

Министерство образования и науки Российской Федерации  
Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова  
Кафедра микроэлектроники  
Кафедра общей и экспериментальной физики

**М. Н. Преображенский**  
**Н. А. Рудь**  
**А. Н. Сергеев**

# **Изучение законов фотоэлектрических эффектов**

*Методические указания*

*Рекомендовано*

*Научно-методическим советом университета для студентов,  
обучающихся по специальностям Микроэлектроника  
и полупроводниковые приборы, Радиофизика и электроника,  
Физика и направлению Электроника и нанoeлектроника*

Ярославль 2010

УДК 621.38.01  
ББК В 386.1я73  
П 72

*Рекомендовано  
Редакционно-издательским советом университета  
в качестве учебного издания. План 2009/10 года*

Рецензент  
кафедра микроэлектроники  
Ярославского государственного университета им. П. Г. Демидова

**Преображенский, М. Н. Изучение законов фотоэлектрических  
П 72 эффектов:** метод. указания / М. Н. Преображенский, Н. А. Рудь,  
А. Н. Сергеев; Яросл. гос. ун-т им. П. Г. Демидова. – Ярославль:  
ЯрГУ, 2010. – 44 с.

В данных методических указаниях рассматриваются теоретические основы явления фотоэлектрического эффекта: дается краткая история открытия и изучения фотоэффекта, его законов, методики их подтверждения. Описаны устройство и применение фотоэлементов, работающих по принципу внешнего и внутреннего фотоэффекта.

Подробно излагается порядок выполнения лабораторной работы общего физического практикума «Изучение законов фотоэффекта».

Предназначены для студентов, обучающихся по специальностям 010803.65 Микроэлектроника и полупроводниковые приборы, 010801.65 Радиофизика и электроника, 010701.65 Физика и направлению 210100.62 Электроника и нанoeлектроника (дисциплины «Оптика», «Физика атомов и атомных явлений», блок ЕН), очной и очно-заочной форм обучения.

Издание осуществлено при финансовой поддержке Программы «Развитие научного потенциала высшей школы (грант 2.1.1/466)».

УДК 621.38.01  
ББК В 386.1я73

© Ярославский государственный  
университет им. П. Г. Демидова, 2010

# Теоретическая часть

## 1. Внешний фотоэлектрический эффект

### 1.1. Действие света

Взаимодействие света с веществом представляет собой упругое или неупругое рассеяние фотона с электронами вещества. Результатом этого рассеяния могут быть различные эффекты. Чаще всего имеет место неупругое взаимодействие фотона с электроном – *поглощение* света.

Поглощенная энергия фотонов в подавляющем числе случаев переходит в тепло, повышая температуру тела. Однако существуют эффекты, в которых часть энергии светового потока переходит в тепло, остальная часть испытывает иные превращения, вызывая те или иные *действия* света. Кроме этого, имеется эффект, при котором поглощенная энергия фотона не приводит к нагреву тела.

Эффект взаимодействия фотона с электроном, при котором энергия фотона полностью поглощается электроном, который потом покидает вещество, получил название *внешнего фотоэлектрического эффекта*, или *внешнего фотоэффекта*. Кроме *внешнего фотоэффекта*, имеет место и *внутренний фотоэффект*, при котором энергия фотона не достаточна для отрыва электрона из вещества, но достаточна, чтобы электрон стал квазисвободным и участвовал в переносе заряда по веществу, тем самым увеличивая его электропроводность. Для обоснования гипотезы фотонов основное значение имел внешний фотоэффект.

В представленной работе изучаются законы внешнего фотоэффекта и некоторые закономерности внутреннего фотоэффекта.

### 1.2. Открытие фотоэлектрического эффекта

Среди разнообразных явлений, в которых проявляется воздействие света на вещество, важное место занимает *внешний фотоэлектрический эффект*, т. е. испускание электронов веществом под действием света. Анализ этого явления привел к

представлению о световых квантах и сыграл чрезвычайно важную роль в развитии современных теоретических представлений о природе света. Вместе с тем внешний фотоэлектрический эффект используется в фотоэлементах, получивших исключительно широкое применение в разнообразнейших областях науки и техники и обещающих еще более богатые перспективы.

Открытие фотоэффекта следует отнести к 1887 г., когда Герц, экспериментально проверяя выводы теории Максвелла о существовании электромагнитных волн, обнаружил, что освещение ультрафиолетовым светом электродов искрового промежутка, находящегося под напряжением, облегчает проскакивание искры между ними (см. рис. 1.1).

Величина искрового промежутка  $F$  подбирается таким образом, что в схеме, состоящей из трансформатора  $T$  и конденсатора  $C$ , искра проскакивает с трудом (один-два раза в минуту). Если осветить электроды  $F$ , сделанные из чистого цинка, светом ртутной лампы  $Hg$ , то разряд конденсатора значительно облегчается: искра начинает проскакивать довольно часто, если, конечно, мощность трансформатора достаточна для быстрой зарядки конденсатора  $C$ . Поместив между лампой и электродами  $F$  стекло  $S$ , можно преградить доступ ультрафиолетовым лучам, и явление прекратится.

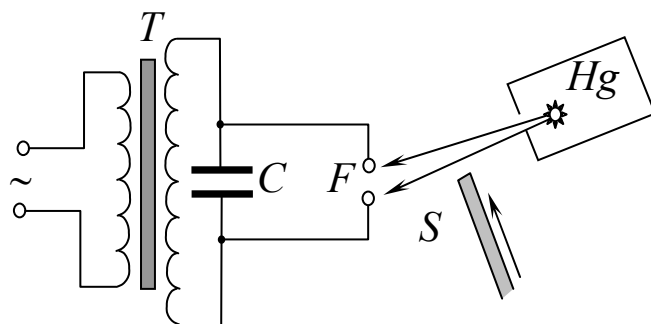


Рис. 1.1. Опыт Герца по обнаружению внешнего фотоэффекта

Систематические исследования Гальвакса, А. Г. Столетова и других (1888 г.) показали, что в опыте Герца происходит освобождение зарядов из электродов под действием света. Попадая в электрическое поле между электродами, заряды эти ускоряются, ионизируют окружающий газ и облегчают возникновение разряда.

А. Г. Столетов осуществил опыты по фотоэффекту, применяя впервые *небольшие* разности потенциалов между электродами. Схема опытов, примененная Столетовым, изображена на рис. 1.2. Электрическая цепь состояла из батареи элементов  $B$  и конденсатора  $C$ , положительно заряженная пластина которого была сделана в виде проволочной сетки. Свет проходил через ячейки проволочного электрода и падал на отрицательно заряженный электрод. Фототок регистрировался гальванометром  $G$ .

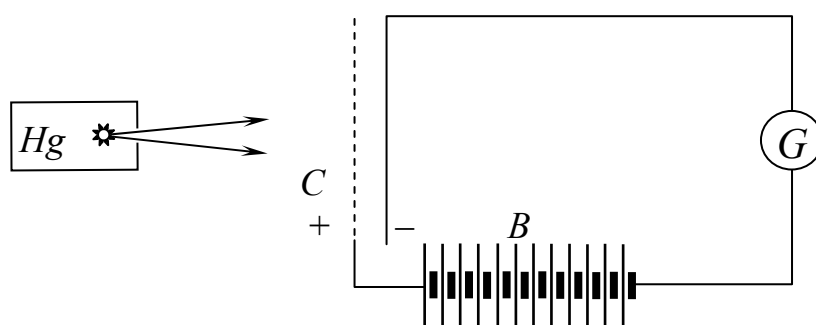


Рис. 1.2. Опыт Столетова по изучению внешнего фотоэффекта

Основными результатами исследований Столетова, сохранившими свое значение и до нашего времени, были следующие заключения.

1. Наиболее эффективно действуют ультрафиолетовые лучи, поглощаемые телом («чем спектр обильнее такими лучами, тем сильнее действие»).

2. Сила фототока пропорциональна создаваемой освещенности тела («разряжающее действие при прочих равных условиях пропорционально энергии активных лучей, падающих на разряжаемую поверхность»).

3. Под действием света освобождаются *отрицательные* заряды. («Действие лучей есть строго униполярное, положительный заряд лучами не уносится. По всей вероятности, кажущееся зарядение нейтральных тел лучами объясняется той же причиной»).

Если, например, цинковую пластинку, соединенную с электроскопом и заряженную отрицательно, осветить ультрафиолетовым светом, то электроскоп быстро разряжается, но та же пластинка, заряженная положительно, сохраняет свой заряд, несмотря на освещение. При тщательном наблюдении (электроскоп

большой чувствительности) можно заметить, что незаряженная пластинка под действием освещения заряжается *положительно*, т. е. теряет часть своих отрицательных зарядов, первоначально нейтрализовавших ее положительный заряд.

Несколько лет спустя (1898 г.) Ленардом и Томсоном было произведено определение отношения  $e/m$  для освобождаемых зарядов по отклонению их в электрическом и магнитном полях. Эти измерения дали для отношения  $e/m$  значение  $5,27 \times 10^{17}$  СГСЭ, доказав, таким образом, что освобождаемые светом отрицательные заряды суть *электроны*.

### **1.3. Закономерности внешнего фотоэффекта**

#### **1.3.1. Ток насыщения**

Для исследования силы фототока применяется обычно схема, изображенная на рис. 1.3, а. Здесь  $P$  – освещаемая пластинка металла (фотокатод),  $N$  – вторая пластинка (анод), присоединенная через гальванометр  $G$  к соответствующему полюсу батареи  $B$ . Электроны, освобождаемые светом из пластины  $P$ , под действием напряжения батареи  $B$  движутся к пластине  $N$  и далее через гальванометр замыкают электрическую цепь. Уже первые исследователи обнаружили, что явление в высокой степени зависит от чистоты освещаемой поверхности. Поэтому точные опыты производятся со свежими поверхностями, тщательно очищенными механическим путем или, еще лучше, образованными путем напыления металла в вакууме. Высокий вакуум поддерживается между электродами  $P$  и  $N$  во время измерения, ибо присутствие газов может сильно изменить свойства поверхности и, кроме того, осложняет условия выхода и переноса зарядов. Поддерживая освещение постоянным и изменяя напряжение батареи, мы будем в известных пределах изменять силу тока в гальванометре. Но если опыт производится в высоком вакууме и электродам придана такая форма, что все заряды, вырванные из освещенной поверхности, попадают на второй сферический электрод даже без помощи ускоряющего поля (рис. 1.3, б), то сила фототока не будет возрастать при увеличении поля. Если же

на электрод  $N$  подавать отрицательный потенциал по отношению к потенциалу электрода  $P$ , то возникающее тормозящее поле, направленное так, что мешает движению электронов от освещаемого электрода  $P$  к электроду  $N$ , приводит фототок к нулю при достаточной разности потенциалов между электродами.

