= \frac{2V m^2}{h^3} \cdot \frac{dv_x dv_y dv_z}{\exp \left[\frac{m}{2kT} (v^2 - v_F^2) \right] + 1}. \end{aligned}$$

Для того чтобы получить распределение электронов по одной компоненте скорости, проинтегрируем полученное выражение по v_y и v_z в пределах от $-\infty$ до $+\infty$:

$$dN(v_x) = \frac{2Vm^3}{h^3} dv_x \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dv_y dv_z}{\exp \left[\frac{m}{2kT} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 - v_F^2) \right] + 1}$$

Результат интегрирования имеет вид

$$dN(v_x) = \frac{4\pi m^2 V kT}{h^3} \cdot \ln \left\{ 1 + \exp \left[\frac{m}{2kT} (v_F^2 - v_x^2) \right] \right\} dv_x$$

Отсюда получим число электронов, попадающих за единицу времени на единичную площадь, скорость которых лежит в диапазоне от v_x до $v_x + dv_x$ [1]:

$$dv(v_x) = \frac{4\pi m^2 kT}{h^3} v_x \cdot \ln \left\{ 1 + \exp \left[\frac{m}{2kT} (v_F^2 - v_x^2) \right] \right\} dv_x \quad (5)$$

Работа выхода

Выходу свободных электронов за пределы вещества препятствует электрическое поле, действующее в узкой области вблизи поверхности и создающее потенциальный барьер.

Для металлов возникновение поверхностного потенциального барьера объясняется, во-первых, действием индуцированного положительного заряда поверхности, которую покинул отрицательный электрон (так называемые, силы зеркального изображения), и, во-вторых, действием двойного электрического слоя, существующего на границе металл-вакуум благодаря электронному облаку у поверхности металла.

В диэлектриках возникновение потенциального барьера объясняется поляризацией молекул диэлектрика электрическим полем электрона, вылетающего в вакуум.

У полупроводников, кроме отмеченных выше механизмов, важную роль играют, так называемые, поверхностные состояния. Возможны ситуации, когда поверхность полупроводника будет отдавать электроны в объем вещества и, следовательно, заряжаться положительно, либо, наоборот, захватывать электроны из объема и заряжаться отрицательно. При этом возникает электрический поверхностный потенциал, величина и знак которого могут, в разных ситуациях, как затруднить, так и существенно облегчить выход электрона из полупроводника в вакуум.

Минимальная энергия, которой должен обладать электрон, чтобы, преодолев потенциальный барьер у поверхности вещества, оказаться в

вакууме, имея нулевую кинетическую энергию, называется работой выхода электрона из данного вещества.

Плотность термоэлектронного тока

Если число электронов, выходящих изнутри катода через единичный по площади участок поверхности за единицу времени, равно N_ε , то плотность тока будет равна

$$j_e = eN_\varepsilon, \quad (6)$$

где e – элементарный заряд.

Если W_a – высота потенциального барьера у поверхности катода электронной лампы, то те электроны, для которых выполняется условие

$$\frac{mv_x^2}{2} \geq W_a \quad (7)$$

преодолеют потенциальный барьер и окажутся эмитированными. (Считаем, что ось X направлена перпендикулярно плоской поверхности катода в сторону анода). Значит, к аноду будут двигаться только электроны, скорость которых больше

$$v_x = \sqrt{\frac{2W_a}{m}}$$

Для вычисления N_ε воспользуемся формулой (5), которую необходимо проинтегрировать с учетом условия (7)

$$N_\varepsilon = \frac{4\pi m^2 kT}{h^3} \int_{\sqrt{\frac{2W_a}{m}}}^{\infty} v_x \cdot \ln \left\{ 1 + \exp \left[\frac{m}{2kT} (v_F^2 - v_x^2) \right] \right\} dv_x$$

Поскольку величина

$$Z = \exp \left[\frac{m}{2kT} (v_F^2 - v_x^2) \right] \ll 1,$$

можно воспользоваться разложением логарифма в ряд

$$\ln(1 + Z) = Z + \frac{Z^2}{2} + \frac{Z^3}{3} + \dots,$$

ограничившись первым членом:

$$N_{\varepsilon} = \frac{4\pi m^2 kT}{h^3} \int_{\sqrt{\frac{2W_a}{m}}}^{\infty} v_x \exp\left[\frac{E_F}{kT} - \frac{mv_x^2}{2kT}\right] dv_x = \frac{4\pi m k^2}{h^3} T^2 \exp\left[-\frac{W_a - E_F}{kT}\right]$$

$$= \frac{4\pi m k^2}{h^3} T^2 \exp\left[-\frac{W_{\varepsilon\phi}}{kT}\right] \quad (8)$$

Величина $W_{\varepsilon\phi} = W_a - E_F$ называется эффективной работой выхода.

Используя для величины N_{ε} выражение (8), получим следующее выражение для плотности термоэлектронного тока:

$$j_{\varepsilon} = e \frac{4\pi m k^2}{h^3} T^2 \exp\left[-\frac{W_{\varepsilon\phi}}{kT}\right] = AT^2 \exp\left[-\frac{W_{\varepsilon\phi}}{kT}\right], \quad (9)$$

где

$$A = \frac{4\pi m k^2 e}{h^3} = 120 \cdot 10^4 \frac{A}{M^2 K^2}.$$

Выражение (9) называется формулой Ричардсона-Дешмана.

Согласно законам квантовой механики электрон, пролетающий область потенциального барьера, имеет отличную от нуля вероятность отразиться от барьера, даже если для него выполняется условие (7). Как показывает расчет, для реально существующего потенциального барьера, имеющего форму монотонно возрастающей функции от координаты X , коэффициент прозрачности барьера D близок к единице: $D > 0,95$ для металла. Следовательно, строго говоря, плотность термоэлектронного тока с учетом квантового эффекта отражения следует записывать в виде формулы

$$j_{\varepsilon} = DAT^2 \exp\left[-\frac{W_{\varepsilon\phi}}{kT}\right], \quad (10)$$

где D – коэффициент прозрачности барьера.

