

Министерство образования и науки Российской Федерации

ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ (ТУСУР)

КАФЕДРА ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ (ЭП)

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Методическое пособие к лабораторной работе
для студентов специальности
210105 – Электронные приборы и устройства,

ТОМСК – 2011

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение
2. Теоретическая часть
 - 2.1. Основные понятия и параметры
 - 2.2. Фотопроводимость полупроводников. Собственная и примесная фотопроводимость
 - 2.3. Полевые свойства фотопроводимости
 - 2.4. Частотные свойства фотопроводимости
3. Экспериментальная часть
 - 3.1. Описание экспериментальной установки
 - 3.2. Задание к лабораторной работе
 - 3.3 Методические указания к выполнению работы
4. Требования к составлению и оформлению отчета
5. Литература

1. ВВЕДЕНИЕ

Цель данной работы – изучение процессов, протекающих в фоторезисторе при его освещении непрерывным излучением различной частоты и при различных значениях напряжения, приложенного к фоторезистору.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

В полупроводниках, в отличие от металлов, под влиянием внешних воздействий (освещения, электрического поля и т.д.) концентрации электронов и дырок могут изменяться во много раз. Это приводит к ряду специфических явлений, которые лежат в основе действия многих полупроводниковых приборов. К таким явлениям можно отнести фотопроводимость полупроводников. Являясь физически простым, данное явление позволяет изучить основные черты и многие особенности формирования фотоэлектрических характеристик разнообразных полупроводниковых приборов.

Данная лабораторная работа имеет своей целью помочь студентам инженерных специальностей понять физику формирования фотопроводимости в полупроводнике, освоить экспериментальные методы исследования свойств фотопроводимости, а также в наглядной форме наблюдать влияние величины электрического поля, уровня тестового освещения, частоты его модуляции и мощности фоновой подсветки на фотопроводимость и ее свойства.

2.1. Основные понятия и параметры

При нарушении термодинамического равновесия, например, при освещении полупроводника, концентрации электронов и дырок в зонах (n и p) изменяются по сравнению с их равновесными значениями n_0 и p_0 , т.к. в зонах появляются неравновесные носители заряда с концентрациями $\delta n = n - n_0$ и $\delta p = p - p_0$.

Скорости генерации и рекомбинации. Установление концентраций в зонах определяется процессами генерации и рекомбинации электронов и дырок.

Существует несколько разновидностей процессов генерации (световая, тепловая и т.д.) и рекомбинации (тепловой заброс носителей заряда «зона-зона», тепловой заброс носителей заряда с участием примесного уровня «зона – уровень – зона» и т.д.). Суммарные скорости этих процессов (количество генерируемых или рекомбинируемых частиц в единичном объеме в единицу времени) принято обозначать как g и R , соответственно (см. рис. 1). Это два противоположно направленных процесса, равенство которых создает термодинамическое равновесие в зонах разрешенных энергий полупроводника.

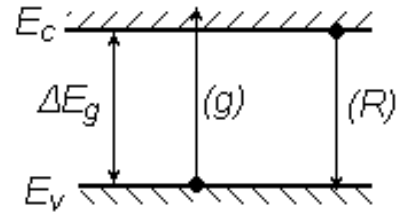


Рис. 1

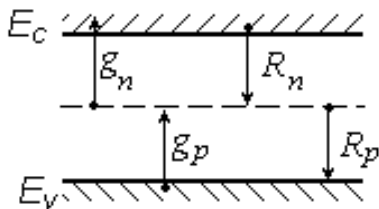


Рис. 2

Время жизни неравновесных носителей.

Пусть под влиянием внешнего воздействия в единице объема полупроводника в единицу времени возникает g_n электронов проводимости и соответственно g_p дырок в валентной зоне. Скорости генерации g_n и g_p будем считать постоянными по

всему объему полупроводника, хотя и не обязательно равными друг другу. Пусть R_n и R_p – скорости исчезновения электронов и дырок в результате их рекомбинации. Если в полупроводнике нет электрического тока, то суммарная скорость изменения неравновесных концентраций электронов и дырок в зонах определяется скоростями их генерации и рекомбинации (рис.2):

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} = g_n - R_n; \quad \frac{\partial \delta p}{\partial t} = g_p - R_p .$$

Для описания кинетики неравновесных электронных процессов (развития процессов во времени) вводят понятие **среднего времени жизни неравновесных электронов в зоне проводимости τ_n и дырок в валентной зоне τ_p** , которые определяются через скорости рекомбинации электронов и дырок:

$$R_n = \frac{n - n_0}{\tau_n}, \quad R_p = \frac{p - p_0}{\tau_p}$$

или иначе: $1/\tau_n$ – это вероятность исчезновения одного избыточного электрона из зоны проводимости в единицу времени в результате рекомбинации с дыркой; $1/\tau_p$ – вероятность рекомбинации одной дырки в единицу времени.

Пользуясь понятиями времени жизни носителей заряда, уравнения кинетики неравновесных концентраций электронов и дырок в однородном образце, можно переписать в виде:

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} = g_n - \frac{\delta n}{\tau_n}; \quad \frac{\partial \delta p}{\partial t} = g_p - \frac{\delta p}{\tau_p}. \quad (1)$$

Стационарные концентрации неравновесных носителей заряда $(\delta n)_s$ и $(\delta p)_s$, устанавливающиеся после длительного воздействия внешней генерации, можно найти, если в (1) приравнять к нулю левые части. Действительно, стационарное состояние характеризуется неизменностью концентраций свободных носителей в зонах, что требует в выражениях (1) положить все производные по времени равными нулю. В результате этого упрощения из (1) можно найти стационарные концентрации свободных носителей заряда в зонах:

$$(\delta n)_s = g_n \tau_n; \quad (\delta p)_s = g_p \tau_p. \quad (2)$$

Теперь рассмотрим кинетику изменения концентраций носителей заряда. В простейшем случае, когда τ_n и τ_p не зависят от n и p , интегрирование кинетических уравнений (1) с учетом выражений (2) дает:

$$\begin{aligned} \delta n(t) &= g_n \tau_n - C_n \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right); \\ \delta p(t) &= g_p \tau_p - C_p \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь C_n , C_p – постоянные интегрирования, определяемые из начальных условий: если в начале полупроводник находился в термодинамическом равновесии и затем в момент времени $t = 0$ включено внешнее воздействие (создающее ге-

