

Министерство науки и высшего образования РФ  
Федеральное государственное бюджетное образовательное  
учреждение высшего профессионального образования

«ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ»

ДАВЫДОВ В.Н.

## **СВОЙСТВА И ПАРАМЕТРЫ ФОТОПРОВОДИМОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ФОТОРЕЗИСТОРОВ**

Методические указания  
для выполнения лабораторной работы

ТОМСК 2022

## СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ.....	3
2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ	
2.1. Основные понятия и параметры.....	3
2.2. Фотопроводимость полупроводников. Собственная и примесная .....	5
2.3. Полевые свойства фотопроводимости.....	11
2.4. Частотные свойства фотопроводимости.....	12
3. Вопросы для самостоятельной проверки знаний.....	14
4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ	
4.1. Описание экспериментальной установки.....	16
4.2. Задание к лабораторной работе.....	17
4.3. Методические указания к выполнению работы.....	18
4.4. Порядок выполнения работы.....	18
5. ТРЕБОВАНИЯ К СОСТАВЛЕНИЮ И ОФОРМЛЕНИЮ ОТЧЕТА .....	20
6. ЛИТЕРАТУРА.....	20

## 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, а также вычисление из полученных зависимостей параметров полупроводника.

## 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

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.

При нарушении термодинамического равновесия концентрации электронов и дырок в зонах ( $n$  и  $p$ ) изменяются по сравнению с их равновесными значениями  $n_0$  и  $p_0$  за счет появления в зонах неравновесных носителей заряда с концентрациями  $\delta n = n - n_0$  и  $\delta p = p - p_0$ . Установление концентраций в зонах определяется действием двух противоположно направленных процессов: генерации электронов и дырок, а также их рекомбинации. Существует несколько разновидностей процессов генерации (световая, тепловая и т.д.) и рекомбинации

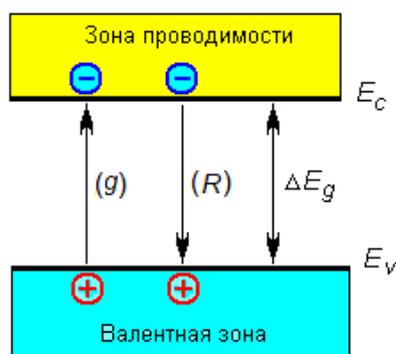


Рисунок 1 – Межзонные генерация и рекомбинация носителей заряда

(переход носителей заряда «зона-зона», с участием примесного уровня «зона – уровень – зона» и т.д.). Суммарные скорости этих процессов (количество генерируемых или рекомбинирующих частиц в единичном объеме в единицу времени) принято обозначать как  $g$  и  $R$ , соответственно (рис. 19). Это два противоположно направленных процесса, равенство скоростей протекания этих противоположно направленных процессов приводит к установлению термодинамического равновесия носителей заряда в зонах разрешенных энергий полупроводника.

**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 далее  $R_n$  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 будет определяться скоростями их генерации и рекомбинации (рис. 19):

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

Здесь функции  $g_n$  и  $g_p$  описывают генерацию за счет внешнего воздействия и не учитывают переходы, вызванные тепловым движением, которые учитываются в  $R_n$  и  $R_p$ .

Для описания кинетики (развития процессов во времени) неравновесных электронных процессов вводят понятие среднего времени жизни неравновесных электронов в зоне проводимости  $\tau_n$  и дырок в валентной зоне  $\tau_p$ , 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. Аналогично:  $1/\tau_p$  – вероятность рекомбинации одной дырки в единицу времени.

Пользуясь понятиями времени жизни носителей заряда, уравнения кинетики неравновесных концентраций электронов и дырок в однородном образце, в котором нет тока проводимости, 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) все производные по времени обратить в нуль. В результате этого упрощения из (1) можно найти выражения для стационарных концентраций 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  $\tau_n$  и  $\tau_p$  не зависят от  $n$  и  $p$ , интегрирование кинетических уравнений (4.1) с учетом выражений (2) дает:

