

Московский Государственный Технический Университет им. Баумана

И.Н.Фетисов

ИЗУЧЕНИЕ ФОТОПРОВОДИМОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Методические указания к лабораторной работе Ф-3 по курсу общей физики

Под редакцией В.Н.Корчагина

Москва, 1989 г.

Цель работы - изучение электропроводности полупроводников, внутреннего фотоэффекта, измерение характеристик фоторезистора.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Электропроводность твердых тел

Плотность тока \vec{j} , А/м², в веществе и напряженность поля \vec{E} , В/м, связаны соотношением $\vec{j} = \sigma \vec{E}$, где σ - удельная электропроводность вещества, Ом⁻¹·м⁻¹. Удельная электропроводность хорошего изолятора и хорошего проводника отличаются в $\sim 10^{25}$ раз. В зависимости от значения σ вещества делятся на диэлектрики, полупроводники и металлы.

Электрический ток представляет собой направленное движение (дрейф) заряженных частиц, возникающее под действием поля. Этот дрейф накладывается на значительно более быстрое хаотическое движение электронов. Скорость дрейфа пропорциональна напряженности поля $\vec{v}_{др} = \mu \vec{E}$. Коэффициент пропорциональности μ , м² (В·с)⁻¹, называется **подвижностью** носителя заряда. Подвижность численно равна скорости дрейфа в поле единичной напряженности.

Плотность тока равна произведению заряда носителя e на концентрацию носителей n , м⁻³, и на скорость дрейфа ($\vec{j} = en\vec{v}_{др}$). Из приведенных выше формул получаем: $\sigma = en\mu$

В металлах ток переносят свободные электроны (электроны проводимости), в полупроводниках - электроны проводимости и дырки. Дырка - это квазичастица с положительным зарядом, численно равным заряду электрона. В электрическом поле дырки дрейфуют вдоль поля, а свободные электроны - в противоположном направлении. В связи с этим удельная электропроводность полупроводника равна сумме электронной и дырочной проводимостей

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p) \quad (1)$$

Здесь соответственно n и p - концентрация электронов и дырок; μ_n и μ_p - подвижность электронов и дырок. Для кремния, например, $\mu_n = 0,13$ м² (В·с)⁻¹, т.е. скорость дрейфа электрона равна 0,13 м/с при напряженности поля 1 В/м. Подвижность дырок в том же материале, как правило, значительно меньше.

Главное отличие полупроводников от металлов состоит в качественно различной зависимости проводимости от температуры. С понижением температуры проводимость металлов возрастает, а при температурах, близких к абсолютному нулю, некоторые металлы и сплавы переходят в сверхпроводящее состояние. Концентрация электронов проводимости в металлах практически не зависит от температуры, а увеличение электропроводности при охлаждении объясняется увеличением подвижности.

В полупроводниках, наоборот, проводимость уменьшается с уменьшением температур T . При очень низких (криогенных) температурах полупроводники становятся хорошими изоляторами. Изменение σ с изменением T объясняется изменением концентрации электронов и ды-

рок. Необходимо затратить некоторую энергию E , чтобы оторвать электрон от атома и сделать его способным перемещаться по кристаллу. Электрон может быть оторван за счет энергии тепловых колебаний атомов в кристалле, причем вероятность этого процесса растет с повышением температуры.

Связь электронов в полупроводнике может быть разорвана не только тепловым движением, но и различными внешними воздействиями: светом, потоком быстрых заряженных частиц и т.д. Поэтому для полупроводников характерна высокая чувствительность электропроводности к внешним воздействиям, а также к содержанию примесей и дефектов в кристаллах, поскольку во многих случаях энергия E для электронов, локализованных в примесном атоме или вблизи дефектов, существенно меньше, чем в идеальном кристалле данного полупроводника. Возможность в широких пределах управлять электропроводностью полупроводников изменением температуры, введением примесей и т.д. является основой их многочисленных и разнообразных применений.

Собственная проводимость полупроводников

Процесс образования электронов проводимости и дырок рассмотрим на примере типичного полупроводника кремния Si . Четыре внешних электрона слабо связаны с атомом, они участвуют в химических реакциях и обуславливают четыре валентности кремния.

В кристалле кремния атомы расположены так, что каждый атом окружен четырьмя ближайшими соседями. Упрощенная плоская схема расположения атомов в кристалле кремния показана на рис.1. Пара электронов осуществляет ковалентную связь двух соседних атомов.

На рис.1 изображен чистый (без примесей) кремний при очень низкой температуре. В этом случае все валентные электроны участвуют в образовании связей между атомами и не мо-

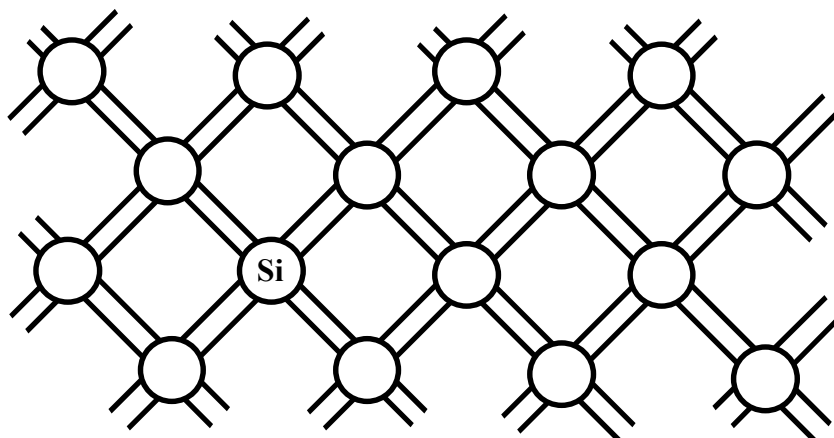


Рис. 1

гут влиять на электропроводность.

При нагреве кристалла тепловые колебания решетки приводят к разрыву некоторых валентных связей. В результате часть электронов отщепляется и становится электронами проводимости (черная точка на рис. 2). При наличии электрического поля они перемещаются против поля и образует электрический ток (электронную составляющую).

Рассмотрим дырочную проводимость. Она обусловлена тем, что всякий разрыв валентной связи приводит к появлению вакантного места с избыточным положительным зарядом (знак \times на рис.2). Такие "пустые" места, где отсутствуют электроны связи, и есть дырки. Они создают дополнительную возможность для переноса заряда. Действительно, при наличии дырки какой-либо из электронов связи может перейти на ее место. В результате там будет восстановлена нормальная связь, но зато появится дырка в другом месте. В нее в свою очередь сможет перейти

какой-либо другой электрон связи и т.д. Дырки хаотически движутся по кристаллу. Однако при наличии электрического поля возникает также движение дырок по направлению поля.

Таким образом, в создании тока будут принимать участие не только электроны проводимости, но электроны связи, которые будут постепенно перемещаться так же как электроны

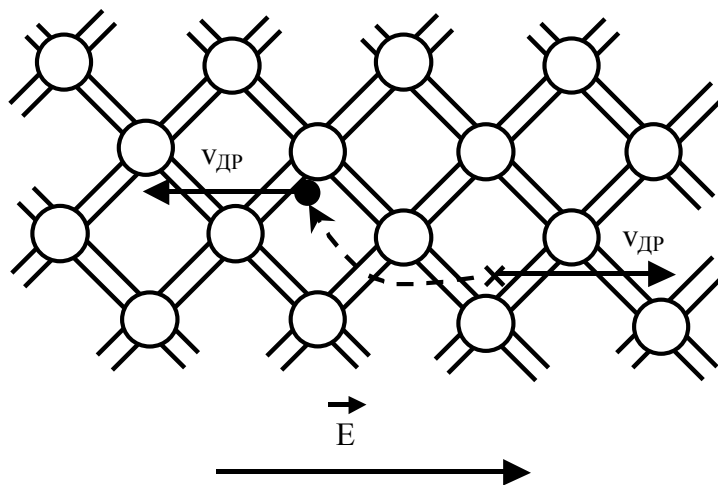


Рис. 2

проводимости, против электрического поля. Сами же дырки будут двигаться противоположно, т.е. так, как двигались бы положительно заряженные частицы.