нерацию носителей заряда), то при $t = 0$ будем иметь $\delta n = 0$. Использование данного начального условия позволяет найти постоянные интегрирования:

$$\begin{aligned} C_n = g_n \tau_n = (\delta n)_s; \quad \delta n(t) &= (\delta n)_s \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) \right]; \\ C_p = g_p \tau_p = (\delta p)_s; \quad \delta p(t) &= (\delta p)_s \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Ход этих зависимостей показан на рис. 2 сплошной линией. Если в некоторый момент времени $t = t_1$ освещение выключить, то для времен $t \geq t_1$, $g_n = 0$ и начальное условие принимает вид: $t = t_1$, $\delta n = (\delta n)_1$. Тогда:

$$C_n = -(\delta n)_1 \cdot \exp\left(\frac{t_1}{\tau_n}\right)$$

и далее

$$\delta n(t) = (\delta n)_1 \cdot \exp\left(-\frac{(t - t_1)}{\tau_n}\right). \quad (5)$$

По аналогии можно записать:

$$\delta p(t) = (\delta p)_1 \cdot \exp\left(-\frac{(t - t_1)}{\tau_p}\right). \quad (6)$$

Ход этой зависимости показан на рис. 3 пунктирной линией. Как следует из рисунка, выключение генерации носителей заряда приводит к тому, что избыточные концентрации электронов и дырок за счет процессов рекомбинации будут стремиться к своим равновесным значениям. Согласно выражениям (4) - (6), при постоянных значениях параметров τ_n и τ_p установление избыточных концентраций

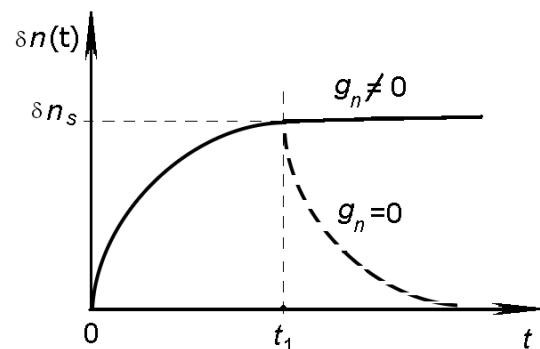


Рис.3

электронов и дырок в зонах разрешенных энергий, а также их исчезновение описываются экспоненциальным законом. Поэтому можно определить физический смысл констант τ_n и τ_p так: это промежуток времени, в течение которого неравновесная концентрация электронов (дырок) при включении или выключении источника генерации носителей заряда увеличивается или уменьшается в e -раз. В большинстве практических случаев $\tau_n \approx \tau_p$.

2.2. Фотопроводимость полупроводников.

Собственная и примесная фотопроводимость

Простейший способ создания неравновесных носителей заряда состоит в освещении полупроводника электромагнитным излучением. Возникновение неравновесных носителей проявляется в изменении электропроводности кристалла – в таких случаях говорят о возникновении фотопроводимости. Под **фотопроводимостью** полупроводника понимают изменение его проводимости, вызванное освещением полупроводника. Полупроводник, используемый для регистрации оптического излучения за счет возникновения в нем фотопроводимости, называют **фоторезистором**. Изменение проводимости может регистрироваться при приложении к фоторезистору как постоянного напряжения, так и переменного. В соответствии с этим различают фотопроводимость на постоянном токе и на переменном.

Физическая причина возникновения фотопроводимости полупроводника $\Delta\sigma$ одна: изменение (возрастание) концентрации свободных носителей заряда (Δn и (или) Δp) в разрешенных зонах энергии за счет поглощения падающего излучения. Однако электронные переходы при оптической генерации могут быть различными. Если энергия фотонов $\hbar\omega > \Delta E_g$, то неравновесные электроны и дырки образуются в результате возбуждения электронов, переходящих из валентной зоны в зону проводимости, а также дырок, остающихся в валентной зоне. Это так называемая собственная оптическая генерация и, соответственно, **собственная фотопроводимость**. Обратный процесс есть прямая рекомбина-

ция «свободный электрон – свободная дырка». В результате оптической генерации в области собственного поглощения в полупроводнике образуется пара свободных носителей заряда противоположных знаков.

При наличии достаточного количества примесей в полупроводнике фотопроводимость может возникать и при $\hbar\omega < \Delta E_g$. Тогда при падении света $\hbar\omega \geq E_C - E_D$, где E_D - энергия уровня донорной примеси, происходит возбуждение электронов, связанных с примесью, в зону проводимости. В этом случае имеет место примесная оптическая генерация и, соответственно, в результате возникает **примесная фотопроводимость**. Когда $\hbar\omega \geq E_a - E_V$ возможна генерация дырок в валентной зоне. Оба случая – случаи монополярной фотопроводимости, поскольку в результате освещения генерируются носители одного знака. Поглощение в собственной полосе длин волн на несколько порядков больше поглощения в примесной области.