Распределение эмитированных электронов

Электроны в катоде, способные к эмиссии, принадлежат к числу наиболее быстрых. Для быстрых электронов распределение в квантовой статистике при температуре $T \gg 0K$ совпадает с классическим распределением Максвелла. Важно выяснить, сохраняется ли это распределение после того, как электроны преодолели потенциальный барьер.

Обозначим скорость электронов в направлении оси X после преодоления барьера u_x . Тогда

$$\frac{mv_x^2}{2} - W_a = \frac{mu_x^2}{2}, \quad (11)$$

где W_a – высота потенциального барьера.

Из (11) следует

$$v_x dv_x = u_x du_x, \quad (12)$$

Тогда, переходя в формуле (5) к переменной u_x , применяя разложение логарифма в ряд, как это делалось при выводе формулы (8), используя (11), (12), а, также учитывая отражение от барьера, получим формулу для числа электронов, прошедших потенциальный барьер, и имеющих после этого скорость в диапазоне от u_x до $u_x + du_x$

$$\begin{aligned} dv_{u_x} &= D \frac{4\pi m^2 kT}{h^3} u_x \exp\left(\frac{E_F - W_a}{kT} - \frac{mu_x^2}{2kT}\right) du_x = \\ &= Lu_x \exp\left(-\frac{mu_x^2}{2kT}\right) du_x, \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$L = D \frac{4\pi m^2}{h^3} kT \exp\left(-\frac{W_{\phi}}{kT}\right).$$

Если коэффициент прозрачности потенциального барьера D не зависит от скорости электронов, то формула (13) показывает, что распределение электронов остается максвелловскими после прохождения ими барьера. Для большинства катодов, особенно металлических ($D \approx 1$), это выполняется.

Учитывая формулу (8) для коэффициента L можно записать

$$L = D \frac{4\pi m k^2 T^2}{h^3} \cdot \frac{m}{kT} \exp\left[-\frac{W_{\phi}}{kT}\right] = DN_{\varepsilon} \frac{m}{kT}, \quad (14)$$

Теория метода задерживающего потенциала

Распределение электронов (13) можно экспериментально проверить, используя метод задерживающего потенциала (тормозящего поля). Если между анодом и катодом существует электрическое поле, тормозящее

электроны (минус на аноде), то условие попадания электронов, имеющих скорость u_x , на анод можно записать в виде

$$\frac{mu_x^2}{2} \geq -eU_A, \quad (15)$$

где e – элементарный заряд, причем тормозящее напряжение U_A считается отрицательным.

Для силы анодного тока I_A , при заданном значении тормозящего напряжения U_A , используя (13), (14) и (15) получим

$$\begin{aligned} I_A &= S_K j_A = S_K e N_A = \\ &= S_K e \int_{\sqrt{-\frac{2eU_A}{m}}}^{\infty} u_x D N_\varepsilon \frac{m}{kT} \exp\left(-\frac{mu_x^2}{2kT}\right) du_x = \\ &= [S_K e D N_\varepsilon] \exp\left(\frac{eU_A}{kT}\right) = I_\varepsilon \exp\left(\frac{eU_A}{kT}\right), \end{aligned} \quad (16)$$

где S_K – площадь катода;

N_A – количество электронов, прошедших через единичную поверхность и достигших анода за единицу времени;

I_ε – сила анодного тока при нулевом значении тормозящего напряжения ($U_A = 0$), когда все электроны, прошедшие потенциальный барьер, попадают на анод вследствие наличия у них скорости в направлении анода.

В формуле (16) величина I_A пропорциональна количеству электронов N_A , энергия которых достаточна для попадания на анод при заданном тормозящем напряжении U_A . Величина I_ε пропорциональна общему количеству электронов N_ε , которые стремятся попасть на анод. При этом N_ε зависит от температуры катода, которая, как показали исследования, равна температуре электронного газа, эмитированного этим катодом.

Литература

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Учебное пособие. В 3-х томах. Том 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твёрдого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. Учебное пособие. Гриф МО РФ.– СПб.:Лань, 2016. – 308с.
2. Иродов И.Е. Квантовая физика. Основные законы: Учеб. пособие для вузов.– М.: Лаборатория Базовых Знаний, 2014. – 272с.

Миссия университета – генерация передовых знаний, внедрение инновационных разработок и подготовка элитных кадров, способных действовать в условиях быстро меняющегося мира и обеспечивать опережающее развитие науки, технологий и других областей для содействия решению актуальных задач.

КАФЕДРА ФИЗИКИ

Кафедра Физики как общеобразовательная кафедра университета обеспечивает преподавание курса общей физики по двум (стандартной и расширенной) учебным программам в количестве 324 и 500 аудиторных часов для всех дневных факультетов, а также заочного и вечернего отделений. Лекции, практические и лабораторные занятия проводятся в течение 1-4 семестров на 1 и 2 курсах и заканчиваются сдачей зачетов и экзаменов в конце каждого семестра. Также на кафедре физики разработаны и реализуются специализированные дисциплины для студентов старших курсов – физика низких температур, биофизика, специальные и дополнительные главы физики.

Кафедра оснащена учебно-лабораторным оборудованием по всем разделам физики и имеет, помимо традиционных, специализированные компьютеризированные учебные лаборатории по электромагнетизму, колебательным процессам, волновой и квантовой оптике, физике низких температур.