Теоретически рассмотреть движение дырки много проще, чем движение электронов связи; этим и объясняется введение понятия дырки.

Наряду с переходами электронов из связанного состояния в свободное, существуют обратные переходы, при которых электрон проводимости улавливается на одно из вакантных мест электронов связи. Этот процесс называется **рекомбинацией электрона и дырки**. В состоянии равновесия устанавливается такая концентрация электронов n_0 и дырок p_0 ($n_0 = p_0$ в идеальном кристалле без примесей), при которой число прямых и обратных переходов в единицу времени одинаково (**равновесная концентрация**). С повышением температуры усиливается термическая генерация электронов и дырок и устанавливается более высокая их концентрация.

Рассмотренный процесс проводимости в идеальных кристаллах, лишенных вовсе химических примесей и других дефектов решетки, получил название **собственной проводимости**. В реальных кристаллах собственная проводимость присутствует как составная часть более сложных процессов.

Примесная проводимость

При наличии примесей электропроводность полупроводников сильно возрастает. Например, добавка 10^{-3} % фосфора в чистый кремний увеличивает его проводимость в 10^5 раз.

Ниже рассмотрены два типа примесей, наиболее часто встречающихся в полупроводниковых приборах. В обоих случаях атомы примеси замещают атом кремния.

Донорные примеси. Пусть примесь, например мышьяк **As**, имеет пять валентных электронов, а для осуществления ковалентных связей в решетке кремния необходимо четыре валентных электрона. Поэтому пятый электрон атома мышьяка оказывается связанным особенно слабо и может быть легко отщеплен при тепловых колебаниях решетки. Тогда появляется один электрон проводимости, а атом мышьяка превращается в положительно заряженный ион. Образование же дырки не происходит. Подобный процесс схематически показан на рис. 3 а. Примеси, вызывающие появление электронов проводимости, называются донорными.

Акцепторные примеси. Рассмотрим теперь трехвалентную примесь, например атом бора **B**. Для нормальной связи с соседями атому бора не хватает четвертого валентного электрона. Этот недостающий электрон может быть легко захвачен из соседних мест кристалла, в соответствующем месте образуется дырка, а атом бора превращается в отрицательный ион (рис.

ствующем месте образуется дырка, а атом бора превращается в отрицательный ион (рис. 36). Примеси порождающие в кристалле дырки, называются акцепторными.

Электроны и дырки присутствуют в полупроводниках в определенном соотношении.

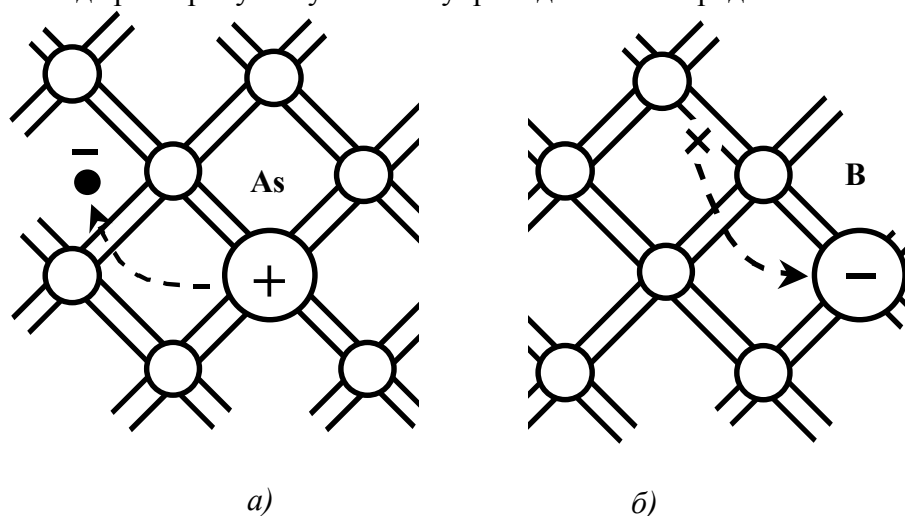


Рис. 3

Если концентрация электронов проводимости значительно больше концентрации дырок ($n \gg p$), то говорят, что полупроводник имеет электронную проводимость, или проводимость **n**-типа. Если же $p \gg n$, то электропроводность называется дырочной, или **p** - типа. Носители заряда, составляющие большинство (электроны в полупроводнике **n** - типа и дырки в полупроводнике **p** - типа), получили название основных носителей заряда, а составляющие меньшинство - неосновных. Если же $n \sim p$, то имеет место смешанная проводимость.

Энергетические диаграммы

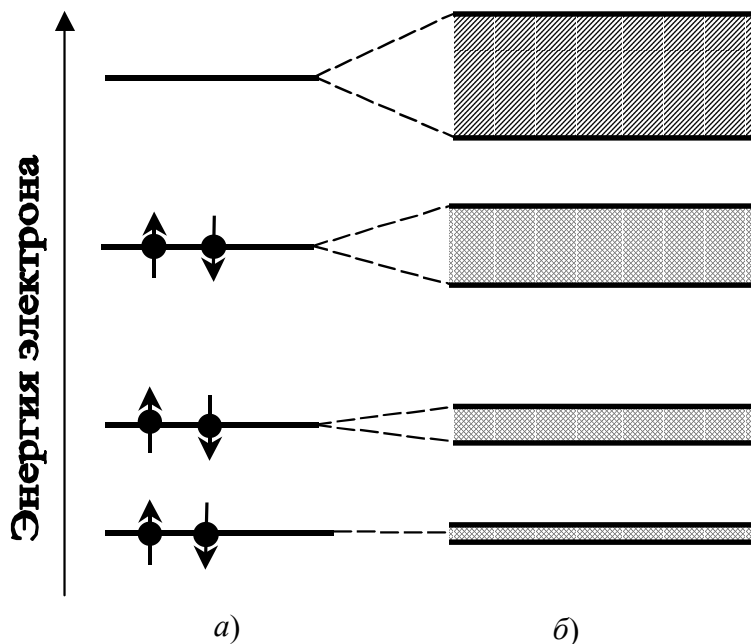


Рис. 4

В отдельном атоме энергия электронов может принимать только ряд дискретных значений, в связи с чем говорят о существовании ряда разрешенных энергетических уровней, которые на энергетических диаграммах изображаются горизонтальными линиями. На рис. 4 а схематически показаны уровни изолированного атома, на каждом из которых в соответствии с принципом Паули находятся по два электрона с противоположной ориентацией спина, а верхний уровень свободен. В кристалле атомы располагаются в периодической решетке настолько близко друг к другу, что их взаимное влияние приводит к расширению уровней в энергетические зоны, показанные штриховкой на рис. 4 б. Зоны представляют собой множество дискретных уровней, их число в каждой зоне равно или пропорционально общему числу атомов в данном кристалле.

Поскольку это очень большое число, то расстояние между соседними уровнями в каждой зоне очень мало. Зона может быть заполнена электронами, а может быть и пустой. Заполненные зоны на рис. 4 б показаны двойной штриховкой, пустая зона - одинарной.