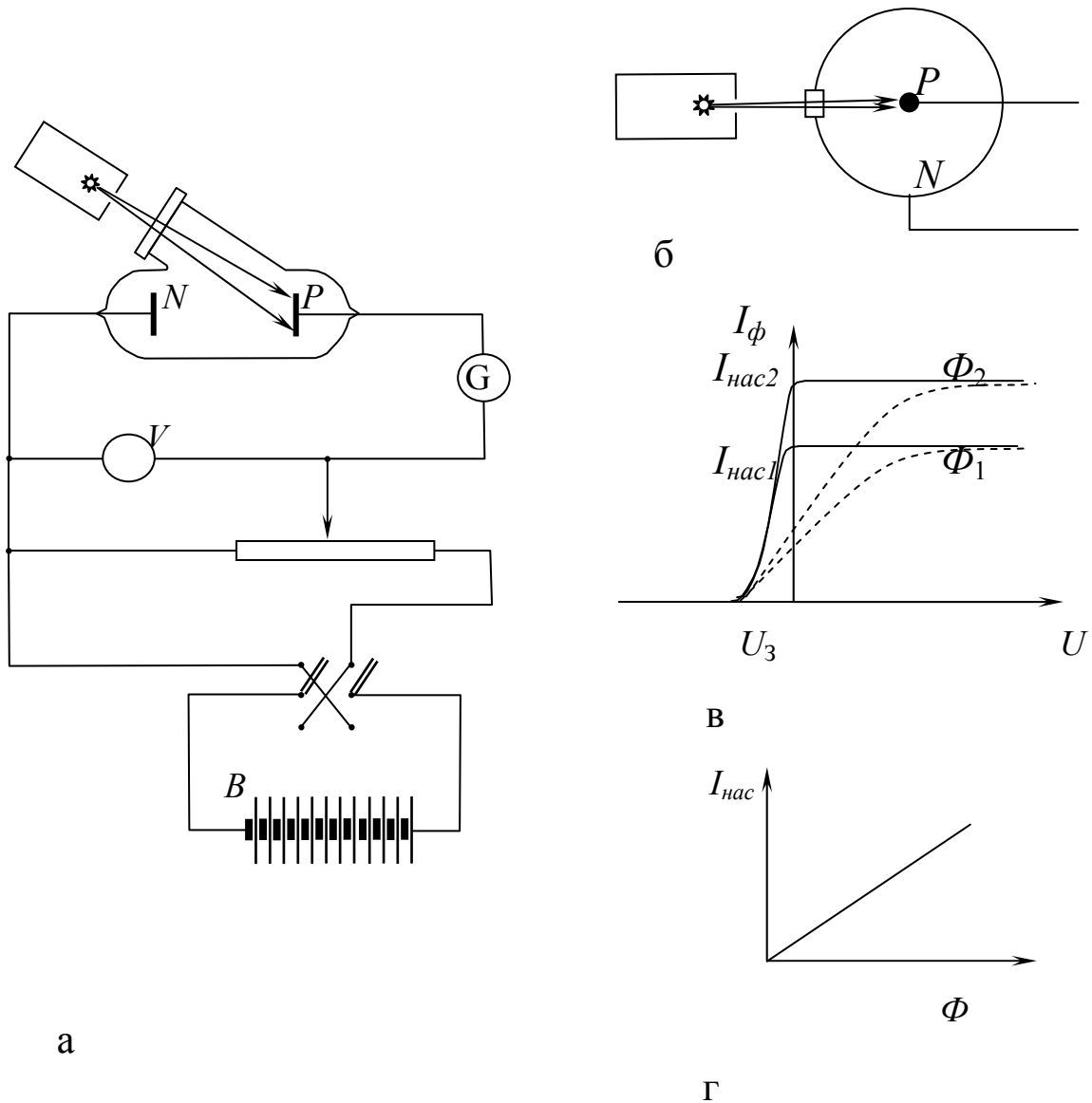


Рис. 1.3. Законы фотоэффекта: а) схема для исследования фотоэффекта; б) схема опыта со сферическим анодом; в) вольт-амперные характеристики; г) зависимость фототока от освещенности

Действительно, опыты со сферическим анодом показывают, что в соответствии с этими рассуждениями зависимость силы фототока  $I$  от приложенной к электродам разности потенциалов  $U$  – так называемая вольт-амперная характеристика фототока –

имеет вид, изображенный на рис. 1.3, в (сплошная кривая 1). При электродах, форма и взаимное расположение которых не удовлетворяют поставленным выше требованиям, характеристика фототока сильно изменяется (рис. 1.3, в, пунктирная кривая 1). Однако сохраняются ее существенные черты: при некоторой небольшой ускоряющей разности потенциалов ток доходит до постоянной величины (*ток насыщения*). При определенной тормозящей разности потенциалов ток падает до нуля. На стремление фототока к насыщению указал А. Г. Столетов в своих опытах.

Так как ток насыщения соответствует условиям, при которых *все* освобожденные светом электроны проходят через цепь гальванометра, то сила тока насыщения и должна быть принята за меру фотоэлектрического действия света. При большей освещенности характер вольт-амперной характеристики сохранится, но фототок насыщения увеличится (рис. 1.3 в, кривые 2).

Тщательно выполненные измерения показывают, что сила тока насыщения строго пропорциональна световому потоку, поглощенному металлом. Так как интенсивность поглощенного в металлах света пропорциональна интенсивности падающего, то основной закон фотоэффекта можно сформулировать так: ***сила фототока насыщения прямо пропорциональна падающему световому потоку*** (рис. 1.3, г).

Этот закон проверялся в очень широком интервале интенсивностей света и показано его строгое выполнение. Благодаря этому закону фотоэлементы можно использовать в качестве превосходных объективных фотометров. Однако выполнение этого закона нарушается, если пространство между электродами не будет вакуумировано.

Закон, приведенный выше, выполняется с полной строгостью в том случае, когда измеряемый ток насыщения образован лишь электронами, освобожденными светом. Это имеет место, если чувствительная поверхность помещена в вакуум. Приборы, наполненные газом, являются более чувствительными, так как в них к току фотоэлектронной эмиссии прибавляется ток ионизации. Однако в таких приборах могут возникать некоторые отступления от простой пропорциональности между силой тока насыщения и интенсивностью света, поэтому ими надо



пользоваться для измерительных целей с известной осмотрительностью.

### 1.3.2. Скорости фотоэлектронов

Анализируя вольтамперную характеристику фототока (рис. 1.3, в), мы обнаруживаем, что при подаче между электродами тормозящего электрического поля ток уменьшается до нуля. Отсюда следует, очевидно, что часть электронов обладает при вылете кинетической энергией  $\frac{1}{2}mV^2$ , которая меньше работы, необходимой для преодоления приложенной разности потенциалов. Подбрав такую разность потенциалов  $U_3$ , при которой ток обращается в нуль, мы задерживаем *все* электроны, включая и самые быстрые. Таким образом,  $V_m$  – максимальная скорость электронов, освобожденных светом в описанном опыте, – определится из соотношения:

$$\frac{1}{2} mV_m^2 = eU_3. \quad (1.1)$$

То обстоятельство, что даже при наиболее благоприятном расположении электродов характеристика фототока не обрывается сразу, а более или менее полого падает до нуля, указывает, что скорости вылетающих электронов различны: самые медленные электроны задерживаются очень слабым тормозящим полем, а для задержания самых быстрых требуется встречная разность потенциалов, равная  $U_3$  (см. рис. 1.3, в). Изучив закон уменьшения фототока с ростом задерживающего поля, можно определить распределение электронов по скоростям. Причина такого разнообразия скоростей заключается в том, что свет может освобождать электроны не только с поверхности металла, но и из некоторой глубины. Эти последние электроны теряют часть сообщенной им скорости раньше, чем они выйдут на поверхность, вследствие случайных столкновений внутри металла.

Поэтому основной физический интерес представляет *максимальная* скорость, определяемая при помощи соотношения (1.1), ибо она характеризует энергию света, сообщаемую электрону при его освобождении.

Было бы, однако, ошибочным думать, что для освобождения электрона со скоростью  $V$  из поверхности металла достаточно сообщить ему энергию  $1/2 mV^2$ . Известно, что электрон при прохождении через поверхность металла должен преодолеть некоторое сопротивление своему выходу, затратив определенную работу  $A$ . Эта *работа выхода* препятствует в обычных условиях свободным электронам металла покинуть последний. Она различна для разных металлов, вследствие чего между двумя соприкасающимися различными металлами устанавливается *контактная разность потенциалов* (лабораторная работа № 3). Работу выхода можно также определить по явлению термоэлектронной эмиссии, ибо количество электронов, испускаемых в течение секунды единицей поверхности нагретого металла, сильно зависит от величины работы выхода (лабораторная работа № 5).

Таким образом, энергия  $\varepsilon$ , которую нужно сообщить электрону для того, чтобы он вырвался с максимальной скоростью  $V_m$  из пластины, характеризуемой работой выхода  $A$  определяется соотношением:

$$\varepsilon = 1/2 mV_m^2 + A = eU + eU_0, \quad (1.2)$$

где  $U_0 = A/e$  – потенциал выхода.

При помощи соотношения (1.2) можно найти величину энергии  $\varepsilon$ , получаемой электроном при фотоэффекте. Исследования Ленарда и ряда других ученых позволили установить чрезвычайно важный закон: энергия  $\varepsilon$ , приобретаемая электроном, не зависит ни от интенсивности падающего света, ни от природы освещаемого вещества, ни от его температуры, а энергия определяется лишь частотой падающего монохроматического света и растет с увеличением частоты.

### **1.3.3. Уравнение Эйнштейна. Гипотеза световых квантов. Красная граница фотоэффекта**

Еще в тот период, когда указанный закон был экспериментально установлен в качественной форме, Эйнштейн (1905 г.) обосновал теоретически количественную связь между энергией, получаемой электроном при его освобождении светом, и

частотой этого света. Согласно теории Эйнштейна закон фотоэффекта имеет следующий вид:

$$\varepsilon = \frac{1}{2} mV_m^2 + A = eU + A = h\nu, \quad (1.3)$$

где  $h = 6,626 \times 10^{-34}$  Дж $\times$ с – постоянная теории квантов, введенная Планком и носящая его имя.

Следуя Эйнштейну, вся энергия, полученная электроном, поставляется ему светом в виде определенной порции  $h\nu$  (*световой квант*), величина которой зависит от частоты света, и поглощается им целиком (см. (1.3)). Таким образом, электрон не заимствует энергию от атомов вещества катода, благодаря чему природа вещества определяет только величину работы выхода.

Энергия кванта очень велика по сравнению с тепловой энергией электронов, и поэтому изменение температуры должно лишь очень слабо сказываться на скорости вылетающих электронов (действительно, такое малое влияние было обнаружено в работах последнего времени). В рамках теории Эйнштейна пропорциональность силы фототока насыщения световому потоку также легко объяснима. Действительно, световой поток определяется числом квантов света, падающих на поверхность за единицу времени, а число освобожденных электронов должно быть пропорционально числу падающих квантов, при этом, как показывает опыт, лишь малая часть квантов передает свою энергию отдельным электронам, остальные же расходуются на нагревание металла в целом.