В 2011 г. в соответствии с приказом Министерства образования и науки Российской Федерации от 18.08.2011 г. № 2209 произошло объединение Санкт-Петербургского национального исследовательского университета информационных технологий, механики и оптики (Университет ИТМО) и Санкт-Петербургского государственного университета низкотемпературных и пищевых технологий (СПбГУНиПТ). После реорганизации в структуре Университета ИТМО с 01.01.2012 г. по 31.08.2015 г. функционировали две кафедры физики: 1) физики-1, заведующий д.т.н., профессор Стафеев Сергей Константинович; 2) физики-2, заведующий д.т.н., профессор Баранов Игорь Владимирович. С 01.09.2015 г. с целью оптимизации образовательного процесса вышеуказанные кафедры объединены в единую кафедру Физики.

Учитывая богатую и плодотворную историю педагогической и научной работы кафедр физики Университета ИТМО и СПбГУНиПТ, ниже представлена краткая историческая справка об их развитии образовательной и научной деятельности.

Кафедра физики Университета ИТМО (1930-2011 гг.).

Преподавание физики как учебной дисциплины велось в Ремесленном училище цесаревича Николая всегда с момента его создания. Механико-оптическое и часовое отделение, а затем — Техникум точной механики и оптики имели в своем составе Физический кабинет. Преподаванию дисциплины Физика для учащихся всегда уделялось большое внимание. В 1930 году при организации вуза — Ленинградского института точной механики и оптики — была организована кафедра Физики как одна из общеобразовательных кафедр.

Организатором и первым заведующим кафедрой Физики явился профессор А.П. Ющенко. Затем в довоенные годы кафедру возглавляли: профессора В.Ф. Трояновский, Л.С. Полак. С 1935 года кафедру возглавил известный специалист в области рентгенометрии профессор И.В. Поройков.

В эвакуации в г. Черепаново Новосибирской области кафедру Физики возглавил известный ученый, сотрудник Всесоюзного научно-исследовательского института метрологии (ВНИИМ), занимавшийся дозиметрией и метрологией рентгеновских лучей, профессор К.К. Аглинцев.

С 1945 года кафедру Физики возглавил крупный специалист в области рентгенографии и физики твердого тела профессор Д.Б. Гогоберидзе. В 1946 году профессор Д.Б. Гогоберидзе стал первым деканом нового Инженерно-физического факультета.

Во второй половине 1940-ых годов на кафедре работал выдающийся советский физик-теоретик, член-корреспондент Академии наук СССР Я.И. Френкель. Впоследствии кафедру Физики возглавляли: основоположник теплофизической школы ЛИТМО профессор Г.М. Кондратьев, профессор Н.А. Толстой, доцент С.В. Андреев, доцент А.Ф. Бегункова, профессор А.Я. Вятский и профессор Н.А. Ярышев.

В течение 16 лет с 1957 по 1973 г. под руководством доктора физико-математических наук, профессора А.Я. Вяткина на кафедре было сформулировано научное направление по исследованию физики взаимодействия электронных пучков с веществом.

С 1973 года на кафедре под руководством профессора Н.А. Ярышева получили развитие научные исследования в области теплофизики, в частности, изучение нестационарной теплопроводности и теплотметрии.

В 1987 году сотрудником кафедры стал С.А. Козлов (ныне декан факультета фотоники и оптоинформатики), Лауреат премии Ленинского комсомола по науке и технике, в 1998 году им была открыта лаборатория волновых процессов.

С конца XX века на кафедре проводится комплексная работа по совершенствованию всего учебного процесса, включая создание

фронтальных компьютеризированных учебных лабораторий, банков контроля и проверки усвоения знаний, подготовку программно-методического обеспечения по дистанционному обучению студентов через компьютерные сети RUNNET и INTERNET. В этих учебно- и научно-методических направлениях деятельности кафедры принимали активное участие ведущие сотрудники кафедры доценты С.К. Стафеев (ныне профессор, декан естественнонаучного факультета), Ю.Л. Колесников (ныне профессор, проректор по учебно-организационной и административной деятельности), А.В. Смирнов, А.А. Королев, Г.Л. Башнина, ст.преподаватель С.А. Курашова.

С 2000 по 2015 годы кафедрой заведовал профессор, декан естественнонаучного факультета С.К. Стафеев. Под его руководством было сформировано научное направление, связанное с оптическими методами неразрушающего контроля, сотрудники кафедры А.А. Зинчик, Я.А. Музыченко подготовили и защитили кандидатские диссертации. С.К.Стафеев является организатором и научным руководителем первой в России интерактивной образовательной экспозиция "Музей оптики", созданной в рамках инновационной образовательной программы Национального исследовательского университета информационных технологий, механики и оптики. Расположена экспозиция на стрелке Васильевского острова, на первом этаже бывшего дома купца Елисеева. Знакомит с широким кругом применений оптических и оптико-информационных технологий, стимулирует дальнейшее изучение оптики. Главная цель Музея оптики — не только произвести впечатление, но и помочь в обучении школьникам и студентам профильных вузов. Для этого действуют залы практикумов и демонстраций.

Также С.К. Стафеев является куратором выставки Magicoflight (Магия света) проходящей с России в рамках в рамках международного Года света, проводимого в 2015 г. в соответствии с решением Генеральной Ассамблеи ООН.

Кафедра физики СПбГУНиПТ (1931-2011 гг.).

В составе Университета низкотемпературных и пищевых технологий кафедра физики существовала с момента его основания в 1931 г. и обеспечивала фундаментальную общенаучную подготовку инженеров по всем специальностям.

Кафедрой руководили известные в СССР и России ученые, авторы многочисленных научных работ, монографий, учебников и учебных пособий по физике: доцент А.Н. Святозаров (1931 – 1942 гг.), профессор Л.М. Розенфельд (1942-1949 гг.), доцент Е.А. Штрауф (1949-1959 гг.), доцент К.В. Струве (1960-1968 гг.), профессор Н.В. Солнцев (1969-1975 гг.), заслуженный деятель науки РФ профессор Е.С. Платунов (1975-2002 гг.), профессор С.Е. Буравой (2002-2010 гг.), профессор И.В. Баранов (2010-2011 гг.).