Стремление системы к наименьшей энергии приводит к тому, что электроны заполняют

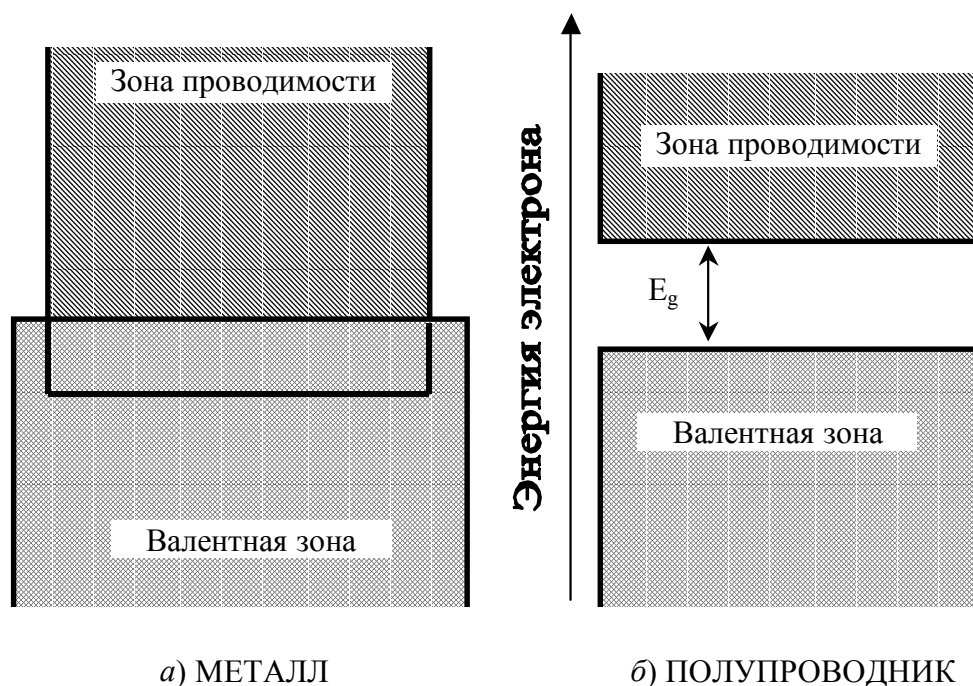


Рис. 5

ряд нижних зон, а верхние остаются пустыми. Высшая, целиком заполненная, зона называется валентной; она занята электронами, находящимися на внешней оболочке атома. Следующая за ней первая незаполненная зона называется зоной проводимости, потому что электроны в ней могут свободно передвигаться внутри твердого тела.

Электропроводность твердого тела зависит от взаимного расположения указанных зон. В металлах они могут частично перекрываться, сливаясь как бы в одну частично заполненную зону (рис. 5 а). При этом в непосредственной близости от верхних, занятых электронами, уровней сказываются свободными энергетические состояния, для перехода в которые электронам достаточно самых незначительных приращений энергии. Их способно сообщить внешнее электрическое поле, под действием которого начинается направленное движение электронов.

Чистые полупроводники и диэлектрики при очень низкой температуре представлены на рис. 5 б: валентная зона полностью заполнена, а зона проводимости - пустая. Между ними имеется энергетический зазор шириной E_g (**запрещенная зона**), в котором нет места электронам. При низких температурах очень мала концентрация носителей тока и поэтому проводимость близка к нулю.

При тепловом возбуждении электрон, находящийся в валентной зоне полупроводника, переходит в зону проводимости (рис. 6). Незаполненный энергетический уровень, образующийся в валентной зоне (показан светлым кружком), и есть дырка.

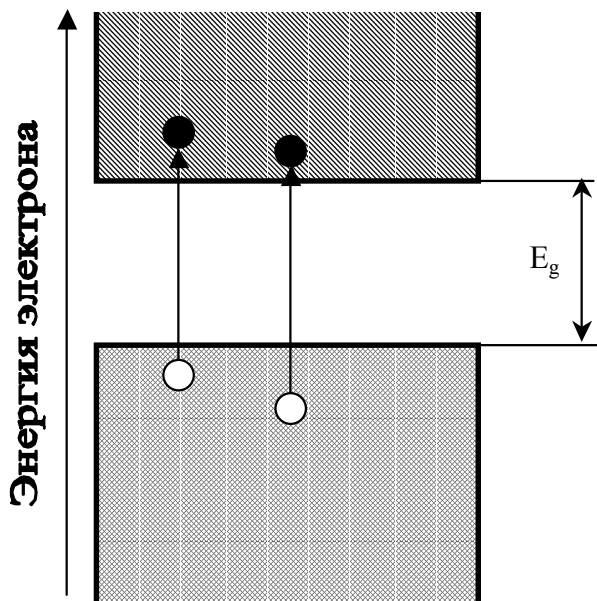


Рис. 6

большинство электронов с примесного уровня оказываются заброшенными в зону проводимости. Такой полупроводник имеет проводимость **n**-типа.

Ширина запрещенной зоны для различных полупроводников равна $E_g \sim 0,1 \dots 3$ эВ, для диэлектриков $E_g \sim 3 \dots 10$ эВ. Граница между полупроводниками и диэлектриками весьма условна.

Примесные атомы создают дополнительные энергетические уровни, которые могут располагаться в запрещенной зоне. В отличие от рассмотренных выше уровней, присущих любому месту кристалла, эти дополнительные уровни локализованы около атомов примеси. Важное практическое значение имеют следующие случаи.

Донорные (5-валентные) примеси образуют примесный уровень вблизи дна зоны проводимости (рис. 7 а). При $T \sim 0$ К зона проводимости пустая, а примесные атомы удерживают свои электроны, поэтому проводимость очень мала. Поскольку для переброса электрона с примесного уровня в зону проводимости необходимо затратить сравнительно небольшую энергию ΔE_d (энергию ионизации донорного атома), равную сотым долям электрон-вольта, то уже при комнатной температуре больш-

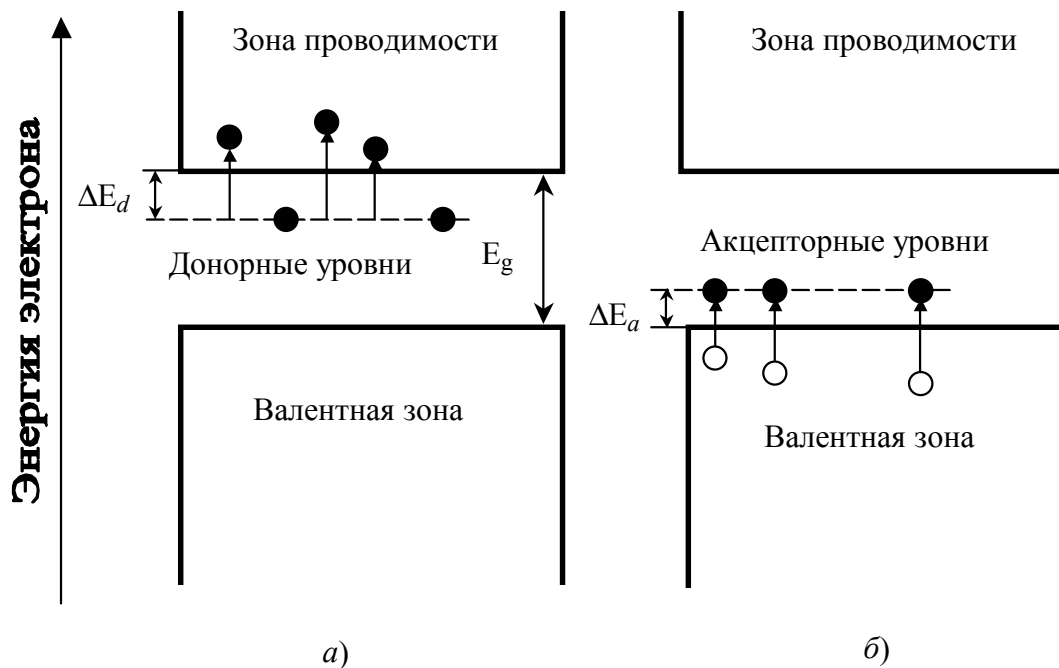


Рис. 7

Акцепторные (трехвалентные) примеси образуют свободные уровни (при $T \sim 0$ К), энергия которых на ΔE_a больше, чем энергия верха валентной зоны (рис. 7,б). С повышением температуры эти уровни заполняются электронами из валентной зоны, в которой образуются дырки. Такой полупроводник имеет проводимость **p**-типа.