Теоретическая формула Эйнштейна была блестяще подтверждена десятилетие спустя опытами Милликена (1916 г.). Измерения Милликена, выполненные по схеме, аналогичной схеме, представленной на рис. 1.3, а, чрезвычайно усложненной вследствие применения ряда экспериментальных предосторожностей (свежеочищенная поверхность металла в вакууме, учет контактных разностей потенциалов между различными частями аппаратуры и т. д.), дали строго линейную зависимость между задерживающим потенциалом  $U_3$  и частотой падающего света  $\nu$  для нескольких металлов (см. рис. 1.4). По наклону этих прямых для ряда изученных металлов (*Na, Mg, Al, Cu*) было определено

значение постоянной  $h$ . Среднее из этих измерений составляло  $h = 6,547 \times 10^{-34}$  Дж $\times$ с, что хорошо совпадает со значениями  $h$ , полученными из опытов иного рода.

Впоследствии данный метод был улучшен и привел к еще более точным определениям постоянной Планка ( $h = 6,67 \times 10^{-34}$  Дж $\times$ с, П. И. Лукирский, 1928 г., метод сферического конденсатора).

Из опытов Милликена, пользуясь формулой Эйнштейна, можно определить также и работу выхода. Найдем то значение  $\nu = \nu_0$ , которому соответствует  $U_3 = 0$ , т. е. точку пересечения прямой Милликена (рис. 1.4) с осью абсцисс, тогда работу выхода металла можно определить:  $A = h\nu_0$ .

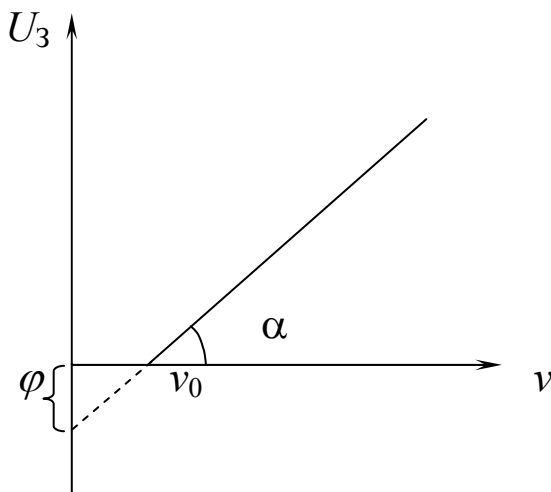


Рис. 1.4. Прямая Милликена: зависимость задерживающего потенциала от частоты падающего излучения

Таким образом, если освещать металл светом частоты  $\nu_0$  (или меньшей), то  $U_3 = 0$ , т. е. электроны не выйдут из металла даже при наличии некоторого ускоряющего поля. Поэтому найденную таким образом частоту  $\nu_0$  (или соответствующую длину волны  $\lambda_0 = c/\nu_0$ ) называют *граничной частотой* или **красной границей внешнего фотоэффекта**. Она лежит в области тем более длинных волн, чем электроположительнее металл, т. е. чем легче отдает он свои электроны. Так, например, для щелочных металлов граница лежит в области видимого света, тогда как для большинства других металлов она находится в ультрафиолетовой области спектра. Необходимо отметить также, что присутствие примесей, например, газов, растворенных в металле, нередко

сильно облегчает выход электронов, перемещая границу в область более длинных волн. В таблице 1 приведены значения *красной границы* для нескольких *чистых* металлов:

Таблица 1

### *Красные границы металлов*

<i>Металл</i>	<i>K</i>	<i>Na</i>	<i>Li</i>	<i>Hg</i>	<i>Fe</i>	<i>Ag</i>	<i>Au</i>	<i>Ta</i>
$\lambda_0$ , нм	550,0	540,0	500,0	273,5	262,0	261,0	265,0	305,0

#### **1.3.4. Обоснование гипотезы световых квантов в явлениях фотоэффекта**

Уравнение Эйнштейна (1.3), которое можно также записать в виде:

$$\frac{1}{2}mV^2 = h(\nu - \nu_0) = eU, \quad (1.4)$$

подтвержденное опытами Милликена, подвергалось и в дальнейшем разнообразным экспериментальным проверкам. В частности, частота падающего света варьировалась в очень широких пределах – от видимого света до рентгеновских лучей, и во всем интервале опыт оказался в превосходном согласии с теорией. В опытах с рентгеновскими лучами проверка уравнения (1.4) упрощается благодаря тому, что  $\nu$  очень велико по сравнению с  $\nu_0$ . Поэтому соотношение (4) принимает вид  $h\nu = eU$  и позволяет определить  $\nu$ , если измерено  $U$ . Таким приемом пользуются даже для определения длины волны очень жестких  $\gamma$ -лучей, для которых метод дифракции на кристаллах невозможно осуществить с достаточной точностью из-за малости соответствующей длины волны.

Фотоэлектрические опыты с рентгеновскими лучами дают возможность исследовать, распространяется ли световая энергия равномерно во все стороны, как следует из обычных волновых представлений, или она идет то по одному, то по другому направлению в виде дискретных квантов. Действительно, кванты видимого света обладают малым запасом энергии (так, для желтого излучения  $\nu = 5 \times 10^{14} \text{ с}^{-1}$ ,  $h\nu = 3,31 \times 10^{-19} \text{ Дж}$ ), поэтому для

регистрации их в большинстве опытов приходится иметь дело с большим числом квантов в единицу времени. В соответствии с этим действие, производимое случайным распределением летящих по всем направлениям световых квантов, трудно отличить от действия волны, равномерно распространяющейся во все стороны. Чем больше величина кванта, тем легче наблюдать действие отдельного кванта и легче, следовательно, осуществить опыт наблюдения распространения световой энергии не во все стороны равномерно, а вспышками то по одному, то по другому направлению. Кванты рентгеновского диапазона удовлетворяют этому условию. Кроме того, с рентгеновскими лучами легче осуществить условия, необходимые для возбуждения небольшого числа актов испускания в секунду. Известно, что для получения рентгеновского излучения нужно бомбардировать электронами анод. Всякая остановка (или торможение) электрона сопровождается испусканием рентгеновского импульса. В рамках теории световых квантов в самом благоприятном случае вся кинетическая энергия электрона после остановки перейдет полностью в один-единственный квант, частота которого  $\nu$  определится из условия  $\varepsilon = h\nu$ . Если бомбардирующий электрон разгонялся разностью потенциалов  $U$ , то  $\varepsilon_{кин} = eU$ , и условие максимальной частоты будет иметь вид:

$$h\nu = eU. \quad (1.5)$$

Действительно, опыт подтвердил, что при испускании рентгеновских волн наблюдается максимальная частота (коротковолновая граница), определяемая из условия (1.5), где  $U$  – ускоряющая разность потенциалов,  $e$  – заряд электрона,  $\nu$  – частота границы и  $h$  – постоянная Планка. Волны более короткие (большие  $\nu$ ) никогда не наблюдаются, волны же более длинные соответствуют превращению лишь части кинетической энергии электрона в излучение. Определение коротковолновой границы рентгеновского спектра может быть выполнено весьма надежно, поэтому такого рода опыты используются как один из наиболее совершенных методов определения значения постоянной Планка с помощью соотношения (1.5). Наилучшие измерения, выполнен-

ные этим методом, дали для постоянной Планка значение  $h = 6,624 \times 10^{-34}$  Дж $\times$ с.

Регулируя число электронов, бомбардирующих анод, можно менять число излучаемых рентгеновских квантов. Если заставить такие рентгеновские лучи воздействовать на металлическую пластинку, вызывая внешний фотоэффект, то, как показывает опыт, кинетическая энергия испускаемых электронов равняется энергии кванта. Таким образом, полная схема превращения будет иметь вид:

$$eV = \frac{1}{2}mV^2 = h\nu = \frac{1}{2}mV^2, \quad (1.6)$$

т. е. весь цикл превращений состоит из: 1) превращения работы электрического поля  $eU$  в кинетическую энергию  $\frac{1}{2}mV^2$  электрона в рентгеновской трубке, 2) превращения кинетической энергии этого электрона в рентгеновский квант  $h\nu$ , и, наконец, 3) превращение энергии кванта полностью в кинетическую энергию  $\frac{1}{2}mV^2$  электрона, освобожденного этим квантом при фотоэффекте. Такой цикл гораздо больше походит на удар, чем на процесс постоянного накопления в освобождаемом электроны энергии, приносимой волнами.

Из многочисленных опытов с рентгеновскими лучами, обнаруживающих с большой ясностью корпускулярные свойства этих лучей, следует отметить два: первый принадлежит А. Ф. Иоффе и Н. И. Добронравову, второй – Боте (подробное описание этих опытов можно найти в учебнике Э. В. Шпольского Атомная физика. т. 1). Осуществлены также опыты, показывающие, что энергия рентгеновского излучения распространяется в разные стороны не одновременно, и что порции этого излучения (кванты) летят то в ту, то в другую сторону.

Опыт Боте был выполнен при помощи двух счетчиков, достаточно чувствительных для того, чтобы зарегистрировать действие одного рентгеновского кванта, и достаточно быстро фиксирующих его появление. Этот опыт осуществлен Боте по схеме, представленной на рис. 1.5.

Тонкая фольга  $A$ , освещенная сбоку рентгеновскими лучами  $R$ , сама становится источником рентгеновских лучей (*рентгенов-*

ская флуоресценция). Два счетчика  $Cч_1$  и  $Cч_2$  расположены симметрично. Попадание рентгеновского излучения в каждый из них вызывает немедленное (меньше чем через 0,001 с) вздрагивание нити соединенного с ним электрометра Э. Эти вздрагивания регистрируются автоматически на общей движущейся ленте Л. Если из фольги А во все стороны расходятся волны, то работа обоих счетчиков должна происходить одновременно, в такт (с малыми случайными вариациями). Наоборот, если из А летят кванты то в ту, то в другую сторону, то показания электрометров будут беспорядочными и лишь случайно могут оказаться близкими или одновременными. Опыт совершенно отчетливо обнаружил беспорядочность показаний электрометров, т. е. доказал, что из фольги летят кванты то в одну, то в другую сторону.

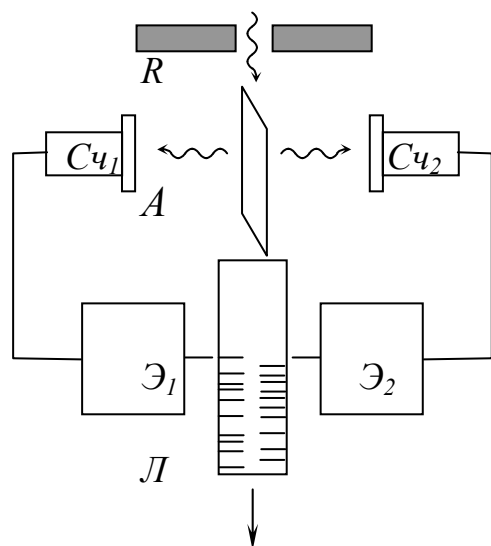


Рис. 1.5. Схема опыта Боте

Аналогичные опыты с квантами видимого света затруднены тем, что энергия этих квантов очень мала. Хотя глаз очень чувствителен к квантам света, он не реагирует на отдельные кванты. По измерениям С. И. Вавилова, в области максимальной чувствительности глаза (550 нм) для отдохнувшего глаза пороговая чувствительность в среднем составляет около 200 квантов, падающих за 1 с на зрачок наблюдателя. В этих условиях, как показали опыты Вавилова, удастся наблюдать флуктуационные колебания светового потока, имеющие ясно выраженный статистический характер. Хотя в таких опытах и



нельзя однозначно отделить квантовые флуктуации светового потока от флуктуации, связанных с физиологическими процессами в глазу, тем не менее и они могут рассматриваться как подтверждающие квантовый характер явления, кроме того, эти опыты дают результаты, существенные для исследования свойств живого глаза. В частности, с их помощью удалось установить, что число квантов, которые должны поглощаться в *сетчатке* при пороговом раздражении, приблизительно на порядок меньше числа квантов, падающих на зрачок, и составляет примерно 20 квантов в секунду.