Скорость оптической генерации связана с коэффициентом поглощения света. Пусть $I(x)$ есть монохроматический световой поток, рассчитанный на единицу поверхности, на расстоянии x от освещаемой поверхности полупроводника, а α – коэффициент поглощения. Тогда число фотонов, поглощаемых в единицу времени в слое с единичной площадкой в слое, расположенном между слоями x и $x+dx$, есть:

$$\begin{aligned} -dl &= I(x+dx) - I(x) = I_0 \exp(-\alpha(x+dx)) - I_0 \exp(-\alpha x) \\ &= I_0 \exp(-\alpha x) \exp(-\alpha \cdot dx) - I_0 \exp(-\alpha x) = I_0 \exp(-\alpha x) [\exp(-\alpha \cdot dx) - 1] \\ &= -I_0 \exp(-\alpha x) [\alpha \cdot dx - 1] = -I(x) \cdot \alpha \cdot dx, \end{aligned}$$

где произведено разложение экспоненциальной функции в ряд Тейлора по степеням dx вблизи точки x . Следовательно, число поглощаемых фотонов за единицу времени в единичном объеме, равно $I(x) \cdot \alpha$. Поэтому скорость оптической генерации g можно представить в виде:

$$g = \eta(\omega) \cdot \alpha(\omega) \cdot I(x).$$

Здесь $\eta(\omega)$ – **квантовый выход внутреннего фотоэффекта**, который равен числу пар свободных носителей, рождаемых в среднем одним поглощенным

фотоном. Квантовый выход может быть больше единицы, если при поглощении одного фотона высокой энергии возникает две или более электронно-дырочные пары. Обычно, однако, квантовый выход меньше единицы, поскольку часть фотонов поглощается либо решеткой (фононами), либо свободными носителями в зонах без образования дополнительных электронов и дырок. В общем случае g различно в разных точках полупроводника – случай **неоднородной генерации**. Если $\alpha \cdot d \ll 1$ (где d – толщина образца), то $I(x) \approx \text{const}$ (слабо поглощаемый свет) и g можно считать постоянным по объему. Этот случай называют случаем **однородной генерации** носителей заряда, т.к. при таком коэффициенте поглощения число генерируемых светом электронно-дырочных пар примерно постоянно по всей длине полупроводника в направлении падающего света.

Для того чтобы определиться в количестве возможных фотоэффектов в полупроводнике при его освещении излучением из собственной полосы поглощения, обратимся к выражению для проводимости полупроводника, которая в общем случае представляет собой сумму проводимостей по зоне проводимости, создаваемой свободными электронами – σ_n , и проводимости по валентной зоне, создаваемой дырками – σ_p :

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p = e\mu_n n + e\mu_p p. \quad (7)$$

Экспериментально установлено, что при падении на полупроводник излучения с интенсивностью I проводимость полупроводника изменяется на некоторую величину $\delta\sigma$. Так как рассматриваются только слабые световые потоки, то, согласно правилам дифференциального исчисления, без каких-либо дополнительных предположений можно вычислить полный дифференциал выражения (7):

$$\delta\sigma = e n \cdot \delta\mu_n + e p \cdot \delta\mu_p + e\mu_n \cdot \delta n + e\mu_p \cdot \delta p, \quad (8)$$

где $\delta\mu_n$, $\delta\mu_p$, δn , δp представляют собой полные дифференциалы от соответствующих величин. Таким образом, согласно выражению (8), освещение полупроводника может изменить его проводимость двумя путями: изменив концен-

трации свободных носителей в зонах, а также изменив их подвижности. Однако относительное влияние этих двух причин в реальности оказывается различным. Действительно, возникающая при поглощении фотона пара «электрон – дырка» получает некоторый квазиимпульс и энергию $(\hbar\omega - \Delta E_g)$, которая идет на кинетическую энергию электрона. Если кинетическая энергия велика, то электрон быстро перемещается в межузлии кристалла и испытывает множественные столкновения, происходящие чаще, чем у свободного электрона, находящегося внизу зоны проводимости. Поэтому его избыточная энергия быстро растрчивается. В результате через некоторое время, именуемое **временем релаксации энергии** – $\tau_E \sim 10^{-12}$ с и которое много меньше τ_n, τ_p , средняя энергия фотоэлектронов, имевших в момент своего рождения большую кинетическую энергию, принимает значение, соответствующее температуре решетки. В таком случае говорят, что электрон **термолизвался** – его кинетическая энергия стала соответствовать температуре кристалла.

Таким образом, за время своей жизни фотоэлектроны в зоне успевают быстро термолизиться (прийти в состояние термодинамического равновесия с решеткой), так что все их параметры в течение практически всего времени жизни будут такими же, как и у равновесных носителей. В этом случае подвижности фотоэлектронов равны подвижности темновых (равновесных) электронов. Значит, даже если освещать полупроводник светом с $\hbar\omega \gg \Delta E_g$, то избыток энергии вызывает изменение и концентрации носителей, и изменение их подвижностей, но через очень короткое время $\tau_E \ll \tau_n, \tau_p$ подвижности фотоносителей становятся такими же, что и у темновых электронов и дырок. Следовательно, с высокой степенью точности можно считать, что в результате поглощения света в полупроводниках изменяются только концентрации свободных носителей заряда: электронов и (или) дырок. Тогда выражение (8) для фотопроводимости освещаемого полупроводника с высокой степенью точности можно записать:

$$\delta\sigma = e(\mu_p \cdot \delta p + \mu_n \cdot \delta n).$$

В дальнейшем будут рассматриваться только такие ситуации.