Рассмотренные дополнительные уровни, для которых $\Delta E_d \ll \Delta E_g$, $\Delta E_a \ll \Delta E_g$, называются мелкими примесными уровнями. Они играют большую роль в работе полупроводниковых дио-

дов и транзисторов. Важное значение имеют также примесные уровни (донорные или акцепторные), располагающиеся примерно в середине запрещенной зоны (так называемые глубокие примесные уровни).

Зависимость проводимости полупроводников от температуры

В широком интервале температур электропроводность полупроводников в зависимости от температуры меняется следующим образом:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-E/(2kT)} \quad (2)$$

Здесь k - постоянная Больцмана ($k=1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К); T - температура по шкале Кельвина; E - энергия, которую необходимо затратить, чтобы оторвать электрон от атома и сделать его способным перемещаться по кристаллу (например, $E = E_g$ в случае собственной проводимости); σ_0 - коэффициент пропорциональности. Формула (2) верна, пока $kT \ll E$, т.е. средняя энергия тепловых колебаний мала по сравнению с E . При этом переброс электрона на более высокий энергетический уровень происходит в редких случаях, когда тепловая энергия атома в результате флуктуации существенно превысит среднее значение, равное примерно kT .

С помощью калькулятора поработайте с формулой (2) - посмотрите, как изменяется экспоненциальный множитель при изменении T или E (например, E_g равно 0,72 эВ для германия и 1,12 эВ для кремния; 1 эВ = $1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж).

Фотопроводимость полупроводников

Явление **фотопроводимости (фоторезистивный эффект)** состоит в увеличении электропроводности полупроводников под действием электромагнитного излучения.

В основе фотопроводимости лежит **внутренний фотоэффект**: электрон поглощает фотон и переходит на более высокий энергетический уровень, увеличивая концентрацию носителей тока. Внутренним фотоэффект называется потому, что возбужденный электрон остается внутри тела.

При этом фотон вырывает электрон из валентной зоны и забрасывает его в зону проводимости (см. рис.6); одновременно возрастает число электронов проводимости и дырок (**собственная фотопроводимость**). В случае примесной фотопроводимости электрон забрасывается с донорного уровня в зону проводимости или из валентной зоны на свободный акцепторный уровень (рис. 7).

Фотопроводимость может возникать только под действием излучения, когда энергия фотонов $E = h\nu = hc/\lambda$, (h - постоянная Планка) превышает энергию соответствующего перехода: $E > E_g$ для собственной фотопроводимости или $E > \Delta E_d$, $\epsilon > \Delta E_a$ для примесной проводимости (см. рис. 6,7). Следовательно, фотопроводимость пропадает при $\lambda > \lambda_{кр}$, где $\lambda_{кр}$ - **красная граница** внутреннего фотоэффекта. Для собственной фотопроводимости:

$$\lambda_{кр} = \frac{hc}{E_g} \quad (3)$$

Для примесных полупроводников, имеющих малые значения ΔE_d или ΔE_a , красная граница может достигать $\lambda_{кр} \sim 20 \dots 50$ мкм.

Вывод формулы фототока

Рассмотрим элементарную теорию фотопроводимости. В неосвещенном полупроводнике, когда электроны и дырки образуются только за счет термического возбуждения, удельная проводимость (см. формулу (1)): $\sigma_0 = e(n_0\mu_n + p_0\mu_p)$, где n_0 и p_0 - равновесная концентрация электронов и дырок. Проводимость σ_0 называется **темновой**. Процесс образования свободных носителей под действием света называется их оптической генерацией. В результате генерации проводимость

становится равной $\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p)$, где $n = n_0 + \Delta n$, $p = p_0 + \Delta p$. Здесь Δn и Δp - соответствующие концентрации избыточных (неравновесных) электронов и дырок, появившихся в результате освещения полупроводника.

Удельную фотопроводимость определяют как разность между проводимостью при освещении и в темноте:

$$\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0 = e(\Delta n\mu_n + \Delta p\mu_p)$$

Кроме генерации свободных носителей идет обратный процесс - их рекомбинация. В начале освещения, пока избыточных носителей мало, рекомбинация мала, но по мере увеличения n и p она увеличивается. Через некоторое время после начала освещения устанавливается стационарная фотопроводимость $\Delta\sigma_{ст}$, которой отвечают стационарные значения $\Delta n_{ст}$ и $\Delta p_{ст}$. Таким образом, каждый избыточный носитель находится в свободном состоянии некоторое время до рекомбинации (время жизни). Для различных носителей, например дырок, в одном и том же полупроводнике время жизни различно, поэтому вводится понятие среднего времени жизни τ .

Далее ограничимся рассмотрением собственной фотопроводимости. Изменение концентрации неравновесных электронов Δn во времени за счет процессов генерации и рекомбинации описывается уравнением

$$d(\Delta n)/dt = G - \Delta n/\tau. \quad (4)$$

Здесь G - скорость (темп) генерации электронно-дырочных пар в единичном объеме полупроводника под действием света; $\Delta n/\tau$ - убыль избыточных пар в единичном объеме за 1с за счет рекомбинации.

Для стационарной фотопроводимости, когда $d(\Delta n)/dt = 0$, из (4) получаем стационарную концентрацию электронов $\Delta n_{ст} = G\tau$ (в собственном полупроводнике такая же концентрация дырок $\Delta p_{ст} = \Delta n_{ст}$). Тогда фотопроводимость

$$\Delta\sigma_{ст} = e\Delta n_{ст} (\mu_n + \mu_p) = Ge\tau (\mu_n + \mu_p) \quad (5)$$

Таким образом, при неизменном темпе генерации удельная фотопроводимость больше в тех полупроводниках, у которых свободные носители имеют большую подвижность и большее время жизни. В зависимости от структуры материала, степени его чистоты и температуры среднее время жизни может меняться в пределах $\tau \sim 10^{-1} - 10^{-3}$ с.

Темп генерации определяется процессами взаимодействия света с веществом. Пусть на пластику полупроводника падает монохроматическое излучение с плотностью потока фотонов $N_0, \text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$.

Вследствие поглощения поток фотонов становится слабее с увеличением глубины x пластины (закон Бугера):

$$N(x) = N_0 \exp(-\alpha x), \quad (6)$$

где α - коэффициент поглощения света (зависит от материала и длины волны). В соответствии с формулой (6) плотность фотонов на задней грани пластины толщиной Δx равняется $N_0 \exp(-\alpha x)$. Достигшие задней грани пластины фотоны избежали поглощения. Поглотились в образце:

$$\Delta N = N_0 - N_0 \exp(-\alpha \Delta x) = N_0(1 - \exp(-\alpha \Delta x)). \quad (7)$$

Если $\alpha \Delta x \ll 1$, т.е. если коэффициент поглощения мал или пластина тонкая, то по формуле (7) $\Delta N = N_0 \alpha \Delta x$.

Число электронно-дырочных пар $\Delta N_{ПАР}$, образуемых поглощенными фотонами:

$$\Delta N_{ПАР} = \beta \Delta N = \beta N_0 \alpha \Delta x.$$

Коэффициент пропорциональности β называется квантовым выходом внутреннего фотоэффекта. Он показывает, какая доля поглощенных фотонов образовала пару носителей тока. Обычно $\beta < 1$, так как есть конкурирующие процессы поглощения света без образования электронов и дырок.

Разделив $\Delta N_{ПАР}$ на толщину пластины, получим темп генерации пар в единичном объеме $G = \Delta N_{ПАР} / \Delta x = \beta N_0 \alpha$. Подставляя выражение для G в формулу (5), получим:

$$\Delta\sigma_{ст} = e\beta\alpha\tau(\mu_n + \mu_p)N_0 \quad (8)$$

При частоте излучения ν плотность потока фотонов N_0 можно выразить через энергетическую освещенность P , Вт/м²: $N_0 = P/(h\nu)$. Тогда (8) можно записать в виде:

$$\Delta\sigma_{СТ} = e\beta\alpha\tau(\mu_n + \mu_p)P/(h\nu) \quad (9)$$

Фототок J_Φ , протекающий через пластику при напряжении U между ее гранями, пропорционален произведению $\Delta\sigma_{СТ}$ на U :

$$J_\Phi \sim \Delta\sigma_{СТ}U \sim e\beta\alpha\tau(\mu_n + \mu_p)P/(h\nu). \quad (10)$$

Формула (10) приближенная, так как при ее выводе рассматривалась упрощенная картина процессов в полупроводниках. Фактическая зависимость фототока от освещенности P может отличаться от линейной.