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

Здесь  $C_n$ ,  $C_p$  – постоянные интегрирования, определяемые из начальных условий: если перед освещением полупроводник находился в термодинамическом равновесии и затем в момент времени  $t = 0$  включено внешнее воздействие, создающее генерацию носителей заряда, то при  $t = 0$  будем иметь  $\delta n = 0$ . Использование данного начального условия дает возможность найти постоянные интегрирования:

$$C_n = g_n \tau_n = (\delta n)_s; \quad \delta n(t) = (\delta n)_s \cdot \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) \right];$$

$$C_p = g_p \tau_p = (\delta p)_s; \quad \delta p(t) = (\delta p)_s \cdot \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) \right].$$
(4)

Ход зависимостей вида (4) показан на рис. 20 сплошной линией. Если в некоторый момент времени  $t = t_1$  генерация выключается, то для времен  $t \geq t_1$ ,  $g_n = 0$  и начальное условие для определения константы принимает вид:  $t = t_1$ ,  $\delta n = (\delta n)_1$ . Тогда

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

По аналогии можно записать:

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

Ход этой зависимости показан на рис. 20 пунктирной линией. Как следует из рисунка, вы-

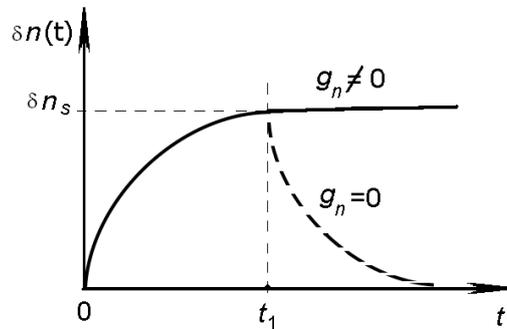


Рисунок 2 – Кинетика релаксации избыточной концентрации при непрерывном освещении

ключение генерации носителей заряда приводит к тому, что избыточные концентрации электронов и дырок за счет рекомбинации будут стремиться своим равновесным значениям. Согласно выражениям (4), и (5) при постоянных значениях параметров  $\tau_n$  и  $\tau_p$  установление избыточных концентраций электронов и дырок в зонах разрешенных энергий, а также их исчезновение описываются экспоненциальным законом. Поэтому по аналогии с определением физического смысла коэффициента поглощения можно определить физический смысл констант  $\tau_n$  и  $\tau_p$  как: 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 случаев  $\tau_n \approx \tau_p$ .

## 2.2. Фотопроводимость полупроводников: собственная и примесная

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.

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 рекомбинация «свободный электрон – свободная дырка» (рис. 1). В результате оптической генерации в области собственного поглощения в полупроводнике образуется пара свободных носителей заряда противоположных знаков.

Однако при наличии достаточного количества примесей в полупроводнике фотопроводимость может возникать также при  $\hbar\omega < \Delta E_g$ . На рис. 3 показана энергетическая диаграмма полупроводника, содержащего глубокую акцепторную примесь. При падении света с энергией кванта  $\hbar\omega \geq E_c - E_d$  происходит возбуждение электронов, находящихся на валентной оболочке донорной примеси, в зону проводимости. Это случай примесного поглощения и, соответственно, примесной фотопроводимости. В случае, когда энергия кванта падающего светового излучения  $\hbar\omega \geq E_a - E_v$ , возможна генерация дырок в валентной зоне. Оба случая – случаи монополярной проводимости. Поглощение в собственной полосе длин волн на несколько порядков больше поглощения в примесной области.

Скорость оптической генерации связана с коэффициентом поглощения света. Пусть есть монохроматический световой поток, рассчитанный на единицу поверхности, на расстоянии  $x$  от освещаемой поверхности полупроводника, а  $\alpha$  – коэффициент поглощения излучения. Тогда число фотонов, поглощаемых в единицу времени единичной площадкой в слое, располо-

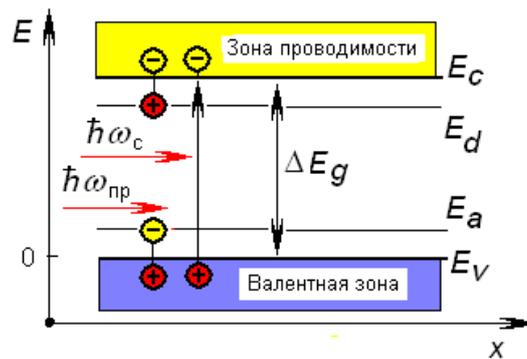


Рисунок 3 – Энергетическая диаграмма при примесном поглощении излучения

женном между координатами  $x$  и  $x + dx$ , будет равно:

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

где произведено разложение экспоненты в ряд Тейлора по степеням  $dx$  вблизи точки  $x$ . Как следует из полученного выражения, число поглощаемых фотонов, рассчитанное на единицу времени в единичном объеме, равно  $I(x, \lambda) \cdot \alpha$ . Поэтому скорость оптической генерации  $g$  можно представить в виде:

$$g = \eta(\lambda) \cdot \alpha(\lambda) \cdot I(x, \lambda). \quad (6)$$

Здесь  $\eta(\lambda)$  – квантовый выход внутреннего фотоэффекта, который равен числу пар (для собственного поглощения) 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 квантовый выход меньше единицы, поскольку часть фотонов поглощается либо решеткой (фононами), либо свободными носителями в зонах без образования неравновесных электронов и дырок.

Выражение (4.6) можно переписать, заменив в нем коэффициент поглощения света обратной длиной пробега фотонов  $l_{\phi} = 1/\alpha$ :

$$g = \eta(\lambda) \cdot \frac{I(x, \lambda)}{l_{\phi}}. \quad (7)$$

Данное выражение показывает, что в результате поглощения света все неравновесные носители создаются на длине поглощения света. В действительности за счет диффузии неравновесные носители, созданные в слое поглощения, за время жизни разбегаются от места генерации на расстояние, равное диффузионной длине  $L_{n,p}^{(d)}$ . Это расстояние обычно составляет  $(10^2 - 10^3)$  мкм, что на несколько порядков больше длины поглощения света. Тогда выражение для скорости генерации приобретет вид:

$$g_n = \eta(\lambda) \frac{I(x, \lambda)}{L_n^{(d)}}, \quad g_p = \eta(\lambda) \frac{I(x, \lambda)}{L_p^{(d)}}.$$

Скорость оптической генерации в кристалле по определению имеет размерность штук/(см<sup>3</sup>с). При этом коэффициент поглощения можно найти как величину, обратную длине свободного пробега фотона  $l_{\phi}$ :  $\alpha = 1/l_{\phi}$ . Тогда функция генерации неравновесных носителей заряда в точке  $x$  может быть записана в виде:

$$g(x) = \eta(1 - R) \frac{I_0}{l_{\phi}} \exp\left(-\frac{x}{l_{\phi}}\right). \quad (7)$$

Из данного выражения следует, что в нем при единичной площади освещаемого полупроводника все генерируемые светом неравновесные электроны и дырки локализованы в пределах длины свободного пробега фотона. Такая ситуация в полупроводниках возможна, если полупроводник освещается короткими импульсами света и регистрация неравновесного состояния производится в течение времени, значительно меньшим времени жизни неравновесных носителей заряда так что они не успевают диффундировать в объеме полупроводника на сколько-нибудь значительное расстояние по сравнению с длиной диффузии. В подавляющем числе практически значимых ситуаций регистрация неравновесного состояния происходит непрерывно или в течение большого промежутка времени. Поэтому влиянием диффузии неравновесных носителей на их распределение в объеме полупроводника пренебречь нельзя. Они оказываются распределенными от освещаемой поверхности на длине диффузии  $L_{\text{диф}}$ . Если полупроводник толстый (его размер в направлении регистрации света  $d > L_{\text{диф}}$ ), то в выражении (7) вместо длины свободного пробега фотона должна стоять длина диффузии. Для тонкого полупроводника длиной  $d < L_{\text{диф}}$  в знаменателе (7) будет фигурировать толщина образца.

Функция генерации для всего толстого образца площадью  $S$ , полностью освещаемого регистрируемым излучением, будет определяться выражением