В 1976-1985 гг. по инициативе заведующего кафедрой Е.С. Платунова коллективом кафедры была осуществлена коренная реконструкция учебно-лабораторной базы. Была переосмыслена логика проведения лабораторных и практических занятий и их связь с лекционной теоретической частью курса. В основу реорганизации была положена идея системного объединения всех видов занятий в логически обоснованную схему фронтального обучения «лекция – практическое занятие – лабораторная работа». Было создано 5 оригинальных учебных лабораторий стендового типа, охватывающих основные разделы курса: 1) Лаборатория физической механики (авторы - профессор Е.С. Платунов, доценты В.В. Курепин, З.В. Сигалова, старший преподаватель Л.В. Соколова); 2) Лаборатория термодинамики и молекулярной физики (Е.С. Платунов, В.В. Курепин, З.В. Сигалова); 3) Лаборатория электромагнетизма (доценты Д.Ю. Иванов, Э.Л. Китанина, А.Ф. Костко, С.М. Бунин); 4) Лаборатория оптики и атомной физики (доценты Л.С. Крайнова, С.Е. Буравой, В.А. Самолетов, преподаватели В.А. Павлов, В.А. Рыков); 5) Лаборатория физики твердого тела (доцент В.И. Соловьев, профессор Н.В. Солнцев, доцент В.М. Козин).

Каждая лаборатория имеет в своем составе 15 стендов, рассчитанных на проведение от 10 до 20 различных лабораторных работ по всем основным темам соответствующего раздела курса. Многие лабораторные работы отличаются оригинальным содержанием и не имеют аналогов в других учебных заведениях. Стенды оснащены современными приборами (цифровыми вольтметрами, лазерами, монохроматорами и т. п.).

Преподавателями кафедры был выполнен большой объем методической работы: составлено и издано около 100 новых оригинальных методических указаний по выполнению лабораторных работ, В.В. Курепиным, И.В. Барановым и В.Е. Куцаковой разработано пособие по оценке погрешностей в лабораторных работах, выдержавшее более 5 изданий.

В 1995-2005 гг. профессором Е.С. Платуновым подготовлено и дважды издано учебное пособие по курсу общей физики в четырех томах общим объемом около 80 печ. листов.

В 2002 – 2006 гг. для студентов, обучающихся по специальности «Техника и физика низких температур», и магистров всех специальностей создана не имеющая аналогов учебно-исследовательская лаборатория «Физика низких температур» (авторы проф. Е.С. Платунов, проф. И.В. Баранов, проф. В.В. Курепин, доценты В.М. Козин, С.С. Прошкин). Авторским коллективом (Е.С. Платунов, И.В. Баранов, Е.В. Тамбулатова, А.Е. Платунов) издано учебное пособие для этой лаборатории с аналогичным названием. Лаборатория оснащена 15 автоматизированными стендами каждый из которых позволяет выполнить 13 лабораторных работ

по изучению физических свойств веществ в области температур от минус 196 °С до 100 °С.

В 2002 – 2004 гг. преподавателями кафедры С.С. Прошкиным, Н.В. Нименским, В.А. Самолетовым подготовлено и издано учебное пособие «Сборник задач» с методическими указаниями и примерами решения. Сборник содержит около 1700 задач в трех книгах по разделам «Молекулярная физика и термодинамика», «Электродинамика и электромагнитные волны», «Квантовая физика».

Сотрудниками кафедры (проф. Е.С. Платунов, проф. В.А. Самолетов, проф. С.Е. Буравой) подготовлен и дважды издан словарь-справочник «Физика», объемом 40 печ. листов. Доцентом С.С. Прошкиным подготовлено и издано в 2009 году учебное пособие «Физика. История и развитие» объемом около 40 печатных листов для студентов, обучающихся по специальности «Экономика и менеджмент», а также аспирантов и магистров всех специальностей.

На кафедре физики под руководством профессора Е.С. Платунова к началу 80-х годов прошлого столетия сложилась оригинальная самостоятельная научная школа теплофизиков-прибористов, получившая мировое признание и известность.

В 1977 г. при кафедре была открыта Отраслевая научная лаборатория динамических методов теплофизических измерений и приборов. Лаборатория стала базой для научного роста аспирантов и инженеров, формирования нового поколения преподавателей кафедры.

Совместно с ГСКБ теплофизического приборостроения (ГСКБ ТФП) за 15 лет функционирования лаборатории было создано более двадцати различных образцов приборов для изучения теплофизических свойств веществ, охватывающих в совокупности диапазон температур от 4,2 до 1200 К. Некоторые из них были приняты к промышленному производству и выпускались серийно на опытном производстве ГСКБ ТФП и на одном из заводов Казахстана вплоть до распада СССР в 1991 году. По своей методической сути эти разработки значительно превышали уровень таких известных фирм, как «Dynatech» (США), «Feuotron» (ФРГ), «Setaram» (Франция). Созданные приборы обладали большой производительностью, позволяя за один эксперимент изучать температурную зависимость измеряемых параметров (теплопроводность, теплоемкость, температуропроводность). В Советском Союзе основной объем информации о теплофизических свойствах твердых веществ в области от 200 до 700 К был получен на приборах, разработанных научной школой профессора Е.С. Платунова. Во многих научных и учебных лабораториях стран СНГ эти приборы успешно функционируют и в настоящее время.

По данной научной тематике к 1992 году было опубликовано свыше 150 статей, получено 40 авторских свидетельств на изобретения. Разработаны оригинальные методы исследования теплофизических

свойств в области криогенных температур (от 4,2 до 300 К). Созданы средства измерения, не требовавшие специальных криостатирующих устройств, экспрессные по своей сути, что означало значительный прорыв в области техники низкотемпературного теплофизического эксперимента.