Нестационарная фотопроводимость

Итак, если свет падает достаточно долго, то в полупроводнике возникает стационарная фотопроводимость, определяемая формулой (9). Рассмотрим кратко переходные процессы при включении и выключении света. Соответствующие зависимости можно получить, решая (4). Если в момент $t = 0$ включается свет, то концентрация избыточных носителей и пропорциональная ей фотопроводимость увеличиваются во времени по закону:

$$\Delta\sigma = \Delta\sigma_{СТ} (1 - \exp(-t/\tau)). \quad (11)$$

Зависимость (11) показана на рис. 8 слева; через время, равное нескольким τ , фотопроводимость практически достигает стационарного значения. Если после длительного освещения свет выключается (в момент $t = 0$ для простоты формулы), то проводимость падает по закону: $\Delta\sigma = \Delta\sigma_{СТ}\exp(-t/\tau)$ (см. правую часть рис. 8).

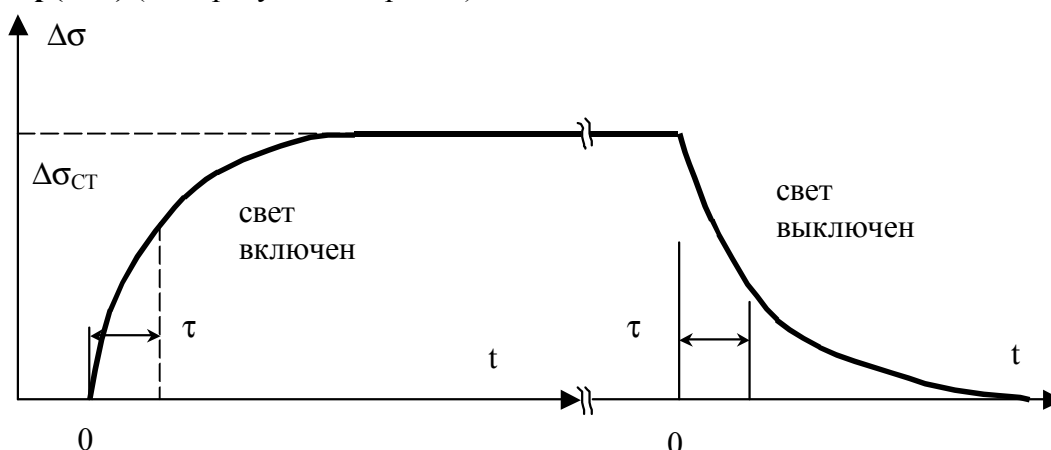


Рис. 8

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ.

Содержание работы

Для изучения собственной фотопроводимости мы используем фоторезисторы, изготовленные из сернистого кадмия **CdS**. Фоторезисторами (**ФР**) называют приборы, позволяющие регистрировать оптическое излучение с помощью явления фотопроводимости. Чувствительный элемент **ФР** представляет собой пластину или пленку монокристаллического или поликристаллического полупроводника с омическими (нев्यпрямляющими) контактами. В зависимости от структуры энергетических зон контакт металла с полупроводником может иметь или не иметь выпрямляющих свойств. Помимо **CdS** в **ФР** используются и другие материалы.

Подключив **ФР** к источнику напряжения **U**, можно измерить ток $J = J_{\Phi} + J_T$, где J_{Φ} - фототок; J_T - темновой ток. Соотношение между J_{Φ} и J_T зависит от освещенности, материала и размеров **ФР**. В данной работе, как можно убедиться на опыте, $J_{\Phi} \gg J_T$, поэтому $J_{\Phi} \sim J$.

Ток **ФР** зависит от напряжения **U**, энергетической освещенности **P** и длины волны λ . Для изучения закономерностей фотопроводимости исследуются зависимости фототока от:

- 1) напряжения **U** при постоянных **P** и λ , т.е. вольтамперная характеристика (**ВАХ**) фоторезистора;
- 2) освещенности при постоянных **U** и λ - световая характеристика;
- 3) длины волны при постоянных **U** и **P** - спектральная характеристика. Из спектральной характеристики находят значение красной границы λ_{KR} и ширина запрещенной зоны E_g .

Изучение спектральной характеристики

Методику измерений поясняет рис. 9. Свет лампы накаливания 1 разлагается призмой 2 в сплошной спектр. Узкая щель 3 выделяет небольшую часть спектра с длиной волны λ . Поворотом призмы можно менять длину волны от 380 до 1000 нм (видимая и ближняя инфракрасная области спектра). Выходящее из щели практически монохроматическое излучение освещает фоторезистор.

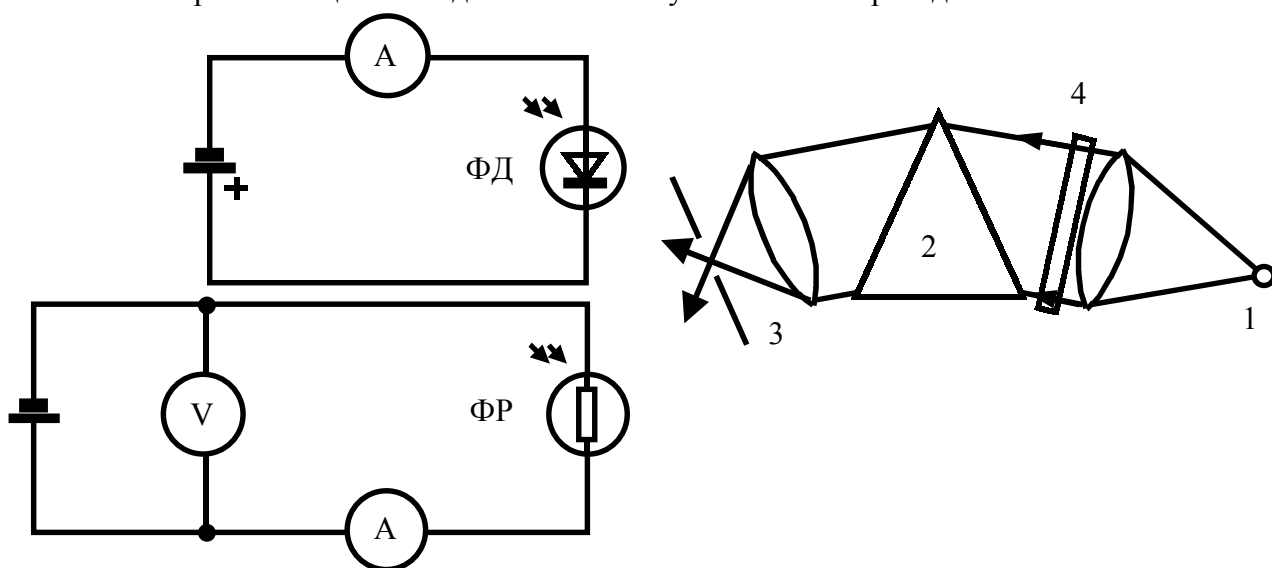


Рис. 9

ротом призмы можно менять длину волны от 380 до 1000 нм (видимая и ближняя инфракрасная области спектра). Выходящее из щели практически монохроматическое излучение освещает фоторезистор.

Энергия излучения распределена по спектру очень неравномерно. Чтобы определять спектральную характеристику **ФР**, необходимо вычислить отношение J_{Φ}/P , т.е. привести ток к одинаковой освещенности **P**. Освещенность измеряется специальным приемником - кремниевым фотодиодом **ФД**, расположенным рядом с **ФР**.