Будем считать, что происходит однородная генерация пар ($g_n = g_p = g = \text{const}$) и что в полупроводнике нет тока. Тогда, умножая кинетические уравнения для концентраций носителей в зонах (1) на $e\mu_n$, $e\mu_p$ и складывая их, получим:

$$\frac{\partial \delta \sigma}{\partial t} = e(\mu_p + \mu_n)g - \frac{\delta \sigma}{\tau_{\text{фп}}}; \quad (9)$$

где обозначено:

$$\tau_{\text{фп}} = \frac{\mu_n \cdot \delta n + \mu_p \cdot \delta p}{\frac{\mu_n \cdot \delta n}{\tau_n} + \frac{\mu_p \cdot \delta p}{\tau_p}}. \quad (10)$$

Из уравнения (9) видно, что характеристическое время $\tau_{\text{фп}}$ – **время релаксации фотопроводимости** определяет время установления стационарного значения фотопроводимости $\delta \sigma$ при изменении условий освещения. В стационарном состоянии фотопроводимость равна

$$\delta \sigma(t \gg \tau_{\text{фп}}) = \delta \sigma_S = e(\mu_n + \mu_p) \cdot g \cdot \tau_{\text{фп}}. \quad (11)$$

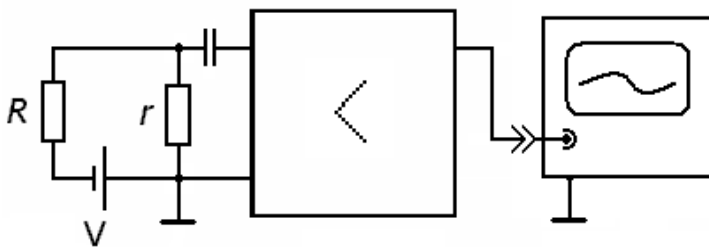
Здесь под $\tau_{\text{фп}}$ следует понимать его значение в стационарном состоянии, т.е. при установившихся значениях δp и δn . Отсюда видно, что чем больше $\tau_{\text{фп}}$, тем больше $\delta \sigma_S$, т.е. тем выше чувствительность полупроводника к оптическому излучению, т.к. выше уровень стационарного значения фотопроводимости (11). Однако при этом будет больше и время установления (или затухания) фотопроводимости, т.е. полупроводник будет более инерционен и им нельзя будет регистрировать быстрые процессы. С этим противоречием приходится считаться при выборе фотосопротивлений для технических применений.

2.3. Полевые свойства фотопроводимости

Для измерения фотопроводимости и ее кинетики разработано много различных методик. Рассмотрим одну из них, блок-схема которой показана на рис.

4. Здесь фоторезистор, показанный сопротивлением R и включенный последовательно с источником напряжения V и нагрузочным сопротивлением r , освещается прерывистым светом. Модуляция интенсивности света может быть получена, например, с помощью вращающегося непрозрачного диска с прорезью.

В отсутствие освещения через фоторезистор течет ток



$$j_0 = \frac{V}{R_0 + r},$$

который создает на входе усилителя напряжение

Рис.4

$$U_{\text{вх}}^0 = r \cdot j = V \frac{r}{R_0 + r}.$$

При освещении фоторезистора светом его сопротивление изменяется и становится равным $R = R_0 + \delta R$. Изменяется и ток, текущей во входной цепи и потому на входе усилителя будет действовать дополнительное напряжение, связанное с освещением фоторезистора. Следовательно, полное напряжение на входе усилителя будет

$$U_{\text{вх}} = r \cdot j = V \frac{r}{R + r} = V \frac{r}{R_0 + \delta R + r} = V \frac{r}{(R_0 + r) + \delta R} = -V \frac{r}{R_0 + r} \frac{1}{1 + \frac{\delta R}{R_0 + r}} \approx U_{\text{вх}}^0 \left[1 - \frac{\delta R}{R_0 + r} \right].$$

Таким образом, при освещении полупроводника на входе усилителя появляется компонента во входном напряжении, пропорциональная интенсивности освещения и равная:

$$\delta U_{\text{вх}} \approx U_{\text{вх}}^0 \frac{\delta R}{R_0 + r}.$$

Зная параметры входной цепи, теперь можно рассчитать величину фотопроводимости и ее изменение во времени.

Анализируя проведенный расчет, можно сделать ряд полезных выводов. Данное выражение показывает, что величина сигнала от фотопроводимости тем больше, чем больше значение $U_{\text{вх}}^0$, т.е. чем больше постоянное напряжение V , приложенное к фоторезистору через сопротивление нагрузки. Далее, нетрудно показать, что максимальный сигнал на входе усилителя достигается тогда, когда сопротивление сопротивления нагрузки и темновое сопротивление фоторезистора равны: $R_0 = r$. Действительно, сигнал на входе усилителя можно переписать следующим образом:

$$\delta U_{\text{вх}} \approx U_{\text{вх}}^0 \frac{\delta R}{R_0 + r} = V \frac{r}{R_0 + r} \frac{\delta R}{R_0} = V \frac{r/R_0}{1 + r/R_0} \frac{\delta R}{R_0}.$$

Обозначим $x = r/R_0$. Тогда отыскание максимума $\delta U_{\text{вх}}(x)$ сводится к дифференцированию этой функции и приравнению к нулю производной, что дает единственное физически реализуемое условие: $x = 1$.

Если T - длительность светового импульса, за которым следует затемнение фоторезистора такой же продолжительности, то общий период модуляции светового потока составит $2T$. Будем считать, что импульсы света достаточно длинные: $T \gg \tau_{\text{фп}}$ и потому за время его действия фотопроводимость достигает своего максимального значения $\delta\sigma_S$. На отрезке времени $(T; 2T)$ генерация неравновесных носителей заряда отсутствует, а доминирует рекомбинация ранее созданных фотоэлектронов и фотодырок. Потому фотопроводимость полупроводника уменьшается от $\delta\sigma_S$ по экспоненциальному закону:

$$\delta\sigma(t) = \delta\sigma_S \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{фп}}}\right).$$

Если $\tau_{\text{фп}}$ постоянно во времени, то $\delta\sigma$ изменяется во времени так, как это показано на рис. 5.

Кривые релаксации фотопроводимости могут быть использованы для определения параметров полупроводника. На начальном участке нарастания $\delta\sigma$ в

уравнении (9) можно пренебречь вторым слагаемым в правой части ($\delta\sigma$ – мало). Тогда получим:

$$\delta\sigma(t) \approx e(\mu_n + \mu_p)gt .$$

Линейное увеличение фотопроводимости со временем освещения характеризуется наклоном, тангенс угла которого равен

$$\operatorname{tg}(\alpha) = e(\mu_n + \mu_p)\eta \cdot \alpha \cdot l ,$$

где η – квантовый выход, α – коэффициент поглощения. Этот участок роста фотопроводимости не зависит от рекомбинации, а определяется только процессами генерации. Поэтому исследование начальной стадии нарастания фотопроводимости используют для экспериментального определения квантового выхода η .