Сотрудниками кафедры проведены оригинальные исследования в области создания методов и средств неразрушающего контроля тепловых свойств материалов и изделий. Эти разработки стали основой кандидатских диссертаций Е.А. Белова и Г.Я. Соколова.

В 1976 г. на кафедре развивалась научное направление, связанное с поиском методов построения уравнений состояния и расчетом свойств индивидуальных веществ идеальных газов, имеющих широкое применение в холодильной и криогенной технике. По результатам этих исследований были защищены 4 кандидатских и 2 докторские диссертации, опубликовано более 70 научных статей в отечественных и зарубежных журналах.

С 1992 года ведется поиск новых методов определения тепловых и влажностных характеристик разнообразных групп дисперсных влагосодержащих материалов в условиях их промерзания и размораживания. В настоящее время создан комплекс автоматизированных приборов, позволяющих изучать кинетику изменения энтальпии, дифференциальной теплоты плавления, теплопроводности и влагосодержания пищевых материалов животного и растительного происхождения в области температур от минус 30 °С до 40 °С, в условиях замораживания и размораживания продуктов, разработаны приборы, предназначенных для измерения интенсивности внутренних тепловых источников, непрерывно действующих в пищевых продуктах в условиях их производства и хранения.

При кафедре под руководством профессоров Е.С. Платунова и И.В. Баранова с 2008 г. функционирует научная лаборатория «Теплофизические измерения и приборы». В лаборатории создан комплекс методов автоматизированных приборов для изучения теплопроводности, теплоемкости, теплот структурных и фазовых переходов в различных веществах, в том числе в процессах замораживания, оттайки, исследуются свойства пищевых продуктов и конструкционных материалов холодильной и криогенной техники.

Коллективом преподавателей кафедры по этому направлению подготовлена к изданию фундаментальная монография «Теплофизические измерения», обобщающая исследования авторов за последние 30 лет.

С конца 60-х годов на кафедре проводятся экспериментальные и теоретические исследования фазовых переходов и критических явлений. Начало этим работам было положено исследованием гравитационного эффекта вблизи критической точки парообразования, проведенным доцентом Д.Ю. Ивановым. В 80-ые годы группой сотрудников кафедры

были проведены работы по корреляционной спектроскопии многократно рассеянного света. По результатам этих исследований опубликована серия научных статей, сделано более 10 докладов на конференциях и защищена диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. В 90-х годах совместно с одним из ведущих университетов Франции проводились исследования процессов нуклеации наночастиц в растворах. Совокупные результаты исследований критических явлений легли в основу докторской диссертации доцента Д.Ю. Ивановым (2001 г.) и его монографии «Критическое поведение неидеализированных систем».

Научные исследования в области фазовых переходов, предпереходных явлений и рассеяния света в сложных жидких системах успешно развивает доцент, кандидат физико-математических наук А.Ф. Костко. Во время многолетней стажировки в ведущих университетах США А.Ф. Костко совместно с американскими коллегами методами рассеяния света проводил исследования растворов полимеров, водных растворов электролитов, биогелей и лиотропных хромонических жидких кристаллов в широком диапазоне температур и давлений. Результаты этих исследований, проведенных А.Ф. Костко после 2000 года, опубликованы в 13 статьях в ведущих международных научных журналах по физике и химии, а также доложены на 15 международных конференциях.

На сегодня кафедра Физики – одна из крупнейших в университете – представляет собой динамично развивающийся творческий коллектив, способный решать масштабные задачи развития и подготовки инженерных и научно-педагогических кадров. В связи с реорганизацией и объединением кафедр с 1 сентября 2015 года кафедра Физики находится под руководством доктора технических наук, профессора Игоря Владимировича Баранова.

С 2010 г. Игорь Владимирович является членом докторского диссертационного Совета Д 212.234.01. Им опубликовано 57 научных и 7 учебно-методических работ. За последние 3 года издано: 21 научная работа и 2 учебно-методических работы, в том числе в соавторстве Барановым И.В. в 2010 г. издано учебное пособие “Теплофизические измерения” с грифом УМО по политехническому образованию. Баранов И.В. выступал с докладами на 25 международных и всероссийских научных конференциях. Баранов И.В. является с 2008 г. академиком Международной академии холода. Исполняет обязанности заместителя главного редактора научно-технического журнала “Вестник МАХ”.

В настоящее время коллектив кафедры включает в себя 30 преподавателей и 10 учебно-вспомогательного персонала.

Под руководством профессора кафедры физики ИТМО Чирцова А.С. и доцента Демидова В.И. из Университета Западной Вирджинии работает

Международная лаборатория «Нелокальная плазма в нанотехнологиях и медицине, которая ведет исследования по следующим направлениям:

- Исследование параметров нелокальной плазмы модифицированного короткого газового разряда постоянного тока с накаливаемым катодом
- Плазмохимическое моделирование разрядов в газах SF₆ и O₂
- Изучение особенностей дрейфа микрочастиц в плазме, обусловленных спецификой функции распределения электронов по энергиям в нелокальной плазме
- Моделирование разряда с использованием аналитических методов

Силами профессора А.С.Чирцова и старшего преподавателя С.А.Курашовой создаются on-line курсы по физике, которые размещены в Lectorium на сайте Университета ИТМО.

Под руководством С.К.Стафеева на кафедре Физики в 2016 году открыта программа подготовки магистров по уникальному в России направлению Sciencecommunications.

Кафедра Физики как общеобразовательная кафедра университета обеспечивает преподавание курса общей физики по двум (стандартной и расширенной) учебным программам в количестве 324 и 500 аудиторных часов для всех дневных факультетов, а также заочного и вечернего отделений. Лекции, практические и лабораторные занятия проводятся в течение 1-4 семестров на 1 и 2 курсах и заканчиваются сдачей зачетов и экзаменов в конце каждого семестра. Также на кафедре физики разработаны и реализуются специализированные дисциплины для студентов старших курсов – физика низких температур, биофизика, специальные и дополнительные главы физики.