$$\begin{aligned} G &= S \int_0^d g(x) dx = \eta(1 - R) \frac{I_0}{L_{\text{диф}}} S \int_0^d \exp\left[-\left(\frac{1}{l_{\phi}} + \frac{1}{L_{\text{диф}}}\right)x\right] dx \cong \\ &\cong \eta(1 - R) \frac{I_0}{L_{\text{диф}}} S \int_0^{L_{\text{диф}}} \exp\left[-\left(\frac{L_{\text{диф}} + l_{\phi}}{l_{\phi} \cdot L_{\text{диф}}}\right)x\right] dx = -\eta(1 - R) \cdot \left(\frac{L_{\text{диф}} \cdot l_{\phi}}{l_{\phi} + L_{\text{диф}}}\right) \frac{I_0}{L_{\text{диф}}} S \int_0^{Y_0} \exp(y) dy = \\ &= \eta(1 - R) \cdot \left(\frac{L_{\text{диф}} \cdot l_{\phi}}{l_{\phi} + L_{\text{диф}}}\right) \frac{I_0}{L_{\text{диф}}} S \left[1 - \exp\left(-\frac{L_{\text{диф}} + l_{\phi}}{l_{\phi}}\right)\right] \cong \eta(1 - R) \cdot S \cdot \left(\frac{l_{\phi}}{L_{\text{диф}}}\right) \cdot I_0. \end{aligned}$$

**Механизмы возникновения фотопроводимости.** Для того чтобы определиться в возможных механизмах возникновения фотопроводимости в полупроводнике при его освеще-

нии излучением из собственной полосы поглощения, обратимся к выражению для проводимости полупроводника. В общем случае оно представляет собой сумму проводимостей по зоне проводимости, создаваемой свободными электронами –  $\sigma_n$ , и проводимости по валентной зоне, создаваемой дырками –  $\sigma_p$ :

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p = e\mu_n n + e\mu_p p. \quad (8)$$

Экспериментально установлено, что при падении на полупроводник излучения с интенсивностью  $I$  проводимость полупроводника изменяется на некоторую величину  $\delta\sigma(I)$ . Так как рассматриваются только слабые световые потоки, то, согласно правилам дифференциального исчисления, без каких-либо дополнительных предположений можно вычислить полный дифференциал выражения (8):

$$\delta\sigma(I) = en \cdot \delta\mu_n + ep \cdot \delta\mu_p + e\mu_n \cdot \delta n + e\mu_p \cdot \delta p, \quad (9)$$

где  $\delta\mu_n$ ,  $\delta\mu_p$ ,  $\delta n$ ,  $\delta p$  представляют собой полные дифференциалы от соответствующих величин. Таким образом, согласно выражению (9), освещение полупроводника может изменить его проводимость двумя путями: изменив концентрации 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 междоузлии кристалла и испытывает множественные столкновения, происходящие чаще, чем у свободного электрона, находящегося внизу зоны проводимости. Поэтому его избыточная энергия быстро растрачивается. В результате через некоторое время, именуемое временем релаксации энергии –  $\tau_E \sim 10^{-12}$  с и которое много меньше  $\tau_n$ ,  $\tau_p$ , средняя энергия фотоэлектронов, имевших в момент своего рождения большую кинетическую энергию, принимает значение, соответствующее температуре решетки. В таком случае говорят, что электрон термолизировался – его кинетическая энергия стала соответствовать температуре кристалла.

Таким образом, за время своей жизни фотоэлектроны в зоне успевают быстро термолизироваться (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 можно переписать:

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

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:

$$\frac{\partial \delta\sigma}{\partial t} = e(\mu_p + \mu_n)g - \frac{\delta\sigma}{\tau_{\text{фп}}}; \quad (10)$$

где обозначено:

$$\tau_{\text{фп}} = \frac{\mu_n \cdot \delta n + \mu_p \cdot \delta p}{\frac{\mu_n \cdot \delta n}{\tau_n} + \frac{\mu_p \cdot \delta p}{\tau_p}} \quad (11)$$

Из уравнения (10) 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

$$\delta\sigma(t \gg \tau_{\text{фп}}) = \delta\sigma_s = e(\mu_n + \mu_p) \cdot g \cdot \tau_{\text{фп}}. \quad (12)$$

Здесь под  $\tau_{\text{фп}}$  следует понимать его значение в стационарном состоянии, т.е. при установившихся значениях  $\delta p$  и  $\delta n$ . 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.