Итак, совокупность сведений о фотоэффекте, изложенных выше, убедительно свидетельствует в пользу представления о световых квантах. Можно сказать, что свет частоты  $\nu$  не только покидает атом в виде порции энергии, равной  $h\nu$ , но и в дальнейшем распространяется в пространстве и вступает во взаимодействие с веществом в виде такой порции, локализованной и перемещающейся как целое со скоростью света. Для таких элементарных световых частиц Эйнштейн ввел специальное название – *фотон*.

Энергия фотона зависит от его частоты и равна  $h\nu$ . В соответствии с одним из основных выводов теории относительности энергия  $\varepsilon$  неразрывно связана с понятием динамической массы  $m$ , причем численное соотношение между ними определяется известным уравнением Эйнштейна  $\varepsilon = mc^2$ . Следуя теории Эйнштейна, динамическая масса фотона  $m$  определяется выражением

$$m = h\nu/c^2 = m_0/(1-\beta^2)^{1/2}. \quad (1.7)$$

Так как фотон движется со скоростью света, то он обладает импульсом с абсолютной величиной

$$p = mc = h\nu/c \quad (1.8)$$

и направлением, совпадающим с направлением распространения волны. Итак, энергия фотона равна  $h\nu$ , его динамическая масса равна  $h\nu/c^2$ , величина его импульса равна  $h\nu/c$ .

Корпускулярные свойства фотона не должны заставить нас забыть о том, что для огромного круга явлений, волновые представления оказываются справедливыми. Необходимо отметить, что и в явлении фотоэффекта есть свойства, говорящие в пользу волновых представлений о свете. Эти свойства особенно отчетливо выступают при исследовании зависимости силы фототока от длины волны.

### 1.3.5. Зависимость силы фототока от длины световой волны

Для исследования зависимости силы фототока от длины волны необходимо определить силу тока насыщения, соответствующего определенной лучистой энергии монохроматического света. Результаты подобных измерений приведены на рис. 1.6, где по оси ординат отложена сила тока насыщения  $I_0$ , отнесенная к поглощенной лучистой энергии, а по оси абсцисс – длина волны  $\lambda$ . Рисунок 1.6 показывает, что «красной границе»  $\lambda_0$

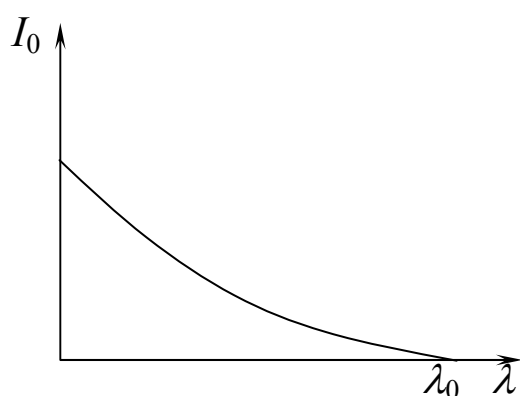


Рис. 1.6. Зависимость силы фототока от длины волны

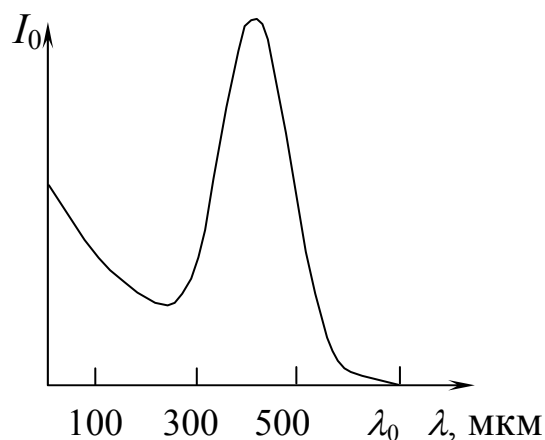


Рис. 1.7. Зависимость силы фототока от длины волны щелочных металлов

соответствует  $I_0 = 0$  и с уменьшением длины волны сила тока на единицу поглощенной энергии возрастает. Это значит, что свет с более короткой длиной волны более эффективен. Если принять во внимание, что чем короче длина волны падающего света, тем «меньше» квантов содержится в единице поглощенной энергии (ибо для коротких волн сами кванты, равные  $h\nu = hc/\lambda$ ,

«больше»), то из кривой рис. 1.6 ясно видно, как сильно растет способность фотонов выбивать электроны из вещества по мере перехода к более «крупным» фотонам.

Опыт показал, однако, что ход зависимости, изображенный на рис. 1.6, не всегда имеет место. У ряда металлов, особенно щелочных, для которых красная граница лежит далеко в видимой и даже в инфракрасной области спектра и которые, следовательно, чувствительны к более широкому интервалу длин волн, наблюдается следующая особенность: сила тока имеет резко выраженный максимум для определенного спектрального участка, быстро спадая по обе его стороны (*селективный*, или *избирательный*, фотоэффект, рис. 1.7). Селективность фотоэлектрических явлений очень напоминает резонансные эффекты. Дело происходит так, как будто электроны в металле обладают собственным периодом колебаний, и по мере приближения частоты возбуждающего света к собственной частоте электронов амплитуда колебаний их возрастает и они преодолевают работу выхода.

Подтверждение подобного взгляда можно было бы видеть в том обстоятельстве, что явление селективного фотоэффекта сильно зависит от направления поляризации света и угла падения. Если падающий свет поляризован так, что вектор напряженности электрического поля параллелен плоскости падения, то эффект резко усиливается. Наоборот, при повороте плоскости поляризации на  $90^\circ$  селективный эффект исчезает. В первом случае электрический вектор имеет слагающую, перпендикулярную к поверхности металла, тем больше, чем ближе угол падения к прямому.

Следует заметить, что легко наблюдаемый большой селективный максимум щелочных металлов принадлежит не чистому металлу, а соединениям, обычно образующимся на поверхности вследствие присутствия следов газа. Для чистой поверхности металла, которая получается с большим трудом, селективный эффект выражен гораздо слабее. Тем не менее существование селективного фотоэффекта и его характер отчетливо указывают на плодотворность волновых представлений для понимания фотоэффекта. Однако для полной количественной трактовки этих явлений, включая и явление селективного фотоэффекта, тре-

буется применение углубленных представлений о металле, даваемых современной квантовой теорией.

### 1.3.6. Многофотонный фотоэффект

Рассмотренные законы фотоэффекта были установлены для сравнительно небольших интенсивностей света. Интерпретация фотоэффекта, основанная на квантовых представлениях, связывает освобождение электрона с передачей ему энергии одного фотона падающего света. Однако известно, что в случае очень больших интенсивностей света оптический электрон атомов и молекул может приобрести энергию нескольких фотонов (многофотонное поглощение и ионизация). Аналогичное явление было обнаружено и по отношению к свободным электронам металлов (Фаркаш с сотрудниками, 1967 г.).

Если при освещении поверхности металла электрон способен приобрести энергию  $N$  фотонов (т. е. энергию  $Nh\nu$ ), то следует ожидать, очевидно, уменьшения граничной частоты в  $N$  раз (смещения красной границы фотоэффекта в сторону длинных волн). Наблюдению фотоэффекта за красной границей, требующему, как мы увидим, огромной интенсивности света, длительное время препятствовало сильное нагревание металла, приводящее к термоэлектронной эмиссии, для которой красная граница, разумеется, не существует. Маскирующее влияние термоэлектронной эмиссии было почти полностью устранено применением сверхкоротких импульсов лазерного излучения длительностью  $10^{-11} \dots 10^{-12}$  с и скользящим освещением фотокатода (угол падения около  $85^\circ$ ). И тот и другой прием приводят к уменьшению нагревания и к подавлению термоэлектронной эмиссии. В этих условиях фотоэлектроны были надежно зарегистрированы далеко за красной границей (вплоть до пятикратного уменьшения частоты света в сравнении с граничной частотой, определяемой работой выхода).

Законы многофотонного, или нелинейного, фотоэффекта имеют много общего с законами линейного (однофотонного) фотоэффекта, рассмотренного выше. Пусть частота света лежит в пределах

$$P/N < h\nu < P/(N-1), \quad (1.9)$$

так что для выхода фотоэлектрона необходимо поглощение им не менее  $N$  фотонов. При этом условии, как показывает исследование распределения фотоэлектронов по скоростям, выполняется соотношение

$$\frac{1}{2}mV^2 + A = N h\nu, \quad (1.10)$$

вполне аналогичное уравнению Эйнштейна (1.3) и означающее, что фотоэлектрон действительно приобрел энергию  $N$  фотонов. Число фотоэлектронов, характеризуемое величиной тока насыщения, оказалось пропорциональным интенсивности света, возведенной в степень  $N$ . Изменения поляризации света и угла падения позволили выяснить, что нелинейный фотоэффект обуславливается исключительно слагающей напряженности электрического поля, перпендикулярной к поверхности катода.

Перечисленные свойства нелинейного фотоэффекта установлены при использовании фотокатодов из различных материалов (натрий, золото, серебро и др., а также полупроводники), для различных значений  $N = 2, 3, 4$  и  $5$ , в широком интервале изменения интенсивности света (от  $0,1$  до  $10^3$  МВт/см<sup>2</sup>). При значении потока, примерно равном  $10^4$  МВт/см<sup>2</sup>, по-видимому, имеет место еще одно нелинейное явление, аналогичное автоэлектронной (или холодной) эмиссии: электрическое поле волны изменяет потенциальный барьер на поверхности металла, и электрон получает возможность «просачиваться» через барьер, не преодолевая энергии выхода. Такое «просачивание» легко понять, если вспомнить о волновых свойствах электрона и принять во внимание, что прохождение электрона через потенциальный барьер аналогично проникновению электромагнитной волны через тонкий слой оптически плотного вещества при угле падения, большем критического угла полного внутреннего отражения.