Кафедра оснащена учебно-лабораторным оборудованием по всем разделам физики и имеет, помимо традиционных, специализированные компьютеризированные учебные лаборатории по электромагнетизму, колебательным процессам, волновой и квантовой оптике, физике низких температур.

В 2011 г. в соответствии с приказом Министерства образования и науки Российской Федерации от 18.08.2011 г. № 2209 произошло объединение Санкт-Петербургского национального исследовательского университета информационных технологий, механики и оптики (Университет ИТМО) и Санкт-Петербургского государственного университета низкотемпературных и пищевых технологий (СПбГУНиПТ). После реорганизации в структуре Университета ИТМО с 01.01.2012 г. по 31.08.2015 г. функционировали две кафедры физики: 1) физики-1, заведующий д.т.н., профессор Стафеев Сергей Константинович; 2) физики-2, заведующий д.т.н., профессор Баранов Игорь Владимирович. С 01.09.2015 г. с целью оптимизации образовательного процесса вышеуказанные кафедры объединены в единую кафедру Физики.

Учитывая богатую и плодотворную историю педагогической и научной работы кафедр физики Университета ИТМО и СПбГУНиПТ, ниже представлена краткая историческая справка об их развитии образовательной и научной деятельности.

Кафедра физики Университета ИТМО (1930-2011 гг.).

Преподавание физики как учебной дисциплины велось в Ремесленном училище цесаревича Николая всегда с момента его создания. Механико-оптическое и часовое отделение, а затем — Техникум точной механики и оптики имели в своем составе Физический кабинет. Преподаванию дисциплины Физика для учащихся всегда уделялось большое внимание. В 1930 году при организации вуза — Ленинградского института точной механики и оптики — была организована кафедра Физики как одна из общеобразовательных кафедр.

Организатором и первым заведующим кафедрой Физики явился профессор А.П. Ющенко. Затем в довоенные годы кафедру возглавляли: профессора В.Ф. Трояновский, Л.С. Полак. С 1935 года кафедру возглавил известный специалист в области рентгенометрии профессор И.В. Поройков.

В эвакуации в г. Черепаново Новосибирской области кафедру Физики возглавил известный ученый, сотрудник Всесоюзного научно-исследовательского института метрологии (ВНИИМ), занимавшийся дозиметрией и метрологией рентгеновских лучей, профессор К.К. Аглинцев.

С 1945 года кафедру Физики возглавил крупный специалист в области рентгенографии и физики твердого тела профессор Д.Б. Гогоберидзе. В 1946 году профессор Д.Б. Гогоберидзе стал первым деканом нового Инженерно-физического факультета.

Во второй половине 1940-ых годов на кафедре работал выдающийся советский физик-теоретик, член-корреспондент Академии наук СССР Я.И. Френкель. Впоследствии кафедру Физики возглавляли: основоположник теплофизической школы ЛИТМО профессор Г.М. Кондратьев, профессор Н.А. Толстой, доцент С.В. Андреев, доцент А.Ф. Бегункова, профессор А.Я. Вятский и профессор Н.А. Ярышев.

В течение 16 лет с 1957 по 1973 г. под руководством доктора физико-математических наук, профессора А.Я. Вятского на кафедре было сформулировано научное направление по исследованию физики взаимодействия электронных пучков с веществом.

С 1973 года на кафедре под руководством профессора Н.А. Ярышева получили развитие научные исследования в области теплофизики, в частности, изучение нестационарной теплопроводности и теплотемрии.

В 1987 году сотрудником кафедры стал С.А. Козлов (ныне декан факультета фотоники и оптоинформатики), Лауреат премии Ленинского комсомола по науке и технике, в 1998 году им была открыта лаборатория волновых процессов.

С конца XX века на кафедре проводится комплексная работа по совершенствованию всего учебного процесса, включая создание фронтальных компьютеризированных учебных лабораторий, банков контроля и проверки усвоения знаний, подготовку программно-методического обеспечения по дистанционному обучению студентов через компьютерные сети RUNNET и INTERNET. В этих учебно- и научно-методических направлениях деятельности кафедры принимали активное участие ведущие сотрудники кафедры доценты С.К. Стафеев (ныне профессор, декан естественнонаучного факультета), Ю.Л. Колесников (ныне профессор, проректор по учебно-организационной и административной деятельности), А.В. Смирнов, А.А. Королев, Г.Л. Башнина, ст.преподаватель С.А. Курашова.

С 2000 по 2015 годы кафедрой заведовал профессор, декан естественнонаучного факультета С.К. Стафеев. Под его руководством было сформировано научное направление, связанное с оптическими методами неразрушающего контроля, сотрудники кафедры А.А. Зинчик, Я.А. Музыченко подготовили и защитили кандидатские диссертации. С.К.Стафеев является организатором и научным руководителем первой в России интерактивной образовательной экспозиция "Музей оптики", созданной в рамках инновационной образовательной программы Национального исследовательского университета информационных технологий, механики и оптики. Расположена экспозиция на стрелке Васильевского острова, на первом этаже бывшего дома купца Елисеева. Знакомит с широким кругом применений оптических и оптико-информационных технологий, стимулирует дальнейшее изучение оптики. Главная цель Музея оптики — не только произвести впечатление, но и помочь в обучении школьникам и студентам профильных вузов. Для этого действуют залы практикумов и демонстраций.

Также С.К. Стафеев является куратором выставки Magicoflight (Магия света) проходящей с России в рамках в рамках международного Года света, проводимого в 2015 г. в соответствии с решением Генеральной Ассамблеи ООН.