Для практических применений необходимо знать кинетические свойства фотопроводимости. Для этого необходимо величину фотопроводимости и ее изменение во времени. Если  $\tau_{\text{фп}}$  постоянно во времени, то при импульсном освещении фоторезистора со скважностью равной единице  $\delta\sigma$  изменяется во времени так, как это показано на рис. 22. 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 фотопро-

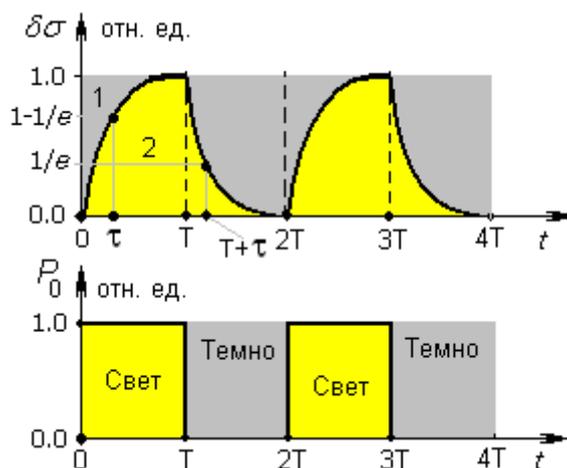


Рисунок. 4 – Кинетика фотопроводимости при импульсном освещении

водимость 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:

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

Кривые релаксации фотопроводимости могут быть использованы для определения параметров полупроводника. На начальном участке нарастания  $\delta\sigma$  в уравнении (4.10) можно пренебречь вторым слагаемым в правой части ( $\delta\sigma$  – мало). Тогда получим:

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

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

$$tg(\alpha) = q(\mu_n + \mu_p)\eta \cdot \alpha \cdot I ,$$

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

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.

**Коэффициент усиления фотопроводимости.** Будем считать, что рассматриваемый полупроводниковый образец с омическими контактами на концах имеет длину  $L$ . В цепи с нагрузочным сопротивлением  $R$  (рис.5) возникающий фототок при действии электрического поля  $E$  будет равен:

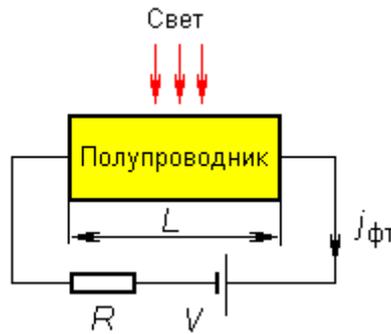


Рисунок 5 – Электрическая схема включения фоторезистора

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

Тогда можно записать (предполагая также  $\delta n = \delta p$ ):  $j_\phi \approx q(\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p) \cdot g \cdot E$ .

Введем в рассмотрение времена 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 фототок в цепи будет

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

Обозначим:  $K = \frac{\tau_n}{t_n} + \frac{\tau_p}{t_p}$ . Она показывает, сколько раз за время своей жизни электронно-

дырочная пара может пролететь через весь образец, т.е. участвовать в фотопроводимости. С учетом этого запишем

$$j_\phi \approx q \cdot K \cdot L \cdot g .$$

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  $j_\phi$ . Параметр  $K$  называют коэффициентом усиления фотопроводимости. При решении практических задач необходимо стремиться к тому, чтобы  $K$  было максимальным. Его зависимость от приложенного поля обычно имеет вид, показанный на рис. 24. Величину

электрического поля  $E_0$ , при котором достигается предельное значение коэффициента усиления, можно найти из условия:  $t_n \approx \tau_n$ , ( $t_p \approx \tau_p$ )

$$E_0 \approx \frac{L}{\mu_n \cdot \tau_n}, \quad V_0 \approx \frac{L^2}{\mu_n \cdot \tau_n}$$

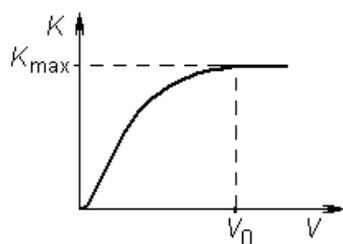


Рисунок 6 – Зависимость коэффициента усиления фотопроводимости от напряжения смещения

Увеличивать напряжение на образце  $V$  выше  $V_0$  нецелесообразно, т.к. при  $V = V_0$  через контакт вытягиваются из образца оба неравновесных носителя, так что  $K_{\max}$  достигает максимального значения.

### 2.3. Полевые свойства фотопроводимости

Для измерения фотопроводимости и ее кинетики разработано много различных методик. Рассмотрим одну из них, блок - схема для которой показана на рис. 25. 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 прорезями.