### 1.3.7. Безынерционность фотоэффекта

Попытаемся дать качественное объяснение фотоэффекта с волновой точки зрения. Свободные электроны, в изобилии имею-

щиеся в металле, удерживаются в нем задерживающим полем, существующим на границе металла. Работа выхода электрона из металла составляет несколько электрон-вольт. В электрическом поле световой волны свободный электрон приходит в колебания. Когда энергия колебаний делается достаточно большой, электрон может преодолеть задерживающее поле и уйти за пределы металла. Если же электрон связанный, то все будет происходить аналогично, но зависимость энергии колебаний от частоты будет носить более сложный, резонансный характер. Однако такое объяснение не согласуется с опытом. Кинетическая энергия колеблющегося электрона заимствуется от световой волны. Казалось бы, что энергия вылетевшего электрона должна быть тем больше, чем больше интенсивность падающего света. Но опыты Ленарда и многочисленные исследования других ученых показали, что максимальная скорость, с которой электроны вылетают из тела, от интенсивности падающего света совсем не зависит, а определяется только его частотой. (Предполагается, что материал тела и состояние освещаемой поверхности остаются неизменными.) Другое резкое расхождение с опытом получится, если на основе приведенного объяснения оценить время возникновения фотоэффекта. Действительно, если взять, например, изотропно излучающий точечный источник света мощностью  $P = 100 \text{ Вт}$ , то по классической волновой теории поток лучистой энергии распространяется от источника света непрерывно во все стороны. Пусть свет падает нормально на плоский фотокатод из цинка, расположенный на расстоянии  $r$  от источника. Энергетическая освещенность, создаваемая источником на фотокатод, будет  $P/4\pi r^2$ . Работа выхода электрона  $A$  из цинка составляет около 3,74 эВ. Очевидно, что для выхода электрона из металла энергия, накопленная им при вынужденных колебаниях, должна быть не меньше  $A$ . Максимальная энергия, которую может получить атом от излучения за время  $t$ , составляет  $\varepsilon_{\text{max}} = (P/4\pi r^2)\sigma t$ , где  $\sigma$  – поперечное сечение атома. Энергия, переданная электрону за то же время, меньше  $\varepsilon_{\text{max}}$ , но она должна быть не меньше  $A$ , чтобы электрон мог выйти из металла, то есть время должно быть  $t > (4\pi r^2/\sigma P)A$ . Учитывая, что среднее расстояние между атомами цинка  $d \approx 2,49 \times 10^{-8}$  см, сечение а можно

оценить по формуле  $\sigma \approx d^2 \approx 6 \times 10^{-8} \text{ см}^2$ . Для указанных условий получится  $t > 1,25 \text{ с}$ . Таким образом, по классической волновой теории фотоэффект должен протекать с запаздыванием. Если учесть, что фотоэлементы реагируют на значительно более слабые световые потоки, чем в нашем примере, то и запаздывание фотоэффекта может получиться много больше. Между тем опыт показывает, что фотоэффект протекает безынерционно, т. е. фототок появляется мгновенно – одновременно с освещением. Именно на такой безынерционности основаны практически все научно-технические применения фотоэффекта. Указанные трудности отпадают, если фотоэффект рассматривать с фотонной точки зрения. Взаимодействуя с электроном металла, фотон может обмениваться с ним энергией и импульсом. Такой процесс взаимодействия напоминает удар шаров, а потому его образно называют столкновением. Фотоэффект возникает при неупругом столкновении фотона с электроном. При таком столкновении фотон поглощается, а его энергия передается электрону. Таким образом, электрон приобретает кинетическую энергию не постепенно, а сразу – в результате единичного акта столкновения. Этим и объясняется безынерционность фотоэффекта. Энергия поглощаемого фотона может затрачиваться на отрыв электрона от атома внутри металла. Оторванный электрон может взаимодействовать с атомом внутри металла, растрачивая энергию на тепло. Максимальной энергией вылетевший электрон будет обладать тогда, когда внутри металла он был свободен, т. е. не связан с атомом, а при вылете наружу не расходовал энергию на тепло.

## 2. Внутренний фотоэлектрический эффект

Кроме рассмотренного нами внешнего фотоэффекта (называемого обычно просто фотоэффектом), существует также внутренний фотоэффект, наблюдаемый в полупроводниках и диэлектриках. В этом случае под действием оптического излучения происходит изменение электрофизических параметров материала, обусловленное образованием дополнительных носителей заряда. Внутренний фотоэффект условно разделяют на *фотопроводимость* (*фоторезистивный эффект*), которая заключается в увеличении

электропроводности полупроводника или диэлектрика под действием электромагнитного излучения и *фотогальванический эффект (вентильный фотоэффект)*. Фотогальванический эффект возникает в полупроводниках с внутренним потенциальным барьером (с *p-n*-переходом, с переходом металл-полупроводник, с гетеропереходом). При этом внутреннее электрическое поле перехода разделяет возникшие под действием оптического излучения неравновесные носители заряда (дополнительные электроны и дырки). Пространственно разделенные неравновесные носители разных знаков – дырки и электроны – создают фотоЭДС.

Рассмотрим процесс образования неравновесных носителей заряда в полупроводниках при поглощении его оптического излучения, который приводит к увеличению проводимости данного полупроводника. Энергия фотонов может быть передана электронам валентной зоны с переводом этих электронов в зону проводимости, т. е. энергия фотонов идет на отрыв электрона от конкретного атома полупроводника в кристаллической решетке. Этот процесс называется эффектом собственной фотопроводимости (рис. 2.1, *а*).

Возможно примесное поглощение, при котором под действием света электроны могут переходить с примесных донорных уровней в зону проводимости (рис. 2.1, *б*) или из валентной зоны на уровни акцепторной примеси (рис. 2.1, *в*). В первом случае возникает электронная (рис. 2.1, *б*), во втором – дырочная (рис. 2.1, *в*) фотопроводимость. Фотопроводимость, возникающая в результате двух последних процессов, называется *примесной*.

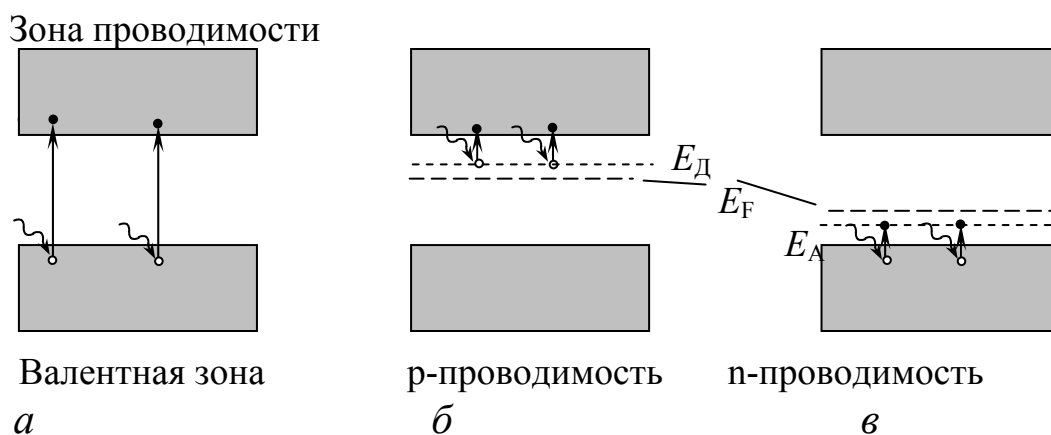


Рис. 2.1. Фотопроводимость полупроводников и диэлектриков: собственная (*а*) и примесная (*б*) и (*в*)



Для возникновения фотопроводимости необходимо, чтобы энергия фотона превышала либо ширину запрещенной зоны (собственная *фотопроводимость*), либо энергетическое расстояние между одной из зон и примесным уровнем  $E_D$ ,  $E_A$  (примесная фотопроводимость). В общем случае концентрация примесных атомов существенно меньше концентрации основных атомов, и они в основном ионизованы уже при относительно низких температурах. В этом случае собственная фотопроводимость будет существенно выше примесной и основная доля фотоносителей – это собственные фотоносители.

На фоторезистивном эффекте основано действие так называемых *фотосопротивлений*. Фотосопротивление состоит из следующих элементов (рис. 2.2): изолирующая подложка 1, на которую наносится тонкий слой полупроводника 2 (такие слои получают испарением в вакууме или химическим осаждением) и металлические электроды 3, к которым подсоединяются провода для включения в цепь. Для предохранения от влияния воздуха фоточувствительная поверхность фотосопротивления покрывается тонкой пленкой лака. Лаковая пленка должна обладать прозрачностью в той области спектра, в которой работает фотосопротивление.

Количество образующихся носителей тока пропорционально падающему световому потоку. Поэтому фотосопротивления применяются для целей фотометрии. Первым полупроводником, нашедшим применение для этих целей, был селен. В последнее время для видимой части спектра стали широко применяться фотосопротивления из  $CdS$ . Фотосопротивления из полупроводников  $PbS$ ,  $PbSe$ ,  $PbTe$  и  $InSb$  используются в качестве детекторов инфракрасного излучения. По чувствительности они намного превосходят термоэлектрические болометры, однако она существенно зависит от длины волны падающего излучения (этого нет для болометров)

Фотосопротивление имеет ряд и других достоинств: малые габариты, сравнительная простота изготовления, высокие фотоэлектрические свойства, практически неограниченные сроки работы.

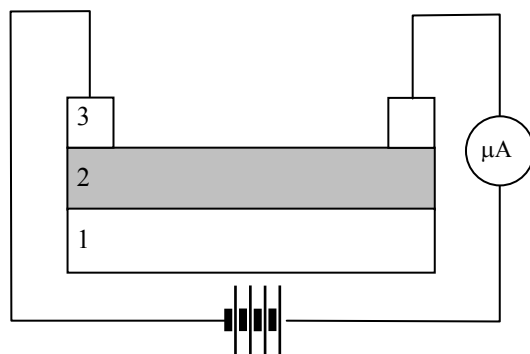


Рис. 2.2. Устройство фотосопротивления и схема его включения

Работа фотодиода основана на фотогальваническом эффекте, фоточувствительный элемент которого имеет структуру полупроводникового диода. Упрощенная структура фотодиода на основе  $p-n$  перехода изображена на рис. 2.3, а. Пусть излучение воздействует в направлении, перпендикулярном плоскости  $p-n$  перехода. В результате поглощения фотонов с энергией, большей, чем ширина запрещенной зоны, в  $n$ -слое полупроводника возникают неравновесные электронно-дырочные пары (фотоносители).

Фотоносители диффундируют вглубь  $n$ -области. Ширина  $n$ -области  $W$  такова, что основная доля созданных излучением фотоносителей не успевает рекомбинировать в  $n$ -области и доходит до границы  $p-n$  перехода ( $x = W$ ). Электроны и дырки разделяются электрическим полем  $p-n$  перехода напряженностью  $E_0$ , при этом дырки переходят в  $p$ -область, а электроны не могут преодолеть поле перехода и скапливаются у границы  $p-n$  перехода в  $n$ -области. Таким образом, ток фотоносителей через  $p-n$  перехода обусловлен дрейфом неосновных носителей – дырок.

Качество фотодиода определяется прежде всего эффективностью управления фототоком с помощью излучения. Именно оптическое управление током фотодиода определяет особенности его режимов работы. Сравним с этих позиций принципы действия обычного (выпрямительного) диода и фотодиода.