Кафедра физики СПбГУНиПТ (1931-2011 гг.).

В составе Университета низкотемпературных и пищевых технологий кафедра физики существовала с момента его основания в 1931 г. и обеспечивала фундаментальную общенаучную подготовку инженеров по всем специальностям.

Кафедрой руководили известные в СССР и России ученые, авторы многочисленных научных работ, монографий, учебников и учебных пособий по физике: доцент А.Н. Святозаров (1931 – 1942 гг.), профессор Л.М. Розенфельд (1942-1949 гг.), доцент Е.А. Штрауф (1949-1959 гг.), доцент К.В. Струве (1960-1968 гг.), профессор Н.В. Солнцев (1969-1975 гг.), заслуженный деятель науки РФ профессор Е.С. Платунов (1975-2002 гг.), профессор С.Е. Буравой (2002-2010 гг.), профессор И.В. Баранов (2010-2011 гг.).

В 1976-1985 гг. по инициативе заведующего кафедрой Е.С. Платунова коллективом кафедры была осуществлена коренная реконструкция учебно-лабораторной базы. Была переосмыслена логика проведения лабораторных и практических занятий и их связь с лекционной теоретической частью курса. В основу реорганизации была положена идея системного объединения всех видов занятий в логически обоснованную схему фронтального обучения «лекция – практическое занятие – лабораторная работа». Было создано 5 оригинальных учебных лабораторий стендового типа, охватывающих основные разделы курса: 1) Лаборатория физической механики (авторы - профессор Е.С. Платунов, доценты В.В. Курепин, З.В. Сигалова, старший преподаватель Л.В. Соколова); 2) Лаборатория термодинамики и молекулярной физики (Е.С. Платунов, В.В. Курепин, З.В. Сигалова); 3) Лаборатория электромагнетизма (доценты Д.Ю. Иванов, Э.Л. Китанина, А.Ф. Костко, С.М. Бунин); 4) Лаборатория оптики и атомной физики (доценты Л.С. Крайнова, С.Е. Буравой, В.А. Самолетов, преподаватели В.А. Павлов, В.А. Рыков); 5) Лаборатория физики твердого тела (доцент В.И. Соловьев, профессор Н.В. Солнцев, доцент В.М. Козин).

Каждая лаборатория имеет в своем составе 15 стендов, рассчитанных на проведение от 10 до 20 различных лабораторных работ по всем основным темам соответствующего раздела курса. Многие лабораторные работы отличаются оригинальным содержанием и не имеют аналогов в других учебных заведениях. Стенды оснащены современными приборами (цифровыми вольтметрами, лазерами, монохроматорами и т. п.).

Преподавателями кафедры был выполнен большой объем методической работы: составлено и издано около 100 новых оригинальных методических указаний по выполнению лабораторных работ, В.В. Курепиным, И.В. Барановым и В.Е. Куцаковой разработано пособие по оценке погрешностей в лабораторных работах, выдержавшее более 5 изданий.

В 1995-2005 г.г. профессором Е.С. Платуновым подготовлено и дважды издано учебное пособие по курсу общей физики в четырех томах общим объемом около 80 печ. листов.

В 2002 – 2006 гг. для студентов, обучающихся по специальности «Техника и физика низких температур», и магистров всех специальностей создана не имеющая аналогов учебно-исследовательская лаборатория «Физика низких температур» (авторы проф. Е.С. Платунов, проф. И.В. Баранов, проф. В.В. Курепин, доценты В.М. Козин, С.С. Прошкин). Авторским коллективом (Е.С. Платунов, И.В. Баранов, Е.В. Тамбулатова,

А.Е. Платунов) издано учебное пособие для этой лаборатории с аналогичным названием. Лаборатория оснащена 15 автоматизированными стендами каждый из которых позволяет выполнить 13 лабораторных работ по изучению физических свойств веществ в области температур от минус 196 °С до 100 °С.

В 2002 – 2004 гг. преподавателями кафедры С.С. Прошкиным, Н.В. Нименским, В.А. Самолетовым подготовлено и издано учебное пособие «Сборник задач» с методическими указаниями и примерами решения. Сборник содержит около 1700 задач в трех книгах по разделам «Молекулярная физика и термодинамика», «Электродинамика и электромагнитные волны», «Квантовая физика».

Сотрудниками кафедры (проф. Е.С. Платунов, проф. В.А. Самолетов, проф. С.Е. Буравой) подготовлен и дважды издан словарь-справочник «Физика», объемом 40 печ. листов. Доцентом С.С. Прошкиным подготовлено и издано в 2009 году учебное пособие «Физика. История и развитие» объемом около 40 печатных листов для студентов, обучающихся по специальности «Экономика и менеджмент», а также аспирантов и магистров всех специальностей.

На кафедре физики под руководством профессора Е.С. Платунова к началу 80-х годов прошлого столетия сложилась оригинальная самостоятельная научная школа теплофизиков-прибористов, получившая мировое признание и известность.

В 1977 г. при кафедре была открыта Отраслевая научная лаборатория динамических методов теплофизических измерений и приборов. Лаборатория стала базой для научного роста аспирантов и инженеров, формирования нового поколения преподавателей кафедры.

Совместно с ГСКБ теплофизического приборостроения (ГСКБ ТФП) за 15 лет функционирования лаборатории было создано более двадцати различных образцов приборов для изучения теплофизических свойств веществ, охватывающих в совокупности диапазон температур от 4,2 до 1200 К. Некоторые из них были приняты к промышленному производству и выпускались серийно на опытном производстве ГСКБ ТФП и на одном из заводов Казахстана вплоть до распада СССР в 1991 году. По своей методической сути эти разработки значительно превышали уровень таких известных фирм, как «Dynatech» (США), «Feuotron» (ФРГ), «Setaram» (Франция). Созданные приборы обладали большой производительностью, позволяя за один эксперимент изучать температурную зависимость измеряемых параметров (теплопроводность, теплоемкость, температуропроводность). В Советском Союзе основной объем информации о теплофизических свойствах твердых веществ в области от 200 до 700 К был получен на приборах, разработанных научной школой профессора Е.С. Платунова. Во многих научных и учебных лабораториях стран СНГ эти приборы успешно функционируют и в настоящее время.