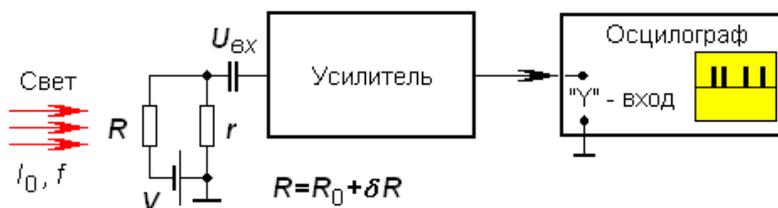


Рисунок 7 – Блок – схема установки для регистрации фотопроводимости.

В отсутствие освещения через фоторезистор течет ток ( $R_0$  - темновое сопротивление фоторезистора)

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

который создает на входе усилителя напряжение

$$U_{\text{вх}}^0 = r \cdot j_0 = V \frac{r}{R_0 + r}.$$

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

$$U_{\text{вх}} = r \cdot j = V \frac{r}{R+r} = V \frac{r}{R_0 + \delta R + r} = V \frac{r}{(R_0 + r) + \delta R} =$$

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

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, можно рассчитать величину фотопроводимости и ее изменение во времени. Анализируя проведенный расчет, можно сделать ряд полезных выводов. Во-первых, данное выражение показывает, что величина сигнала фотопроводимости тем больше, чем больше значение  $U_{\text{вх}}^0$ , т.е. чем больше постоянное напряжение  $V$ , приложенное к фоторезистору через сопротивление нагрузки. Во-вторых, можно показать, что максимальный сигнал на входе усилителя достигается тогда, когда сопротивление нагрузки и темновое сопротивление фоторезистора равны:  $R_0 = r$ . Действительно, сигнал на входе усилителя можно переписать следующим образом:

$$\delta U_{\text{вх}} \approx U_{\text{вх}}^0 \frac{\delta R}{R_0 + r} = V \frac{r}{(R_0 + r)^2} \delta R = V \frac{(r/R_0)}{(1 + r/R_0)^2} \frac{\delta R}{R_0}.$$

Обозначим  $x = r/R_0$ . Максимум  $\delta U_{\text{вх}}(x)$  найдем дифференцированием этой функции и приравняем к нулю производной, что дает одно физически реализуемое решение:  $x = 1$ .

#### 2.4. Частотные свойства фотопроводимости

Если интенсивность падающего оптического излучения модулирована по гармоническому закону (так, излучение ламп накаливания модулировано по амплитуде частотой  $2 \times 50 = 100 \text{ Гц}$ ), то функции генерации электронов и дырок будут изменяться во времени по закону модуляции излучения

$$g_n = g_0 \exp(i\omega t), \quad g_p = g_0 \exp(i\omega t). \quad (13)$$

Значит, изменения концентраций носителей заряда также подчиняются гармоническому закону изменения во времени на той же частоте, и поэтому решения кинетических уравнений для концентраций носителей заряда будем отыскивать в виде

$$\Delta n = \Delta n_0 \cdot \exp(i\omega t), \quad \Delta p = \Delta p_0 \cdot \exp(i\omega t). \quad (14)$$

Подставив выражения (13) и (14) в кинетические уравнения, найдем, что максимальные значения концентраций неравновесных носителей зависят от частоты модуляции света:

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

Однако физический смысл изменения концентраций имеют только реальные части выражений (15). Отыскивая их, получим:

$$\Delta n_0 = \frac{g_0 \cdot \tau_n}{1 + \omega^2 \cdot \tau_n^2}, \quad \Delta p_0 = \frac{g_0 \cdot \tau_p}{1 + \omega^2 \cdot \tau_p^2}. \quad (16)$$

Выражения (16) показывают, что амплитуды изменений концентраций носителей в зонах зависят от соотношения частоты модуляции светового потока и времени жизни носителей. Если частота модуляции  $\omega$  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)

$$\Delta n_0^{\text{НЧ}} = g_0 \cdot \tau_n, \quad \Delta p_0^{\text{НЧ}} = g_0 \cdot \tau_p. \quad (17)$$

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):

$$\Delta n_0^{\text{ВЧ}} = \frac{g_0 \cdot \tau_n}{\omega^2 \cdot \tau_n^2}, \quad \Delta p_0^{\text{ВЧ}} = \frac{g_0 \cdot \tau_p}{\omega^2 \cdot \tau_p^2}. \quad (18)$$