В равновесном состоянии, когда поток излучения отсутствует ( $\Phi = 0$ ), зонные диаграммы диода и фотодиода полностью совпадают. При этом уровень Ферми одинаков для обеих облас-

тей и диффузионная составляющая тока через  $p-n$  переход – тока основных носителей – равна дрейфовой составляющей тока неосновных носителей (рис. 2.3, б). В обычном диоде равновесие в структуре нарушается при приложении к  $p-n$  переходу прямого напряжения (плюс к  $p$ -области, минус к  $n$ -области) – внутренний потенциальный барьер снижается.

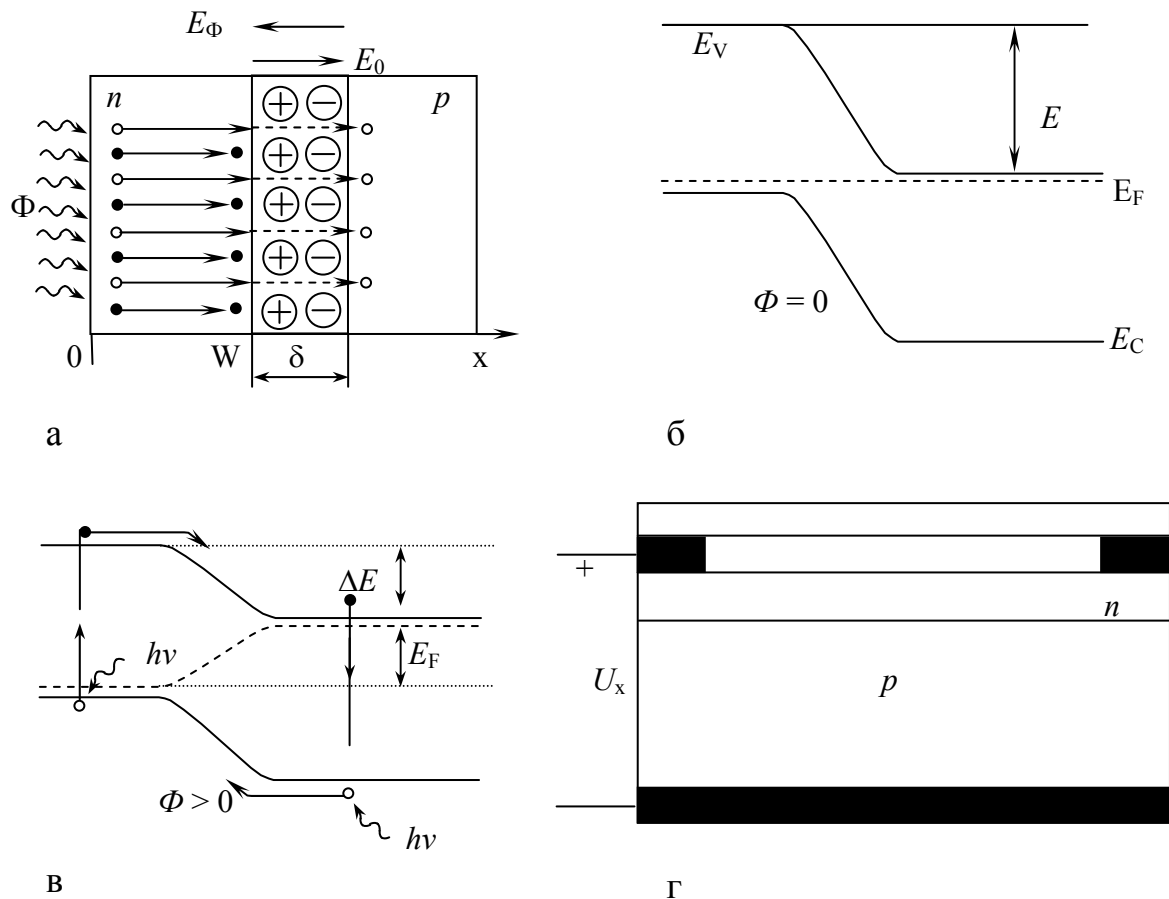


Рис. 2.3. Структура фотодиода (а),  $p-n$  переход в равновесном состоянии (б),  $p-n$  переход при воздействии излучения (в) и конструкция солнечного элемента (г)

Равновесие в потоках носителей через переход нарушается в пользу диффузионной составляющей тока, которая при достаточно большом прямом напряжении определяет значение тока через  $p-n$  переход в выпрямительном диоде и является фактически паразитной и должна быть минимально возможной.

В фотодиоде  $p-n$  переход разделяют созданные излучением фотоносители (рис. 2.3, в). Это приводит к снижению потенциального внутреннего барьера в фотодиоде (аналогично приложению прямого напряжения в обычном диоде). Уровни Ферми в

структуре по обе стороны от  $p$ - $n$  перехода уже не совпадают, а смещаются относительно друг друга. Важно подчеркнуть, что в фотодиоде равновесие под действием излучения нарушается в «пользу» дрейфовой составляющей тока через  $p$ - $n$  переход, т. е. для эффективного управления током с помощью излучения диффузионную составляющую в фотодиоде необходимо подавлять. В фотодиоде она – паразитная составляющая тока через  $p$ - $n$  переход.

Дрейфовый поток фотоносителей (дырок и электронов) образует фоток  $I_{\phi}$ , при этом дырки «заряжают»  $p$ -область положительно относительно  $n$ -области, а электроны –  $n$ -область отрицательно по отношению к  $p$ -области. Возникшая таким образом разность потенциалов, называемая фотоЭДС  $E_{\phi}$ , снижает внутренний потенциальный барьер до значения  $\Delta E$  (рис. 2.3, в).

Накопление фотоносителей в соответствующих областях имеет ограничение: одновременно с накоплением (дырок в  $p$ -области и электронов  $n$ -области) происходит понижение потенциального барьера  $E_0$  на значение возникшей фотоЭДС  $E_{\phi}$ . Очевидно, что  $E_{\phi}$  должна быть меньше  $E_0$ , так как разделение фотоносителей возможно только при наличии некоторого потенциального барьера  $\Delta E$ . Уменьшение высоты потенциального барьера и соответственно напряженности электрического поля в  $p$ - $n$  переходе ухудшает «разделительные свойства»  $p$ - $n$  перехода.

Кроме составляющей фотоЭДС, которая возникает из-за разделения носителей заряда полем  $p$ - $n$  перехода или другого потенциального барьера и которая является основной, могут быть и другие составляющие. Одна из них – составляющая, которая называется фотоЭДС Дембера.

В поверхностном слое освещаемого полупроводника возникают фотоносители – дополнительные дырки и электроны. Коэффициент диффузии электронов больше коэффициента диффузии дырок. Поэтому при диффузии из места генерации фотоносителей электроны опережают дырки, происходит некоторое разделение зарядов – поверхность полупроводника приобретает положительный заряд по отношению к объему. Возникает дополнительная составляющая фотоЭДС. Кроме того, при наличии на поверхности ловушек захвата носителей одного знака (только ды-

рок или только электронов) возникает составляющая фотоЭДС как итог диффузии полупроводника вглубь носителей заряда другого знака.

Для обеспечения высокой чувствительности к излучению необходимо, чтобы в фотодиоде диффузионная составляющая тока была минимальной. Поэтому фотодиод работает или вообще без внешнего напряжения (фотогальванический режим), или при обратном внешнем напряжении (фотодиодный режим).

На описанном принципе работают солнечные элементы, преобразующие энергию солнечного света в электрическую энергию. Данное устройство представляет собой фотодиод с *p-n* переходом большой площади, способный преобразовывать энергию падающего солнечного излучения в энергию электрического тока с КПД, достигающим 20%. Получать энергию традиционными способами дешевле, чем из солнечного излучения при таком КПД, однако следует ожидать, что в ближайшее время эта разница стоимостей будет сокращаться.

Чаще всего для изготовления солнечных элементов используют кремний, а также селен, арсенид *GaAs* и сернистый идий *InS*. Конструкция солнечного элемента приведена на рис. 2.3, г.

Полупроводниковые фотоэлементы характеризуются нестрогой линейностью зависимости величины электрического сигнала от освещения.

### 3. Применение фотоэлементов

В настоящее время на основе внешнего и внутреннего фотоэффекта строится бесчисленное множество приемников излучения, преобразующих световой сигнал в электрический и объединенных общим названием – *фотоэлементы*. Они находят весьма широкое применение в технике и научных исследованиях. Самые разные объективные оптические измерения немислимы в наше время без применения того или иного типа фотоэлементов. Современная фотометрия, спектрометрия и спектрофотометрия в широчайшей области спектра, спектральный анализ вещества, объективное измерение весьма слабых световых потоков, наблюдаемых, например, при изучении спектров комбинацион-

ного рассеяния света, в астрофизике, биологии и т. д. трудно представить себе без применения фотоэлементов. Регистрация инфракрасных спектров часто осуществляется специальными фотоэлементами для длинноволновой области спектра. Необычайно широко используются фотоэлементы в технике: контроль и управление производственными процессами, разнообразные системы связи от передачи изображения и телевидения до оптической связи на лазерах и космической техники представляют собой далеко не полный перечень областей применения фотоэлементов для решения разнообразнейших технических вопросов в современной промышленности и связи.

История создания фотоэлементов насчитывает уже более 100 лет. Первый фотоэлемент, основанный на внутреннем фотоэффекте и использующий явление фотопроводимости, был построен в 1875 г., первый же вакуумный фотоэлемент, основанный на внешнем фотоэффекте, был построен в 1889 г. Промышленное производство вакуумных фотоэлементов в Советском Союзе было организовано П. В. Тимофеевым в 1930 г. Интересно отметить, что фотоэлементы, использующие внешний фотоэффект, раньше приобрели широкое развитие, хотя внутренний фотоэффект был открыт по крайней мере на 14 лет раньше. Только в сороковых годах двадцатого столетия благодаря бурному развитию физики полупроводников и детальному изучению внутреннего фотоэффекта началось создание новых фотоэлементов на основе полупроводниковых материалов.

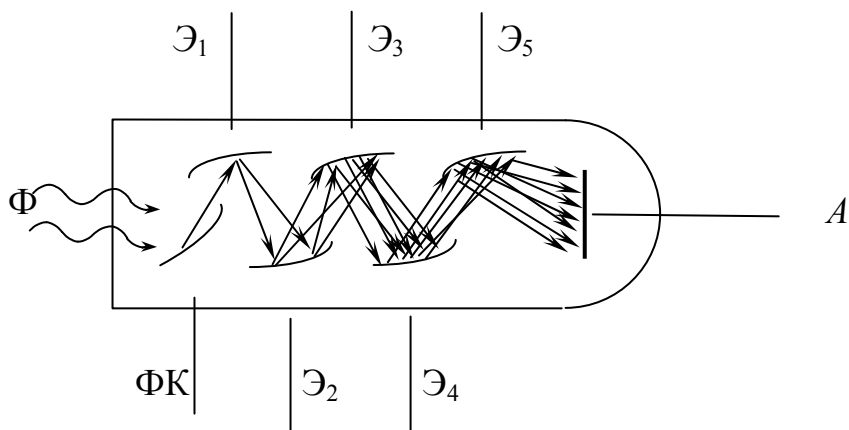
Огромное разнообразие задач, решаемых с помощью фотоэлементов, вызвало к жизни чрезвычайно большое разнообразие типов фотоэлементов с различными техническими характеристиками. Выбор оптимального типа фотоэлементов для решения каждой конкретной задачи основывается на знании этих характеристик. Для фотоэлементов с внешним фотоэффектом (вакуумных фотоэлементов) необходимо знание следующих характеристик: рабочей области спектра, относительной характеристики спектральной чувствительности (она строится как зависимость от длины волны падающего света безразмерной величины отношения спектральной чувствительности при монохроматическом освещении к чувствительности в максимуме этой

характеристики), интегральной чувствительности (она определяется при освещении фотоэлемента стандартным источником света), величины квантового выхода (процентное отношение числа эмитированных фотоэлектронов к числу падающих на фотокатод фотонов), инерционности (для вакуумных фотоэлементов она определяется обычно через время пролета электронов от фотокатода к аноду). Важным параметром служит также темновой ток фотоэлемента, который складывается из термоэлектронной эмиссии фотокатода при комнатной температуре и тока утечки.