По данной научной тематике к 1992 году было опубликовано свыше 150 статей, получено 40 авторских свидетельств на изобретения. Разработаны оригинальные методы исследования теплофизических свойств в области криогенных температур (от 4,2 до 300 К). Созданы средства измерения, не требовавшие специальных криостатирующих устройств, экспрессные по своей сути, что означало значительный прорыв в области техники низкотемпературного теплофизического эксперимента.

Сотрудниками кафедры проведены оригинальные исследования в области создания методов и средств неразрушающего контроля тепловых свойств материалов и изделий. Эти разработки стали основой кандидатских диссертаций Е.А. Белова и Г.Я. Соколова.

В 1976 г. на кафедре развивалась научное направление, связанное с поиском методов построения уравнений состояния и расчетом свойств индивидуальных веществ идеальных газов, имеющих широкое применение в холодильной и криогенной технике. По результатам этих исследований были защищены 4 кандидатских и 2 докторские диссертации, опубликовано более 70 научных статей в отечественных и зарубежных журналах.

С 1992 года ведется поиск новых методов определения тепловых и влажностных характеристик разнообразных групп дисперсных влагосодержащих материалов в условиях их промерзания и размораживания. В настоящее время создан комплекс автоматизированных приборов, позволяющих изучать кинетику изменения энтальпии, дифференциальной теплоты плавления, теплопроводности и влагосодержания пищевых материалов животного и растительного происхождения в области температур от минус 30 °С до 40 °С, в условиях замораживания и размораживания продуктов, разработаны приборы, предназначенных для измерения интенсивности внутренних тепловых источников, непрерывно действующих в пищевых продуктах в условиях их производства и хранения.

При кафедре под руководством профессоров Е.С. Платунова и И.В. Баранова с 2008 г. функционирует научная лаборатория «Теплофизические измерения и приборы». В лаборатории создан комплекс методов автоматизированных приборов для изучения теплопроводности, теплоемкости, теплот структурных и фазовых переходов в различных веществах, в том числе в процессах замораживания, оттайки, исследуются свойства пищевых продуктов и конструкционных материалов холодильной и криогенной техники.

Коллективом преподавателей кафедры по этому направлению подготовлена к изданию фундаментальная монография «Теплофизические измерения», обобщающая исследования авторов за последние 30 лет.

С конца 60-х годов на кафедре проводятся экспериментальные и теоретические исследования фазовых переходов и критических явлений. Начало этим работам было положено исследованием гравитационного эффекта вблизи критической точки парообразования, проведенным доцентом Д.Ю. Ивановым. В 80-ые годы группой сотрудников кафедры были проведены работы по корреляционной спектроскопии многократно рассеянного света. По результатам этих исследований опубликована серия научных статей, сделано более 10 докладов на конференциях и защищена диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. В 90-х годах совместно с одним из ведущих университетов Франции проводились исследования процессов нуклеации наночастиц в растворах. Совокупные результаты исследований критических явлений легли в основу докторской диссертации доцента Д.Ю. Ивановым (2001 г.) и его монографии «Критическое поведение неидеализированных систем».

Научные исследования в области фазовых переходов, предпереходных явлений и рассеяния света в сложных жидких системах успешно развивает доцент, кандидат физико-математических наук А.Ф. Костко. Во время многолетней стажировки в ведущих университетах США А.Ф. Костко совместно с американскими коллегами методами рассеяния света проводил исследования растворов полимеров, водных растворов электролитов, биогелей и лиотропных хромонических жидких кристаллов в широком диапазоне температур и давлений. Результаты этих исследований, проведенных А.Ф. Костко после 2000 года, опубликованы в 13 статьях в ведущих международных научных журналах по физике и химии, а также доложены на 15 международных конференциях.

На сегодня кафедра Физики — одна из крупнейших в университете — представляет собой динамично развивающийся творческий коллектив, способный решать масштабные задачи развития и подготовки инженерных и научно-педагогических кадров. В связи с реорганизацией и объединением кафедр с 1 сентября 2015 года кафедра Физики находится под руководством доктора технических наук, профессора Игоря Владимировича Баранова.

С 2010 г. Игорь Владимирович является членом докторского диссертационного Совета Д 212.234.01. Им опубликовано 57 научных и 7 учебно-методических работ. За последние 3 года издано: 21 научная работа и 2 учебно-методических работы, в том числе в соавторстве Барановым И.В. в 2010 г. издано учебное пособие “Теплофизические измерения” с грифом УМО по политехническому образованию. Баранов И.В. выступал с докладами на 25 международных и всероссийских научных конференциях. Баранов И.В. является с 2008 г. академиком Международной академии холода. Исполняет обязанности заместителя главного редактора научно-технического журнала “Вестник МАХ”.

В настоящее время коллектив кафедры включает в себя 30 преподавателей и 10 учебно-вспомогательного персонала.

По руководством С.К.Стафеева на кафедре Физики в 2016 году открыта программа подготовки магистров по уникальному в России направлению Sciencecommunications.

Курашова Светлана Александровна

Квантовая оптика
Методические рекомендации
по выполнению лабораторных работ

Учебно-методическое пособие

В авторской редакции

Редакционно-издательский отдел Университета ИТМО

Зав. РИО

Н.Ф. Гусарова

Подписано к печати

Заказ №

Тираж

Отпечатано на ризографе

Редакционно-издательский отдел
Университета ИТМО
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49