В большинстве практически важных случаев  $\tau_n = \tau_p$ , поэтому обозначим  $\tau_{n,p} = \tau_n = \tau_p$ . Частота  $\omega_0$ , на которой начинается спад амплитуды избыточных концентраций носителей заряда, определяется выражением (16)

$$\omega_0 \cdot \tau_{n,p} = 1 \quad (19)$$

и называется линейной **частотой среза**:

$$f_0 = \frac{1}{\tau_{n,p}}. \quad (20)$$

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

Из выражения (20) следует важный вывод: измеряя экспериментально зависимость амплитуд концентраций неравновесных носителей заряда от частоты модуляции светового потока, по частоте среза можно определить время жизни неравновесных носителей заряда. Тогда на низкой частоте модуляции, зная значения времен жизни неравновесных электронов и дырок  $\tau_{n,p}$ , по выражениям (17) можно найти скорость их генерации, а из неё вычислить квантовую эффективность полупроводника, если известно значение интенсивности  $I_0$ .

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:

$$\Delta \sigma = \frac{q(\mu_n + \mu_p) \cdot g \cdot \tau_{\phi n}}{1 + \omega^2 \cdot \tau_{\phi n}^2}, \quad (21)$$

где  $g$  - скорость генерации электронно-дырочных пар в полупроводнике за счет поглощения падающего излучения, а  $\tau_{\phi n}$  - время релаксации фотопроводимости ( $\delta n \approx \delta p$ )

$$\tau_{\phi n} = \frac{\mu_n \cdot \delta n + \mu_p \cdot \delta p}{\frac{\mu_n \cdot \delta n}{\tau_n} + \frac{\mu_p \cdot \delta p}{\tau_p}} \approx \frac{\mu_n + \mu_p}{\frac{\mu_n}{\tau_n} + \frac{\mu_p}{\tau_p}} = \frac{(\mu_n + \mu_p) \cdot \tau_n \tau_p}{\mu_n \tau_p + \mu_p \tau_n}. \quad (22)$$

Из выражения (21) следует, что фотопроводимость полупроводника на низких частотах модуляции остается постоянной величиной, а на высоких уменьшается пропорционально квадрату частоты модуляции оптического излучения. **Частота среза фотопроводимости** определяется как величина, обратная времени релаксации фотопроводимости:

$$\tau_{\phi n} = \frac{1}{f_0}$$

Таким образом, исследуя частотные свойства фотопроводимости, можно по приведенным выражениям вычислить кинетические параметры полупроводника.

В заключение этого раздела добавим, что применение квадратичного детектора для детектирования напряжения фотопроводимости на частоте модуляции света  $\omega$  изменяет зависимость (21) до вида

$$U_{\phi n} = V \frac{(r/R_0)}{(1+r/R_0)^2} \frac{1}{\sigma_0} \frac{q(\mu_n + \mu_p) \cdot g \cdot \tau_{\phi n}}{\sqrt{1 + \omega^2 \cdot \tau_{\phi n}^2}}. \quad (23)$$

Частотные характеристики несут также важную информацию о механизмах рекомбинации носителей заряда в фоторезисторах. Рассмотрим способ извлечения этой информации.

Экспериментальные частотные зависимости часто представляют собой наложение зависимостей с различными частотами среза и различными наклонами высокочастотной ветви. Каждую из частотных зависимостей, составляющих суммарную зависимость, можно описать зависимостью следующего вида

$$U_{\phi n} = V \frac{(r/R_0)}{(1+r/R_0)^2} \frac{1}{\sigma_0} \frac{q(\mu_n + \mu_p) \cdot g \cdot \tau_{\phi n}}{\sqrt{1 + \omega^n \cdot \tau_{\phi n}^n}} \quad (24)$$

Здесь  $n$  - коэффициент, определяющий угол наклона высокочастотной ветви, может принимать значение от 0.5 до 3.5 в зависимости от механизма рекомбинации неравновесных носителей заряда. По этой причине его необходимо знать. Покажем, как его найти из экспериментальной кривой.