В зависимости от материала фотокатода и материала колбы фотоэлемента их можно применять в диапазоне  $0,2 \dots 1,4$  мкм. Их интегральная чувствительность лежит в пределах  $20 \dots 100$  мкА на 1 лм светового потока. Очень важным достоинством вакуумных фотоэлементов является их высокое постоянство и линейность связи светового потока с фототоком. Поэтому они длительное время преимущественно использовались в объективной фотометрии, спектрометрии, спектрофотометрии и спектральном анализе в видимой и ультрафиолетовой областях спектра. Главным недостатком вакуумных фотоэлементов при световых измерениях следует считать малость электрических сигналов, вырабатываемых этими приемниками света. Последний недостаток полностью устраняется в фотоэлектронных умножителях (ФЭУ), представляющих развитие фотоэлементов. ФЭУ были впервые построены в 1934 г.

Принцип действия ФЭУ можно проследить на рис. 3.1. Фотоэлектроны, эмитируемые с фотокатода  $ФК$  под действием электрического поля, ускоряются и попадают на первый промежуточный электрод  $Э_1$ . Падая на него, фотоэлектроны вызывают эмиссию вторичных электронов, причем в определенных условиях эта вторичная эмиссия может в несколько раз превышать первоначальный поток фотоэлектронов. Конфигурация электродов подбирается так, что большинство фотоэлектронов попадает на электрод  $Э_1$ , а большинство вторичных электронов – на следующий электрод  $Э_2$ , где процесс умножения повторяется, и т. д. Вторичные электроны с последнего из электродов (динодов), а их бывает до 15, собираются на анод  $A$ .

Общий коэффициент усиления таких систем достигает  $10^8$ , а интегральная чувствительность ФЭУ достигает тысяч ампер на люмен. Это, конечно, не означает возможности получения больших токов, а свидетельствует лишь о возможности измерения малых световых потоков.



*Рис. 3.1. Конструкция и принцип действия фотоэлектронного умножителя*

Очевидно, те же технические характеристики, что и у вакуумных фотоэлементов, а также коэффициент усиления и его зависимость от питающего напряжения полностью характеризуют ФЭУ.

В настоящее время последние повсеместно вытесняют вакуумные фотоэлементы. К недостаткам ФЭУ следует отнести необходимость применения источника высоковольтного и стабилизированного питания, несколько худшую стабильность чувствительности и большие шумы. Однако путем применения охлаждения фотокатодов и измерения не выходного тока, а числа импульсов, из которых каждый соответствует одному фотоэлектрону, эти недостатки могут быть в значительной степени подавлены.

Большим преимуществом всех приемников света, использующих внешний фотоэффект, является то обстоятельство, что их фототок не изменяется при изменении нагрузки. Это означает, что при малых значениях фототока можно применить практически сколь угодно большое сопротивление нагрузки и тем самым достичь значения падения напряжения на нем, достаточно



удобного для регистрации и усиления. С другой стороны, заменяя сопротивление на емкость, можно, измеряя напряжение на этой емкости, получать величину, пропорциональную усредненной величине светового потока за заданный интервал времени. Последнее чрезвычайно важно в тех случаях, когда необходимо измерить световой поток от нестабильного источника света – ситуация, типичная для спектроаналитических измерений.

Спектрометрия в инфракрасной области спектра не может производиться с помощью вакуумных фотоэлементов и ФЭУ по той причине, что современные фотокатоды имеют красную границу не выше 1400 нм. Однако уже сейчас известны материалы, позволяющие продвинуться до 4 мкм. Поэтому в инфракрасной области применяются фотоэлементы, работающие на основе внутреннего фотоэффекта. Сюда следует отнести неохлаждаемые фоторезисторы на основе *InSb*, *PbSe* и *PbS*, которые могут быть использованы до 6 мкм, и глубоко охлаждаемые фоторезисторы на основе германия, легированного золотом, цинком, медью и другими металлами, пригодные до 40 мкм.

Полупроводниковые фотоэлементы характеризуются нестрогой линейностью зависимости величины электрического сигнала от освещения. Этот недостаток, равно как и непостоянство чувствительности фотоэлемента, нестабильность его питания, а также дрейф усиления измерительной схемы, устраняется применением дифференциальной двухлучевой системы, в которой измеряется не абсолютное значение интенсивности света, прошедшего через поглощающее вещество, а ее отношение к интенсивности света просвечивающего источника.

В подавляющем числе случаев применения фотоэлементов не предъявляются строгих требования к их измерительным свойствам. По этой причине фотоэлементы, работающие на основе внутреннего фотоэффекта в силу их малых габаритов, низких напряжений питания и ряда конструктивных достоинств повсеместно применяются для автоматических систем, систем управления, преобразования солнечной энергии, контроля производства и т. д., за исключением тех случаев, когда относительно невысокие инерционные свойства этих фотоэлементов препятствуют их использованию.

## Практическая часть

### 1. Предварительные замечания

1. При выполнении работы следует обратить внимание на особенность работы потенциометра, регулирующего напряжение на фотоэлементе. В работе используется потенциометр, который позволяет изменять напряжение «грубо» и «плавно». Сначала ручка потенциометра вращается очень свободно и увеличения напряжения практически нет («плавная» регулировка). Далее вращение происходит с небольшой нагрузкой и происходит резкое увеличение напряжения («грубая» регулировка). Важно не пропустить начало «грубой» регулировки. Не следует производить быстрого вращения ручки потенциометра. Если необходимое напряжение было превышено, при обратном вращении также сначала происходит «плавная» регулировка, а затем «грубая». Таким образом, в работе можно устанавливать требуемые значения ускоряющего или задерживающего напряжения с высокой точностью.

2. В работе используются два набора светофильтров. Первый набор – цветные (селективные, квазимонохроматические) фильтры (рис. 1, а), с максимумом полосы пропускания на длине волны, указанной на кассете напротив фильтра. Максимумы полосы пропускания этих светофильтров соответствуют: 480, 490, 525, 555, 570, 580, 595 нм.

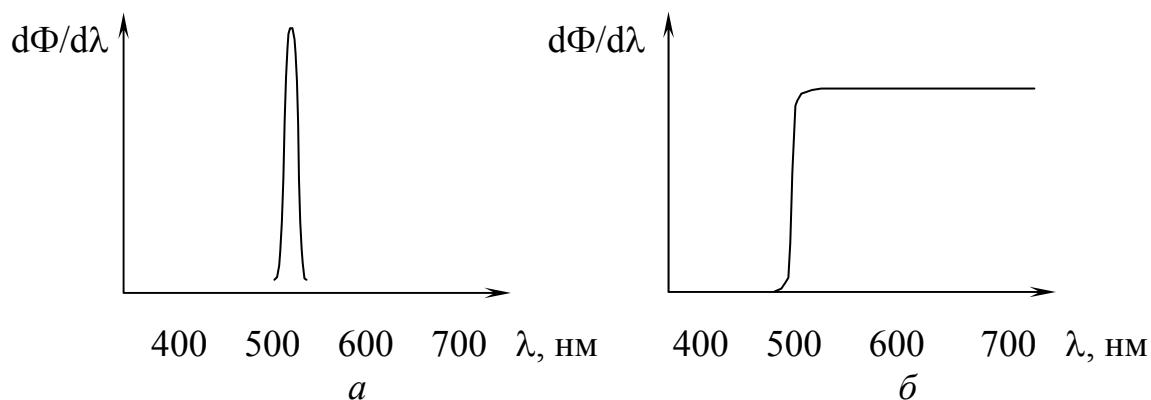


Рис. 1. Характеристики селективного (а) и граничного (б) светофильтров

Второй набор – граничные фильтры (рис. 1, б). Граничные длины волн, выше которых светофильтр пропускает свет, приведены в таблице.

Таблица 2

### *Граничные светофильтры*

<i>Марка</i>	<i>ЖС-10</i>	<i>ЖС-11</i>	<i>ЖС-12</i>	<i>ЖС-16</i>	<i>ЖС-17</i>	<i>ЖС-18</i>	<i>ОС-11</i>	<i>ОС-12</i>
$\lambda_{ГР}$ , нм	400	420	455	470	485	510	540	555
<i>Марка</i>	<i>ОС-13</i>	<i>ОС-14</i>	<i>КС-10</i>	<i>КС-11</i>	<i>КС-13</i>	<i>КС-14</i>	<i>КС-15</i>	
$\lambda_{ГР}$ , нм	565	580	600	610	630	640	650	

## 2. Изучение законов внешнего фотоэффекта

### *Упражнение 1. Изучение вольт-амперной характеристики фотоэлемента*

1. Схема установки для изучения внешнего фотоэффекта приведена на рис. 2. На оптической скамье установить кассету со светофильтрами как можно ближе к источнику и фотоэлемент на расстоянии примерно 10...20 см от светофильтров.

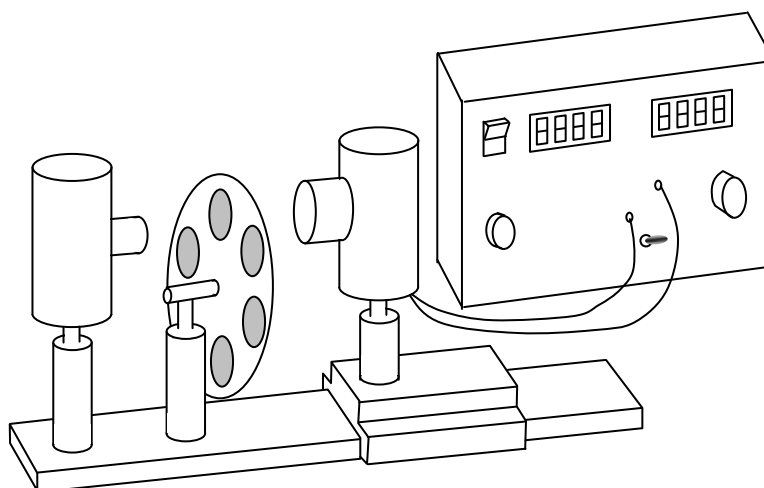


Рис. 2. Установка для изучения внешнего фотоэффекта

Установить потенциометры, регулировки накала лампы и напряжения анода в крайние левые положения.