Фотодиод - фотоэлектрический приемник оптического излучения, в основе действия которого лежит внутренний фотоэффект. В отличие от **ФР** кристалл фотодиода обладает **p-n** - переходом, к которому приложено запирающее напряжение 10...20 В. В отсутствие излучения через переход протекает небольшой ток $J_T^{\Phi D}$ (темновой ток фотодиода), обусловленный термической генерацией электронов и дырок. При освещении кристалла происходит фото генерация электронно-дырочных пар, в результате появляется дополнительный ток $J_{\Phi}^{\Phi D}$ (фототок). Из результатов измерения полного $J^{\Phi D}$ и темновых токов можно найти фототок:

$$J_{\Phi}^{\Phi D} = J^{\Phi D} - J_T^{\Phi D} \quad (12)$$

Фототок пропорционален энергетической освещенности :

$$J_{\Phi}^{\Phi D} = S(\lambda)P \text{ или } P = J_{\Phi}^{\Phi D}/S(\lambda) \quad (13)$$

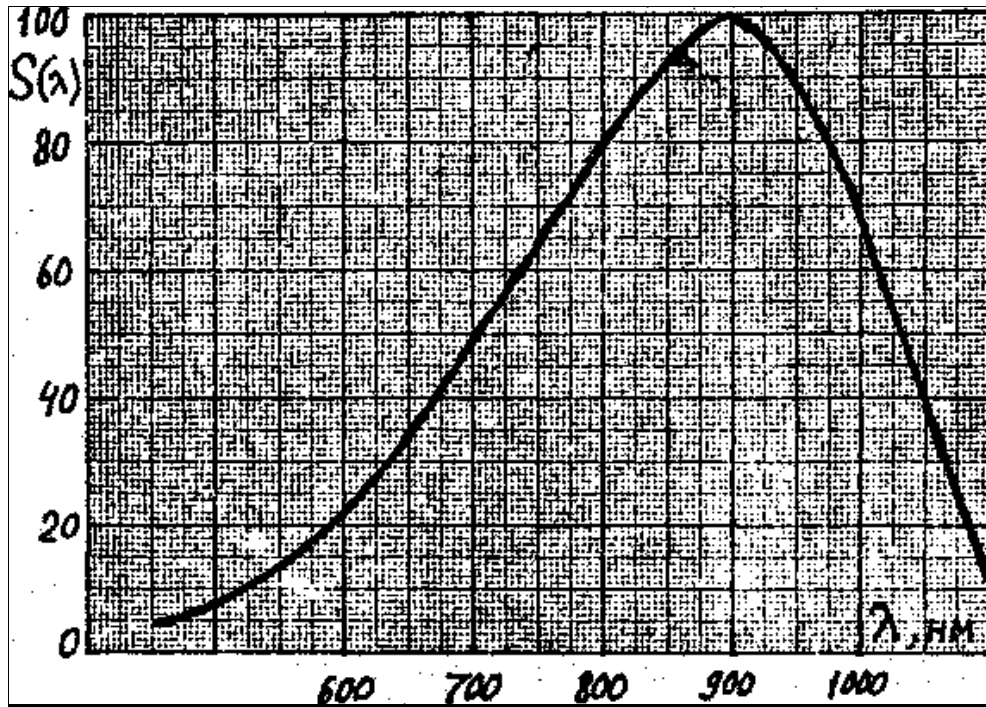


Рис. 10

Коэффициент пропорциональности $S(\lambda)$ - чувствительность фотодиода - зависит от длины волны. Функция $S(\lambda)$ для кремниевого фотодиода дана на рис.10. Значения $S(\lambda)$ указаны в относительных единицах, максимальная чувствительность принята за 100 единиц.

Рассмотрим спектральную характеристику **ФР**. Типичная зависимость J_{Φ}/P от λ для **ФР** с собственной фотопроводимостью дана на рис.11. Красную границу $\lambda_{\text{кр}}$ можно найти, продолжив крутой участок кривой (показано штриховкой). Энергия фотонов с длиной волны $\lambda_{\text{кр}}$ равна ширине запрещенной зоны E_g (см. формулу (3)). Некоторая фото чувствительность при $\lambda > \lambda_{\text{кр}}$, т.е. при энергии фотонов меньше E_g , объясняется колебаниями кристаллической решетки. Эти колебания вызывают флуктуации энергии электронов и влияют на значение E_g .

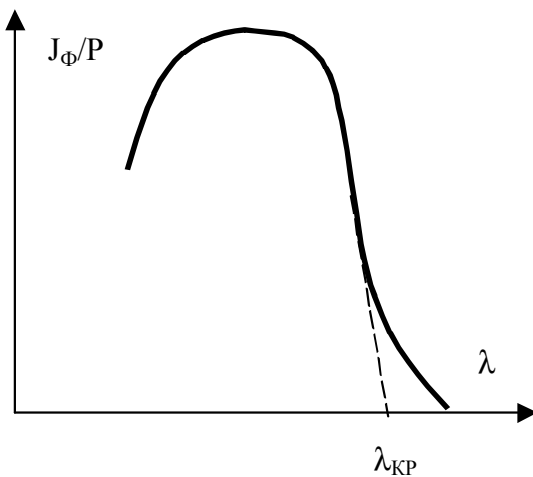


Рис. 11

С уменьшением λ ($\lambda < \lambda_{\text{кр}}$) быстро растет коэффициент поглощения света α , возрастает число поглощённых фотонов и, следовательно, ток (см. формулу (10) и правую часть рис. 11). Падение тока при малых λ объясняется следующим процессом. При очень большом коэффициенте поглощения света рождение большей части электронно-дырочных пар происходит в тонком поверхностном слое полупроводника, в котором много дефектов кристаллической решетки. Они, ускоряя рекомбинацию, уменьшают время жизни τ носителей и, следовательно, фототок.

При очень большом коэффициенте поглощения света рождение большей части электронно-дырочных пар происходит в тонком поверхностном слое полупроводника, в котором много дефектов кристаллической решетки. Они, ускоряя рекомбинацию, уменьшают время жизни τ носителей и, следовательно, фототок.

при очень большом коэффициенте поглощения света рождение большей части электронно-дырочных пар происходит в тонком поверхностном слое полупроводника, в котором много дефектов кристаллической решетки. Они, ускоряя рекомбинацию, уменьшают время жизни τ носителей и, следовательно, фототок.

Изучение световой характеристики

Освещенность фоторезистора в широких пределах можно менять, помещая в световой пучок различное число одинаковых светофильтров 4 (см. рис.9). При очень большом ослаблении света чувствительность фотодиода недостаточна для измерения освещенности. Поэтому светофильт-

ры были прокалиброваны на специальном приборе (спектрофотометре). Каждый светофильтр ослабляет монохроматическое излучение в K_λ раз, причем значение K_λ зависит от длины волны. Следовательно, N фильтров ослабят излучение в K_λ^N раз.

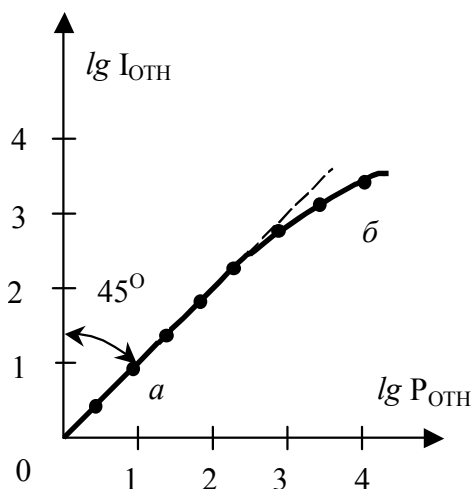


Рис. 12

Предположим, что используется максимум четыре фильтра, при этом освещенность равна $P_{мин}$.