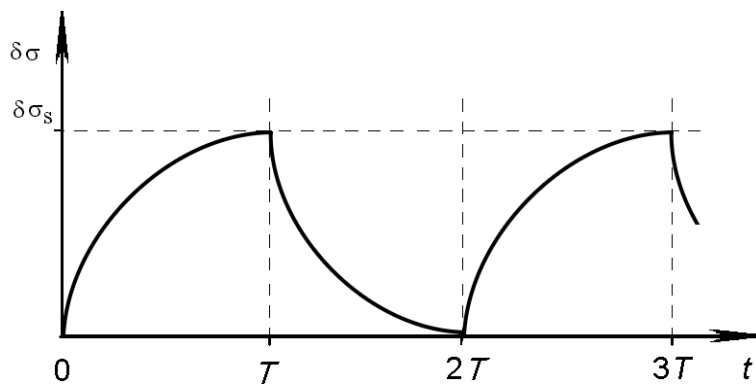


Рис.5

При выключении света спад фотопроводимости используют для определения времени релаксации фотопроводимости как время, за которое фотопроводимость уменьшается от своего максимального значения $\delta\sigma_s$ в e -раз. Нарастающий участок кинетических кривых фотопроводимости для определения времени релаксации не используют ввиду того, что из-за малого сигнала на начальном участке возникает большая ошибка в определении $\tau_{фл}$. Спад фотопроводимости от этого недостатка свободен из-за большого значения фотопроводимости в момент выключения света.

Коэффициент усиления фотопроводимости. Поскольку величина сигнала от фотопроводимости тем больше, чем больше приложенное постоянное напряжение, то резонно задаться вопросом: до каких значений можно увеличивать постоянное напряжение на фоторезисторе? Будем считать, что рассматриваемый полупроводниковый образец с омическими контактами на концах имеет длину L . В цепи с нагрузочным сопротивлением R (рис. 6) фототок при действии электрического поля E будет равен:

$$j_{\phi} = \delta\sigma_s \cdot E,$$

$$j_{\phi} = e(\mu_n + \mu_p) \cdot g \cdot \tau_{\phi n} \cdot E.$$

Если $\tau_n \approx \tau_p$, то можно записать (предполагая также $\delta n = \delta p$):

$$j_{\phi} \approx e(\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p) \cdot g \cdot E.$$

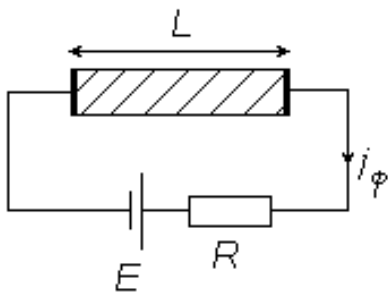


Рис. 6

Введем в рассмотрение время пролета образца электроном и дыркой соответственно:

$$t_n = \frac{L}{v_n} = \frac{L}{\mu_n \cdot E}; \quad t_p = \frac{L}{v_p} = \frac{L}{\mu_p \cdot E},$$

где v_n , v_p – скорости электронов и дырок. Тогда будем иметь:

$$j_{\phi} \approx e \cdot \left(\frac{\tau_n}{t_n} + \frac{\tau_p}{t_p} \right) \cdot L \cdot g.$$

Обозначим: $K = \frac{\tau_n}{t_n} + \frac{\tau_p}{t_p}$. Эта величина показывает, сколько раз за время своей жизни электронно-дырочная пара может пролететь через весь образец, т.е. участвовать в фотопроводимости. С учетом этого

$$j_{\phi} \approx e \cdot K \cdot L \cdot g.$$

Если $K < 1$, то электрон и дырка успевают прорекомбинировать, не пролетев полностью образец. Увеличив прикладываемое электрическое поле, можно уменьшить t_n и t_p , а значит, увеличить j_{ϕ} . Параметр K называют **коэффициен-**

том усиления фотопроводимости. При решении практических задач необходимо стремиться к тому, чтобы K было максимальным. Зависимость величины фототока от приложенного поля обычно имеет вид, показанный на рис. 7. Величину электрического поля E_0 , при котором достигается предельное значение коэффициента усиления фотопроводимости, можно найти из условия:

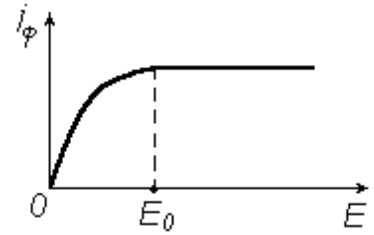
$$t_n \approx \tau_n, \quad (t_p \approx \tau_p)$$


Рис. 7

$$E_0 \approx \frac{L}{\mu_n \cdot \tau_n} \quad \text{или} \quad V_0 \approx \frac{L^2}{\mu_n \cdot \tau_n}.$$

Увеличивать напряжение на образце V выше V_0 нецелесообразно, т.к. при $V = V_0$ через электрический контакт вытягиваются из образца оба неравновесных носителя, и K достигает максимального значения K_{\max} (не больше двух для биполярной фотопроводимости).