2. Включить электронный блок прибора и установить тумблер на передней панели электронного блока в положение ускоряющего напряжения.

Выбрать один из светофильтров и подобрать такой накал лампы, чтобы фототок при напряжении на фотоэлементе  $U = 20$  В составлял 150...200 мкА, после чего уменьшить напряжение на фотоэлементе до 0 В. При увеличении напряжения и последующем его уменьшении внимательно следить за моментом перехода от «плавной» регулировки к «грубой» и обратно.

3. Увеличивать напряжение на аноде, в соответствии с таблицей 3 и измерять фототок до момента наступления насыщения.

Таблица 3

$\lambda = \text{нм}$												
$U, \text{В}$	0	0,25	0,5	1	2	3	4	5	6	8	...	20
$I, \text{мкА}$												

4. Построить график зависимости  $I = f(U)$  и сделать анализ полученной вольтамперной характеристики фотоэлемента.

5. Повторить измерения при другой освещенности фотоэлемента.

6. Повторить измерения для светофильтра с другой длиной волны.

## **Упражнение 2. Определение зависимости фототока насыщения от величины светового потока**

1. На оптической скамье установить источник света, кассету со светофильтрами и фотоэлемент как можно ближе друг к другу. Выбрать один из светофильтров, для которого выполнялось упражнение 1. Установить потенциометр регулировки накала

лампы в крайнее левое положение, а потенциометр регулировки напряжения анода в положение, соответствующее насыщению.

2. Подобрать накал лампы таким образом, чтобы ток насыщения  $I_{\text{нас}}$  составлял 150...200 мкА.

3. Отодвигая фотоэлемент каждый раз на 10 мм и сохраняя при этом его ориентацию на источник света, измерять фототок. Результаты измерений занести в таблицу 4.

Таблица 4

$r$ , м									
$1/r^2$ , м <sup>-2</sup>									
$I_{\text{нас}}$ , мкА									

4. Построить график зависимости  $I_{\text{нас}} = f(1/r^2)$  и сделать вывод.

### **Упражнение 3. Определение постоянной Планка и работы выхода фотокатода с использованием селективных светофильтров**

1. На оптической скамье установить источник света, кассету со светофильтрами и фотоэлемент как можно ближе друг к другу.

Установить потенциометры, регулировки накала лампы и напряжения анода в крайние левые положения.

2. Переключить тумблер на панели электронного блока в режим задерживающего напряжения.

3. Выбрать один из светофильтров и установить накал лампы близкий к максимальному.

4. Увеличивая напряжение на аноде, измерять фототок до момента его прекращения и изменения направления. Данные занести в таблицу 5.

Таблица 5

$\lambda =$ нм										
$-U$ , В	0	0,05	0,1	0,15	0,2	0,25	...			
$I$ , мкА										

5. Построить график зависимости  $I = f(U)$  и провести анализ полученных данных.

6. Для всех светофильтров определить запирающие напряжения, фиксируя их по моменту смены знака фототока. Данные занести в таблицу 6 и построить график зависимости  $U_3 = f(\nu)$ .

Таблица 6

$\lambda, \times 10^{-9} \text{ м}$	480	490	525	555	570	580	595
$\nu \times 10^{-14}, \text{ Гц}$							
$U_3, \text{ В}$							

7. Вычислить значение постоянной Планка и работы выхода фотокатода.

#### **Упражнение 4. Определение работы выхода фотокатода с использованием граничных светофильтров**

1. На оптической скамье установить источник света, держатель для граничных светофильтров и фотоэлемент.

2. Переключить тумблер на панели электронного блока в режим ускоряющего напряжения и установить напряжение, соответствующее току насыщения.

3. Установить накал лампы такой, чтобы для светофильтра ЖС-10 фототок был в пределах 150...200 мкА.

4. Устанавливая последовательно все граничные светофильтры, записывать значения фототока. Данные занести в таблицу.

5. Построить график зависимости  $I(\lambda)$ , определить красную границу фотоэффекта и вычислить работу выхода фотокатода. Сравнить данные с полученными в упражнении 3.

### 3. Изучение внутреннего фотоэффекта

#### Упражнение 1. Изучение фотопроводимости

1. Собрать установку в соответствии с рис. 3, подсоединив провода от фотосопротивления (красный и белый) к комбинированному прибору и поставить прибор в режим измерения сопротивлений на пределе 10 кОм.

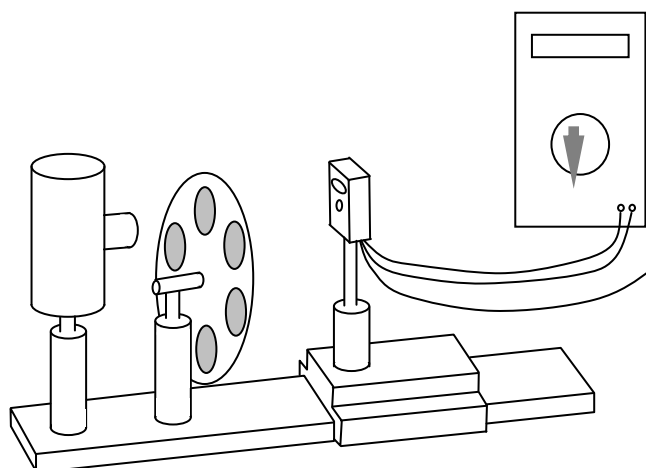


Рис. 3. Установка для изучения внутреннего фотоэффекта

2. Подать напряжения накала на лампу, при необходимости изменять пределы измерения прибора. Меняя граничные светофильтры, определить красную границу фотоэффекта и вычислить энергию залегания примесных уровней полупроводника.

3. Установить фотосопротивление как можно ближе к светофильтрам. Отодвигая фотоэлемент каждый раз на 10 мм и сохраняя при этом его ориентацию на источник света, измерять сопротивления. Результаты измерений занести в таблицу 7.

Таблица 7

$r, \text{ м}$									
$1/r^2, \text{ м}^{-2}$									
$I_{\text{нас}}, \text{ мкА}$									

Построить график зависимости  $R = f(1/r^2)$  и сделать вывод.

## Упражнение 2. Изучение вентильного фотоэлемента

1. Перевести комбинированный прибор в режим измерения напряжения и подключить к нему вентильный фотоэлемент (синий и белый провода).

2. Подать напряжения накала на лампу. Меняя граничные светофильтры, определить красную границу фотоэффекта и построить спектральную характеристику фотоэлемента  $dU/d\lambda$ .

3. Установить фотоэлемент как можно ближе к светофильтрам. Отодвигая фотоэлемент каждый раз на 10 мм и сохраняя при этом его ориентацию на источник света, измерять фотоЭДС. Результаты измерений занести в таблицу.

4. Построить график зависимости фотоЭДС  $= f(1/r^2)$  и сделать вывод.



## Контрольные вопросы

1. Что такое световой поток?
2. Покажите связь между длиной волны, частотой и скоростью света.
3. Что такое фотон (квант света)? Чему равна его энергия?
4. В чем заключается явление внешнего фотоэффекта?
5. Какие особенности явления фотоэффекта были обнаружены Столетовым?
6. Уравнение Эйнштейна и физическая сущность внешнего фотоэффекта.
7. Что называется вольт-амперной характеристикой фотоэлемента, какой она имеет вид?
8. Что такое фототок насыщения, от чего зависит его величина?
9. Что такое красная граница фотоэффекта, как она связана с работой выхода?
10. Дайте физическое объяснение работы выхода.
11. Что такое «задерживающая разность потенциалов», как определяется запирающее напряжение и каков его физический смысл?
12. От чего зависит скорость фотоэлектронов?
13. Влияет ли глубина проникновения света в фотокатод на распределение фотоэлектронов по энергиям?
14. В чем состоит отличие фотоэффекта от эффекта Комптона?
15. Чем объясняется селективный фотоэффект, для каких материалов он наблюдается?
16. В чем заключается явление фотопроводимости?
17. Каково устройство и принцип работы вентильного фотоэлемента.
18. Что называется спектральной характеристикой фотоэлемента?
19. Расскажите, как устроен фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), принцип его действия и области применения.

## Список литературы

1. Савельев, И. В. Курс общей физики. Т. 5. / И. В. Савельев. – М.: Наука, 1998.
2. Сивухин, Д. В. Общий курс физики. Т. 5, ч. 1. Атомная физика / Д. В. Сивухин. – М.: Наука, 1986.
3. Шпольский, Э. В. Атомная физика. Т. 1. Введение в атомную физику / Э. В. Шпольский. – М.: Наука, 1974.
4. Ландсберг, Г. С. Оптика / Г. С. Ландсберг. – М.: Наука, 1976.

## Оглавление

<b>Теоретическая часть.....</b>	<b>3</b>
<b>1. Внешний фотоэлектрический эффект .....</b>	<b>3</b>
1.1. Действие света.....	3
1.2. Открытие фотоэлектрического эффекта.....	3
1.3. Закономерности внешнего фотоэффекта.....	6
<b>2. Внутренний фотоэлектрический эффект .....</b>	<b>23</b>
<b>3. Применение фотоэлементов.....</b>	<b>29</b>
<b>Практическая часть.....</b>	<b>34</b>
<b>1. Предварительные замечания.....</b>	<b>34</b>
<b>2. Изучение законов внешнего фотоэффекта.....</b>	<b>35</b>
Упражнение 1. Изучение вольт-амперной характеристики фотоэлемента .....	35
Упражнение 2. Определение зависимости фототока насыщения от величины светового потока .....	36
Упражнение 3. Определение постоянной Планка и работы выхода фотокатода с использованием селективных светофильтров .....	37
Упражнение 4. Определение работы выхода фотокатода с использованием граничных светофильтров .....	38
<b>3. Изучение внутреннего фотоэффекта .....</b>	<b>39</b>
Упражнение 1. Изучение фотопроводимости .....	39
Упражнение 2. Изучение вентильного фотоэлемента.....	40
<b>Контрольные вопросы .....</b>	<b>41</b>
<b>Список литературы.....</b>	<b>42</b>

Учебное издание

**Преображенский Михаил Николаевич**  
**Рудь Николай Алексеевич**  
**Сергеев Александр Николаевич**

# **Изучение законов фотоэлектрических эффектов**

*Методические указания*

Редактор, корректор И. В. Бунакова  
Вёрстка Е. Л. Шелехова

Подписано в печать 23.09.10. Формат 60×84 <sup>1</sup>/<sub>16</sub> .  
Бум. офсетная. Гарнитура "Times New Roman".  
Усл. печ. л. 2,56. Уч.-изд. л. 2,12.  
Тираж 100 экз. Заказ

Оригинал-макет подготовлен  
в редакционно-издательском отделе Ярославского  
государственного университета им. П. Г. Демидова.

Отпечатано на ризографе.

Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова.  
150000, Ярославль, ул. Советская, 14.



**М. Н. Преображенский  
Н. А. Рудь  
А. Н. Сергеев**

**Изучение законов  
фотоэлектрических эффектов**