Будем выражать освещенность P в относительных единицах: $P_{OTN} = P / P_{мин}$. Тогда при любом числе фильтров N (от 0 до 4): $P_{OTN} = K_\lambda^{4-N}$.

Фототок также выразим в относительных единицах $J_{OTN} = J / J_{мин}$, где $J_{мин}$ - ток при четырех фильтрах.

При графическом анализе световой характеристики более информативной является зависимость $lg(J_{OTN})$ от $lg(P_{OTN})$ (а не зависимость J_{OTN} от P_{OTN}), так как величины J и P

изменяются на несколько порядков. На рис. 12 дана такая зависимость. Если оси задать в одном масштабе, а экспериментальные точки лежат на прямой, проведенной через начало координат под углом 45° к осям, то фототок пропорционален освещенности (участок a на кривой). Для ΦP характерно, что при больших освещенностях увеличение тока отстает от роста освещенности, на световой

характеристике намечается тенденция к насыщению (участок $б$).

характеристике намечается тенденция к насыщению (участок $б$).

Лабораторная установка

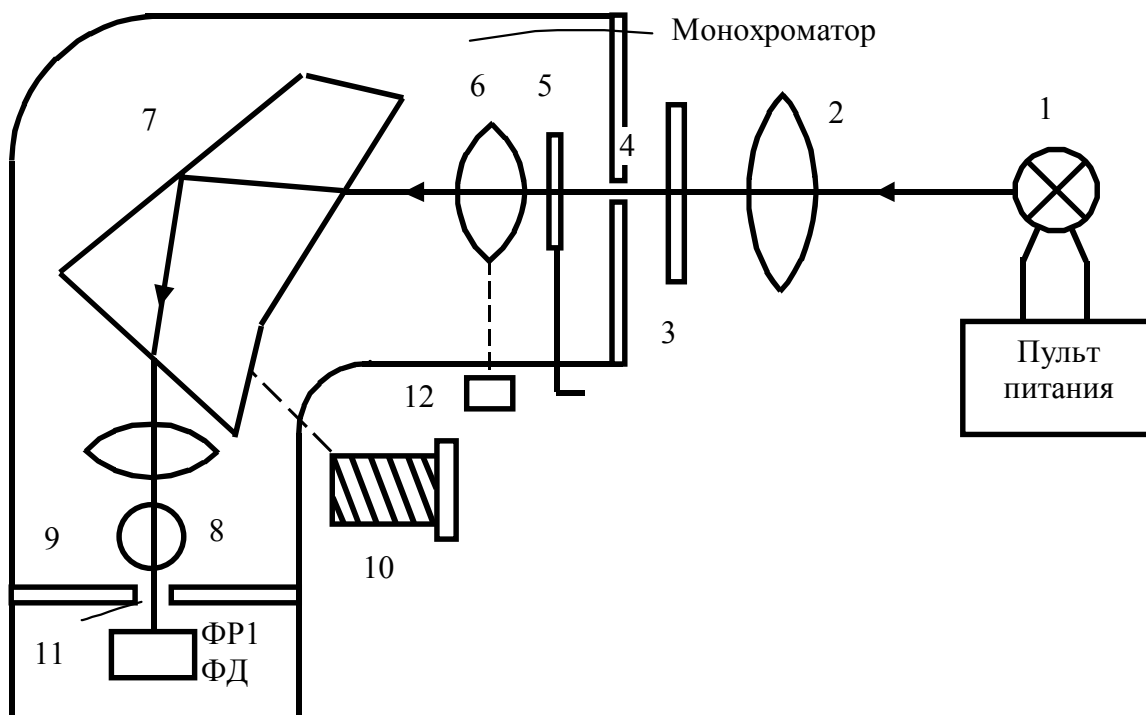


Рис. 13

Оптическая схема установки дана на рис. 13. Свет лампы накаливания 1 разлагается в спектр монохроматором УМ-2. Для вспомогательных целей служит газоразрядная лампа с линейчатым спектром. Конденсорная линза 2 с фокусным расстоянием $F = 94$ мм создает изображение источника на входной щели 4. Под щелью расположен микрометрический винт раскрытия щели. Поворотом ручки, расположенной на корпусе прибора (на ручке надписи "Откр.", "Закр."), можно перекрывать доступ света в прибор шторкой 5. Диспергирующая призма 7 соз-

дает на экране 9 спектр, который можно наблюдать через отверстие 8. Фоторезистор **ФР1** и фотодиод **ФД** расположены за выходной щелью 11.

Призма поворачивается вращением барабана 10, на котором нанесены деления шкалы (отсчет **L** по шкале численно равен количеству градусов). При вращении барабана спектр смещается относительно выходной щели.

Сфокусировать спектр можно, перемещая объектив 6 путем поворота винта 12, связанного со шкалой. Ослабляется излучение калиброванными светофильтрами 3.

Лампа, конденсор и фильтры установлены на специальных держателях и могут перемещаться по рельсу.

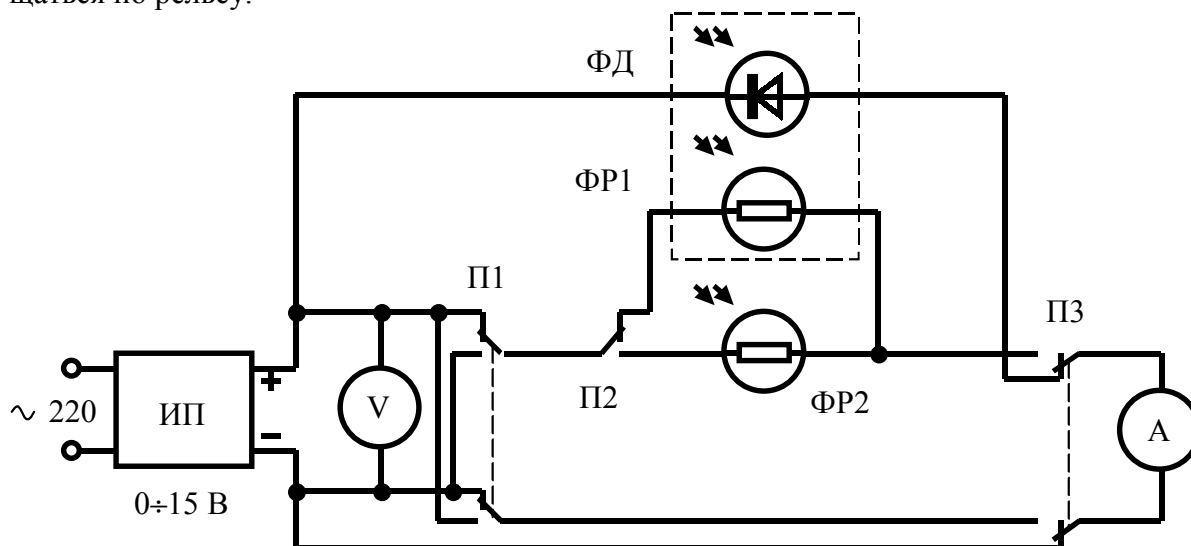


Рис. 14

Электрическая схема лабораторной установки дана на рис.14.

Фотодиод **ФД** и фоторезистор **ФР1** расположены в монохроматоре, второй фоторезистор **ФР2** - на панели электрического блока. Он предназначен для демонстрационного опыта. Источник питания **ИП** (с вольтметром **V**) можно регулировать от **0** до **15 В**. Переключателем **П1** изменяют направление тока в фоторезисторах. Переключатель **П2** включает в цепь один из двух фоторезисторов. Чувствительный амперметр **A**, в зависимости от положения переключателя **П3**, может измерять ток либо фоторезисторов, либо фотодиода.