2.4. Частотные свойства фотопроводимости

Если интенсивность падающего оптического излучения модулирована по гармоническому закону (так, излучение ламп накаливания модулировано по амплитуде частотой $2 \times 50 = 100$ Гц), то

$$g_n = g_0 \exp \langle \omega t \rangle, \quad g_p = g_0 \exp \langle \omega t \rangle. \quad (12)$$

Разумно считать, что изменения концентраций носителей заряда также подчиняются гармоническому закону изменения во времени на той же частоте, и поэтому решения уравнений (1) будем отыскивать в виде

$$\Delta n = \Delta n_0 \cdot \exp \langle \omega t \rangle, \quad \Delta p_p = \Delta p_0 \cdot \exp \langle \omega t \rangle. \quad (13)$$

Подставив выражения (12) и (13) в уравнения (1), найдем, что максимальные значения концентраций носителей заряда зависят от частоты модуляции светового потока:

$$\Delta n_0 = \frac{g_0 \cdot \tau_n}{1 + i\omega \cdot \tau_n}, \Delta p_0 = \frac{g_0 \cdot \tau_p}{1 + i\omega \cdot \tau_p}. \quad (14)$$

Однако физический смысл изменения концентраций имеют только реальные части выражений (14). Отыскивая их, получим:

$$\Delta n_0 = \frac{g_0 \cdot \tau_n}{1 + \omega^2 \cdot \tau_n^2}, \Delta p_0 = \frac{g_0 \cdot \tau_p}{1 + \omega^2 \cdot \tau_p^2}. \quad (15)$$

Выражения (15) показывают, что амплитуды изменений концентраций носителей в зонах зависят от соотношения частоты модуляции светового потока и времени жизни носителей. Если частота модуляции ω низкая ($\omega \cdot \tau_n \ll 1$, $\omega \cdot \tau_p \ll 1$), то изменения концентраций носителей заряда максимальны и равны (обозначим этот случай верхним индексом *НЧ*)

$$\Delta n_0^{НЧ} = g_0 \cdot \tau_n, \Delta p_0^{НЧ} = g_0 \cdot \tau_p. \quad (16)$$

На высокой частоте ($\omega \cdot \tau_n \gg 1$, $\omega \cdot \tau_p \gg 1$) изменения концентраций уменьшаются с ростом частоты (этот случай обозначим индексом *ВЧ*):

$$\Delta n_0^{ВЧ} = \frac{g_0 \cdot \tau_n}{\omega^2 \cdot \tau_n^2}, \Delta p_0^{ВЧ} = \frac{g_0 \cdot \tau_p}{\omega^2 \cdot \tau_p^2}. \quad (17)$$

В большинстве практически важных случаев $\tau_n = \tau_p$, поэтому обозначим $\tau_{n,p} = \tau_n = \tau_p$. Частота ω_0 , на которой начинается спад амплитуды избыточных концентраций носителей заряда, определяется выражением (15)

$$\omega_0 \cdot \tau_{n,p} = 1 \quad (18)$$

и называется **частотой среза**:

$$f_0 = \omega_0 / 2\pi = \frac{1}{\tau_{n,p}}. \quad (19)$$

На этой частоте амплитуда неравновесной концентрации уменьшается по сравнению с максимальным значением в два раза.

Из выражений (15) следует важный вывод: измеряя экспериментально зависимость амплитуд концентраций неравновесных носителей заряда от частоты модуляции светового потока, можно по частоте среза определить время жизни неравновесных носителей заряда. Тогда на низкой частоте модуляции, зная значения времен жизни неравновесных электронов и дырок $\tau_{n,p}$, по выражениям (16) можно найти скорость их генерации, а из неё вычислить квантовую эффективность полупроводника, если известно значение интенсивности падающего излучения.

Способом, аналогичным рассмотренному выше для вычисления частотной зависимости концентрации носителей заряда, можно найти закон изменения величины фотопроводимости $\Delta\sigma$ от частоты модуляции светового потока и получить следующее выражение:

$$\Delta\sigma = \frac{q(\mu_n + \mu_p) \cdot g \cdot \tau_{фп}}{1 + \omega^2 \cdot \tau_{фп}^2}, \quad (20)$$

где $g = \eta \cdot \alpha \cdot (-R) \cdot I_0$ - скорость генерации электронно-дырочных пар в полупроводнике за счет поглощения падающего излучения, а $\tau_{фп}$ - время релаксации фотопроводимости ($\delta n \approx \delta p$)

$$\tau_{фп} = \frac{\frac{\mu_n \cdot \delta n}{\tau_n} + \frac{\mu_p \cdot \delta p}{\tau_p}}{\frac{\mu_n \cdot \delta n}{\tau_n} + \frac{\mu_p \cdot \delta p}{\tau_p}} \approx \frac{\mu_n + \mu_p}{\frac{\mu_n}{\tau_n} + \frac{\mu_p}{\tau_p}} = \frac{(\mu_n + \mu_p) \cdot \tau_n \tau_p}{\mu_n \tau_p + \mu_p \tau_n}. \quad (21)$$

Из выражения (20) следует, что фотопроводимость полупроводника на низких частотах модуляции остается постоянной величиной, а на высоких уменьшается пропорционально квадрату частоты модуляции падающего оптического излучения. При этом существует **частота среза фотопроводимости**, определяемая как величина, обратная времени релаксации фотопроводимости:

$$f_0 = \omega_0 / 2\pi = \frac{1}{\tau_{фп}}. \quad (22)$$

Таким образом, исследуя свойства фотопроводимости, можно по приведенным выше выражениям вычислить фундаментальные параметры полупроводникового материала.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

3.1. Описание экспериментальной установки

Структура и состав установки. Структура лабораторной установки для исследования фотопроводимости приведена на рис.3. Она состоит из цифровой, электрической и оптической частей и представляет собой управляемый от персонального компьютера РС (позиция I на рис.3) комплекс цифровых и аналоговых приборов. Блок цифровых модулей (поз. II) собран в корпусе Hewlett Packard Micro-ATX и включает в себя стабилизированный источник постоянного напряжения и цифровые модули: аналого-цифровой преобразователь (АЦП) с восьмиканальным мультиплексором (МУЛ) на входе, два цифро-аналоговых преобразователя (ЦАП) и выходной двоичный регистр (ВыхР). Цифровые модули управляются командами, вырабатываемыми микропроцессором ADuC812.

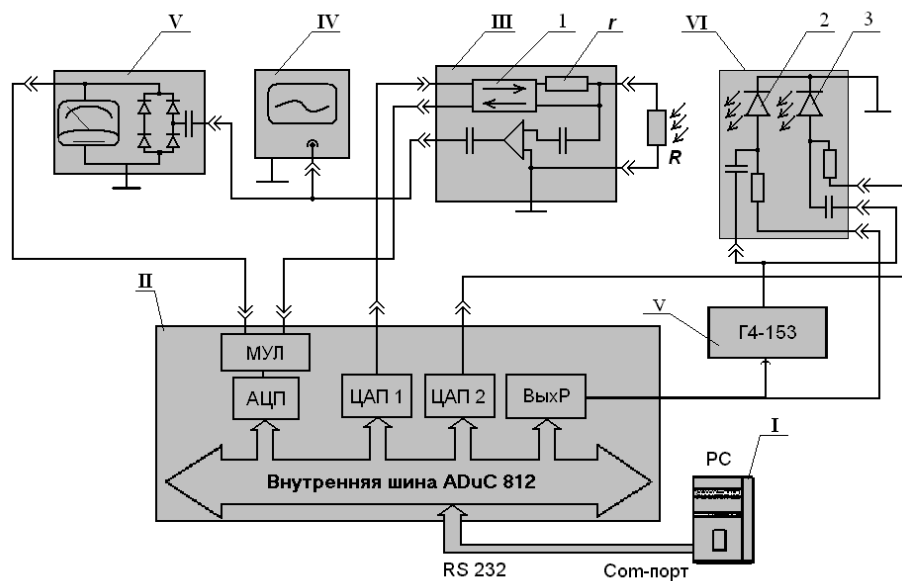


Рис. 3

Связь цифровых модулей с микропроцессором осуществляется по его внутренней шине. Обмен командами и данными между РС и микроконтролле-

ром производится по интерфейсу RS232 через Com-порт.

Электрическая часть. Исследуемый фоторезистор, обозначенный на схеме рис.8 резистором R , подключен к усилителю (поз.III), собранному на микросхемах фирмы «Analog Devices» CA 3140 и обеспечивающему коэффициент усиления $2 \cdot 10^3$ в полосе частот ($10^1 \div 10^5$) Гц. Контроль формы сигнала фотопроводимости осуществляется на выходе усилителя с помощью осциллографа (поз.IV). Необходимое для работы АЦП преобразование переменного сигнала в постоянный выполняется стандартным милливольтметром (поз.V) типа ВЗ-38Б, выполняющего функцию квадратичного детектора переменного сигнала. Постоянное напряжение, необходимое для наблюдения фотопроводимости, подается на фоторезистор с ЦАП1 через буферный каскад (поз.1) и нагрузочное сопротивление r . Величина постоянного напряжения, действующего на фоторезисторе R , измеряется с помощью АЦП. Для исключения влияния входного сопротивления мультиплексора и АЦП на работу фоторезистора измерения падения напряжения на нем производится через второй буферный каскад (поз.1).

Оптическая часть. В данной работе освещение фоторезистора может осуществляться с помощью оптического блока (поз.VI), включающего в свой состав блок светодиодов (поз.2), позволяющего получать излучение зеленого (0,55 мкм), красного (0,64 мкм) и инфракрасного спектров (0,91 мкм большой и малой мощности), или с помощью полупроводникового лазера (поз.3) с длиной волны излучения 0.65 мкм. Необходимое для их работы напряжение прямого смещения подается с одного бита выходного регистра (для светодиодов) или с ЦАП2 (для полупроводникового лазера). Выбор такой схемы питания источников оптического излучения позволяет управлять их работой (включать и выключать) с помощью программ управления цифровыми модулями. Блок светодиодов представляет собой четырехпозиционный металлический барабан, в каждом из положений которого в оптический тракт направляется излучение от одного из его четырех светодиодов. Модуляция оптического излучения произ-

водится с помощью стандартного генератора Г4-153 (поз.VII), выходные параметры которого могут изменяться выставлением двоичного кода на его разьеме управления, осуществляя тем самым программный режим работы генератора. Полярность прикладываемого к светодиодам и полупроводниковому лазеру постоянного напряжения соответствует их прямой полярности. Амплитуда переменного напряжения с генератора Г4-153 выставляется равной величине постоянного напряжения. Этим достигается 100% - ная модуляция генерируемого светового потока. Амплитуда и частота генерируемого переменного напряжения устанавливаются программно подачей девятиразрядного двоичного слова (последовательности из девяти нулей и единиц в виде постоянного напряжения) с выходных регистров на разъем цифрового управления генератора Г4-153.

Программа управления. Программа управления экспериментом находится на жестком диске персонального компьютера (I) и называется «Фотопроводимость-лаб». Она написана на языке «Turbo Pascal» со вставками на языке «Turbo Assembler» и содержит в себе блок описания переменных и процедур программы управления цифровыми модулями, команды управления измерениями и предварительной обработки результатов измерений, сообщения о выполняемых действиях и запросы на выполнения операций, а также процедуры по отображению результатов измерений на экране компьютера. Программа содержит весь сценарий эксперимента, который может изменяться по желанию оператора. Она позволяет производить выбор исходной конфигурации лабораторной установки, производить измерения параметров фоторезистора в зависимости от режима его работы и условий освещения, а также обрабатывать полученные данные и представлять их в виде графиков на экране монитора с записью полученных результатов в память компьютера.

3.2. Задание к лабораторной работе

Перед началом выполнения лабораторной работы студенты должны ознакомиться с теоретическим материалом по фотопроводимости, разобраться в

принципах составления метрологического комплекса для экспериментального исследования ее свойств, а также иметь четкое представление о последовательности выполняемых операций при измерении характеристик фотопроводимости и вычислении из них ее базовых параметров.