Для измерения тока используют различные приборы, например, цифровые вольтметры **B7-27**, **B7-40** и др. Они имеют много пределов измерения, например, у **B7-27** шесть пределов по току - от **1 мкА** (на приборе обозначено "**1μА**") до **100 мА** {на приборе обозначено "**100 мА**"). На табло выводится информация о направлении тока ("**+**" или "**-**"). Для предохранения прибора от порчи измерения следует начинать с грубого предела, а затем переключать на более чувствительный, чтобы получить максимальное число значащих цифр. В приборе **B7-40** переключение пределов автоматическое. Если ток слишком большой, высвечивается мигающий знак переполнения; в этом случае необходимо изменить предел.

Выполнение эксперимента

Указания по технике безопасности. Пульт питания ламп, вольтметр и электрический блок должны быть заземлены. При отсутствии заземления установку не включать и обратиться к лаборанту. С ртутной лампой обращаться осторожно, так как во время работы в лампе развивается давление до 30 атмосфер.

Задание 1

Ознакомиться с паспортом установки и дополнительными указаниями, которые могут быть даны в паспорте. Ознакомиться с электрической схемой и приборами. Включить измеритель тока, источник питания схемы, установить напряжение $U=15\text{ В}$ по вольтметру источника. С помощью **ФР**, установленного на панели электрической схемы, продемонстрировать явление фотопроводимости. Выключить приборы.

Задание 2

Проверить градуировку монохроматора.

1. Ртутную лампу типа **ДРШ** (в высоком кожухе) установить на рельс на расстоянии примерно 40 см от щели. Закрепить винтом основание лампы на рельсе. Выключателями **СЕТЬ, ЛАМПА ДРШ** и кнопкой **ПУСК** на пульте питания зажечь лампу. Через несколько минут, когда яркость станет достаточной, приступить к настройке света. Если вставлены светофильтры, убрать их.
2. Перемещением линзы по рельсу получить в плоскости входной щели маленькое яркое изображение газового разряда. Основание линзы закрепить на рельсе винтом. Затем, перемещая линзу по вертикали, установить изображение в средней по высоте части щели. Раскрыть щель примерно до 1 мм. С помощью регулировочного винта у основания линзы вывести на щель яркую часть пятна.
3. Теперь через смотровое отверстие на выходе монохроматора можно наблюдать две яркие линии - зеленую и желтую (если линий нет, то проверить, открыта ли заслонка на входе монохроматора, и поворачивать барабан длин волн). При уменьшении щели до $\sim 0,2$ мм линии должны стать тонкими. Если же они остаются расплывчатыми сфокусировать монохроматор винтом 12 (см. рис. 13).
4. Вращением барабана длин волн подвести зеленую линию к одному из краев щели (при выходе линии на щель она перестает быть видимой). Произвести отсчет L_1 , по шкале и записать результат. Прodelать то же измерение с другим краем щели (отсчет L_2). С помощью калибровочного графика определить длину волны для середины щели (для $L = (L_1 + L_2)/2$) и сравнить ее с длиной волны зеленой линии 546 нм. Повторить измерение для желтой линии с $\lambda = 578$ нм. Результаты измерений использовать для оценки погрешности нахождения $\lambda_{кр}$.

Задание 3

Снять **ВАХ** фоторезистора. Остальные измерения выполняются с **ФР** в монохроматоре и лампой накаливания.

1. Ртутную лампу заменить лампой накаливания на 12 В, которая должна включаться в гнезда "ЛАМПА К-12" пульта питания. Включить лампу и тщательно настроить свет, как это описано в задании 2. Ширина должна быть 1,3...1,5 мм. Изображение нити длиной 6...10 мм и шириной 1,3...1,5 мм должно попадать в раскрытую щель. Проверить, хорошо ли затянуты стопорные винты лампы и линзы. На экране должен наблюдаться яркий спектр.
2. Установить длину волны, для которой известно ослабление светофильтра K_λ (приведено в паспорте установки).
3. Без светофильтра измерить зависимость тока фоторезистора J от напряжения U в пределах от 0 до 15 В с шагом 2...3 В. при каждом значении U изменять полярность напряжения. Записать результаты измерения U и J при обеих полярностях. Измерение при $U=0$ провести при выключенной клавише **СЕТЬ** источника питания, так как напряжение может не регулироваться до нуля.
4. Вставить светофильтр в держатель и повторить измерения при меньшей освещенности. Убрать светофильтр.

Задание 4

Изучить световую характеристику **ФР**. Установить напряжение 15 В и не менять его до конца работы. Провести измерения тока **ФР J** при различном числе (от 0 до 4) светофильтров **N**. С каждой стороны держателя можно вставить по два фильтра. Результаты измерений записать в таблицу (таблица № 1). После выполнения задания убрать фильтры в коробку, выключить лампу.

Таблица №1

$K_\lambda = \dots$ при $\lambda = \dots$			
N	J	lg(J _{отн})	lg(P _{отн})

Задание 5

Измерить темновой ток **ФР** и фотодиода. Полностью исключить попадание света на **ФР**, для этого рычаг заслонки перевести в положение **ЗАКР.**, закрыть пробкой отверстие над выходной щелью монохроматора. Установить самый чувствительный предел измерения тока, в течение нескольких минут ток фоторезистора будет уменьшаться. Записать установившееся значение темнового тока **J_T**; вычислить сопротивление **ФР** в темноте $R_T = U/J_T$. Измерить темновой ток фотодиода **J_T^{ФД}**.

Задание 6

Изучить спектральную характеристику фоторезистора. Включить лампу. Измерить токи фоторезистора $J^\Phi = J - J_T \approx J$ и фотодиода **J^{ФД}** в интервале длин волн 450 ... 1000 нм с шагом не более 50 нм. Результаты измерений записать в табл. 2. Отметить цвет данного участка спектра. Выключить установку.

Таблица № 2

Измерения					Обработка			
λ, нм	L, град.	Цвет	J ^Φ	J ^{ФД}	J _T ^{ФД}	S(λ)	P	J ^Φ /P
$\lambda_{кр} = \dots \quad E_g = \dots \quad Дж = \dots \quad эВ$								

Обработка и анализ результатов измерений

1. Построить вольтамперную характеристику **ФР** - для положительного и отрицательного напряжений и двух освещенностей. Выяснить, согласуются ли полученные **ВАХ** с законом Ома. Из наклона прямых линий на полученном графике определить сопротивление **ФР** на свету. Сравнить его с сопротивлением в темноте.
2. Построить график световой характеристики. Сделать вывод из полученной зависимости.
3. Получить спектральную характеристику. Обработать результаты измерений, используя табл.2: вычислить **J_T^{ФД}** по формуле (12); значения **S(λ)** снять с графика на рис. 10; вычислить **P** по формуле (13). Результаты записать в табл. 2. Достроить зависимость **J_Ф/P** от **λ**.
4. Из спектральной характеристики определить **λ_{кр}** (см. рис.11). По формуле (3) вычислить значение **E_g** в джоулях и в электронвольтах (1 эВ=1,6·10⁻¹⁹ Дж). В формулу (3) подставить значения $h=6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с, $c=3 \cdot 10^8$ м/с.
5. Оценить погрешность измерения **λ_{кр}** и **E_g**.

Контрольные вопросы

1. Как объяснить с помощью энергетических зонных диаграмм электропроводность полупроводников, диэлектриков и металлов?
2. Как объяснить собственную и примесную фотопроводимость?
3. В чем заключается связь $\lambda_{кр}$ с характеристиками полупроводника при собственной и примесной фотопроводимости?
4. Что такое квантовый выход внутреннего фотоэффекта?
5. Как измеряются световая и спектральная характеристики **ФР** ?
6. С чем связана необходимость глубокого охлаждения **ФР** с большим значением $\lambda_{кр}$?

ЛИТЕРАТУРА

1. Савельев И. В. Курс общей физики. - М.: Наука, 1987. -Т.3.- 320с.
2. Левинштейн М.Е., Симин Г.С. Знакомство с полупроводниками. -М.: Наука, 1984. -240 с.
3. Калашников С.Г. Электричество. - М.: Наука, 1985. - 576с.
4. Тарасов Л.В. Введение в квантовую оптику. - М.: Высшая школа, 1987. - 304 с.