В данной работе необходимо измерить частотные и полевые зависимости фотопроводимости при различных значениях параметров, задающих условия измерения. Значения этих параметров следует получить в виде индивидуального задания у преподавателя.

1. При снятии частотной зависимости сигнал, подаваемый с генератора Г4-153 на светодиод или лазер, вызывает изменение интенсивности генерируемого оптического излучения. Поглощаясь в полупроводнике, оно вызывает появление в нем фотопроводимости, которое регистрируется в виде переменного напряжения на частоте модуляции света. Это изменение регистрируется осциллографом, милливольтметром и отображается на экране компьютера. В данном эксперименте изменяемым параметром, задающим условие измерения, является напряжение смещения на фоторезисторе.
2. При снятии полевой зависимости, где изменяемым параметром является частота модуляции оптического излучения, производится изменение напряжения, подаваемого на структуру. Обе зависимости могут быть использованы для определения основных параметров фотопроводимости: времени релаксации, квантовой эффективности внутреннего фотоэффекта, скорость генерации электронно-дырочных пар в полупроводнике.

3.3. Методические указания к выполнению работы

1. В начале работы последовательно включить приборы лабораторной установки: сначала компьютер, затем источники питания, осциллограф, милливольтметр ВЗ-56 и генератор Г4-153 с помощью их тумблеров питания. Блок цифровых модулей включается в последнюю очередь. Его тумблер включения сетевого напряжения находится на задней стенке корпуса блока цифровых модулей.

2. Запустить программу «**Фотопроводимость-лаб.exe**», ярлык которой находится на рабочем столе компьютера. Если соединение компьютера с аппаратно-программным комплексом не нарушено, то программа выдаст сообщение об успешной его калибровке и перейдет в главное меню. Если этого не произошло, то следует проверить все подключения и перезапустить программу.
3. Для снятия полевой зависимости $U_{\text{вх}} = U_{\text{вх}}(V)$ необходимо в главном меню программы выбрать пункт «*Измерение зависимости фотопроводимости от напряжения смещения*». Далее, отвечая на запросы программы, выводимые в виде текстовых сообщений на монитор, установить необходимую частоту модуляции излучения и уровень засветки. Провести измерения для комбинаций значений частоты и уровня подсветки, указанных преподавателем.
4. Если в процессе измерения на милливольтметре ВЗ-56 зашкалит стрелка, необходимо изменить диапазон входного напряжения. Для этого следует произвести переключение положения входного аттенюатора вольтметра на более высокое значение. Если на экране осциллографа будет обнаружено значительное искажение синусоидальной формы сигнала (происходит срез по верхнему или нижнему уровням), то следует произвести разъюстировку оптической части установки – уменьшить уровень падающего оптического излучения. Для этого надо отодвинуть столик с фоторезистором и усилителем на необходимое расстояние (0,5-2см). Если же регистрируемое значение уровня фотосигнала длительное время меньше 0,1В, то следует изменить диапазон входного аттенюатора на более низкий и добиться перемещением столика с фоторезистором большей интенсивности излучения, попадающего на него (контролируется по уровню сигнала на выходе усилителя, например, на осциллографе). В любом из вышеуказанных случаев для снятия правильных характеристик фотопроводимости измерения необходимо повторить, перезапустив выбранный пункт меню.

5. Полученные результаты каждого измерения сохранить на компьютере для дальнейшей обработки и анализа, что делается выбором соответствующей строки главного меню программы измерения.
6. Для снятия частотной зависимости фотопроводимости необходимо в меню выбрать пункт «*Измерение зависимости фотопроводимости от частоты модуляции*» и далее по запросам программы установить необходимое напряжение смещения, уровень засветки и величину задержки между переключениями частоты на генераторе. Провести измерения для трех различных значений напряжения смещения, указанных преподавателем. Время задержки между переключениями генератора должно быть одинаково для всех трех опытов и равно 150-200 мс.
7. Сохранить результаты каждого опыта на компьютере для дальнейшей обработки и анализа.
8. Скопировать на свою дискету полученные числовые массивы.
9. Выйти из программы (пункт меню «*Выход*») и выключить установку.

4. Требования к составлению и оформлению отчета

1. Отчет по лабораторной работе в обязательном порядке должен содержать следующие разделы:
 - цель лабораторной работы,
 - теоретическая часть,
 - описание экспериментальной установки,
 - конкретные данные на выполнение лабораторной работы,
 - полученные экспериментальные результаты в виде графиков полевых и частотных зависимостей фотопроводимости,
 - детальное описание расчета параметров фоторезистора из полученных зависимостей,
 - обсуждение полученных результатов и их сравнение с литературными данными.

2. Отчет должен быть набран в редакторе Word и представлен в скрепленном виде. Схемы и графики выполнены в графическом редакторе и вставлены в текст отчета. Рекомендуемые параметры для набора текста: шрифт Arial – 12, поля со всех сторон по 2 см, одиночный интервал между строк.
3. В случае выполнения лабораторной работы несколькими студентами в конце отчета должно быть указано конкретное участие каждого в выполнении работы.
4. В соответствии с рейтинговой системой качество выполнения лабораторной работы и оформления отчета оценивается в баллах, которые суммируются с баллами по контрольным работам.

5. Литература

1. Давыдов В.Н. Твердотельная электроника. Учебное пособие. - Томск, ТМЦ ДО, 2004. – 178 с.
2. Давыдов В.Н. Физические основы оптоэлектроники. Учебно-методическое пособие. - Томск, ТМЦ ДО, 2004. – 99 с.
3. Епифанов Ю.И. Физические основы микроэлектроники. – М.: Высшая школа, 1971. – 388 с.
4. Солимар Л., Уолш Д. Лекции по электрическим свойствам материалов Пер. с англ. С.И. Баскакова. – М.: - Мир, 1991. – 501 с.
5. Шалимова К.В. Физика полупроводников. – М.: Энергия. - 1991, - 416с.