Перепишем для удобства выражение (24) в краткой форме

$$U_{\phi n}(\omega) = \frac{U_{\phi n}(0)}{\sqrt{1 + \omega^n \cdot \tau_{\phi n}^n}}, \quad (25)$$

Здесь числитель дроби есть величина напряжения фотопроводимости на низкой частоте, условно обозначенной нулем. Выразим из (25) неизвестный параметр  $n$ . Тогда получим

$$n = \frac{\lg \left[ \left( U_{\phi n}(0) / U_{\phi n}(\omega) \right)^2 - 1 \right]}{\lg(\omega \tau_{\phi n})}. \quad (26)$$

Вычисляя значение параметра  $n$  для каждого участка частотной характеристики, получим информацию о механизмах рекомбинации неравновесных носителей заряда в данном фоторезисторе и последовательности их взаимного преобразования.

### 3. ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ ПРОВЕРКИ ЗНАНИЙ

1. Что такое фотопроводимость полупроводника?
2. Какие виды фотопроводимости в полупроводниках существуют?
3. Каковы механизмы возникновения фотопроводимости?
4. Почему в фотопроводимости не учитывают изменения подвижности горячих носителей заряда?
5. Что такое квантовый выход внутреннего фотоэффекта?
6. Что такое скорость генерации неравновесных носителей заряда и как она зависит от параметров полупроводника?
7. Как выглядят кривые кинетики фотопроводимости при освещении полупроводника импульсами света?
8. Почему на начальной стадии импульсного освещения фоторезистора фотопроводимость увеличивается со временем по линейному закону?
9. Что такое время релаксации фотопроводимости и как его измеряют экспериментально?
10. Как измеряют квантовый выход внутреннего фотоэффекта?
11. Как экспериментально измерить скорость генерации неравновесных носителей заряд?
12. Что определяет коэффициент усиления фотопроводимости?
13. Чему равен коэффициент усиления фотопроводимости для собственной и примесной фотопроводимости?
14. Как можно ли управлять коэффициентом усиления фотопроводимости?
15. Что характеризует частота среза и как ее найти экспериментально?
16. Почему с ростом частоты модуляции света синусоидальным сигналом концентрация неравновесных носителей заряда уменьшается (объяснить физику уменьшения)?
17. Почему с увеличением постоянного напряжения смещения растет напряжение фотопроводимости при постоянной интенсивности света?
18. Возможна ли регистрация фотопроводимости полупроводника с помощью переменного напряжения смещения?

19. Зачем в экспериментальной установке для изучения фотопроводимости используют вращающийся диск с отверстиями?
20. Какие пути увеличения фотопроводимости существуют?

## 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

### 4.1. Описание лабораторной установки

**Структура и состав установки.** Структура лабораторной установки для исследования фотопроводимости приведена на рис.8. Как можно видеть, она состоит из электрической и оптической частей.

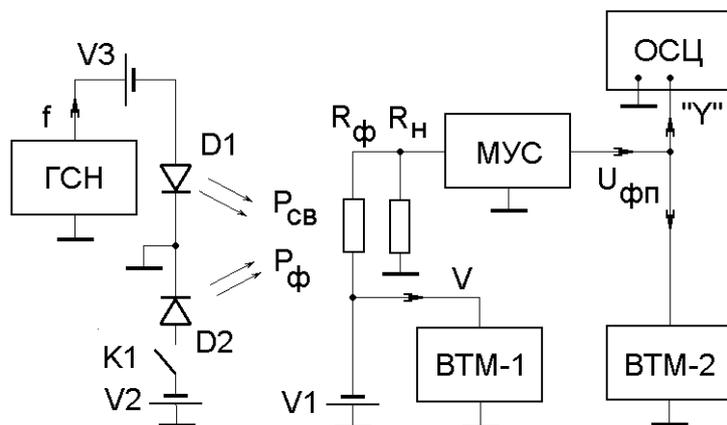


Рисунок 8 – Блок – схема установки для регистрации фотопроводимости.

**Электрическая часть.** Эта часть лабораторной установки находится в правой половине рисунка и предназначена для выделения сигнала фотопроводимости, его усиления и регистрации. Электрическая часть установки включает в себя: исследуемый объект – двухполюсник, обозначенный на рисунке как  $Z$ ; источник напряжения смещения  $V1$ ; вольтметр напряжения смещения  $VTM-1$ ; малошумящий усилитель  $МУС$ ; вольтметр для измерения величины фотопроводимости  $VTM-2$ ; осциллограф для наблюдения фотопроводимости  $ОСЦ$ .

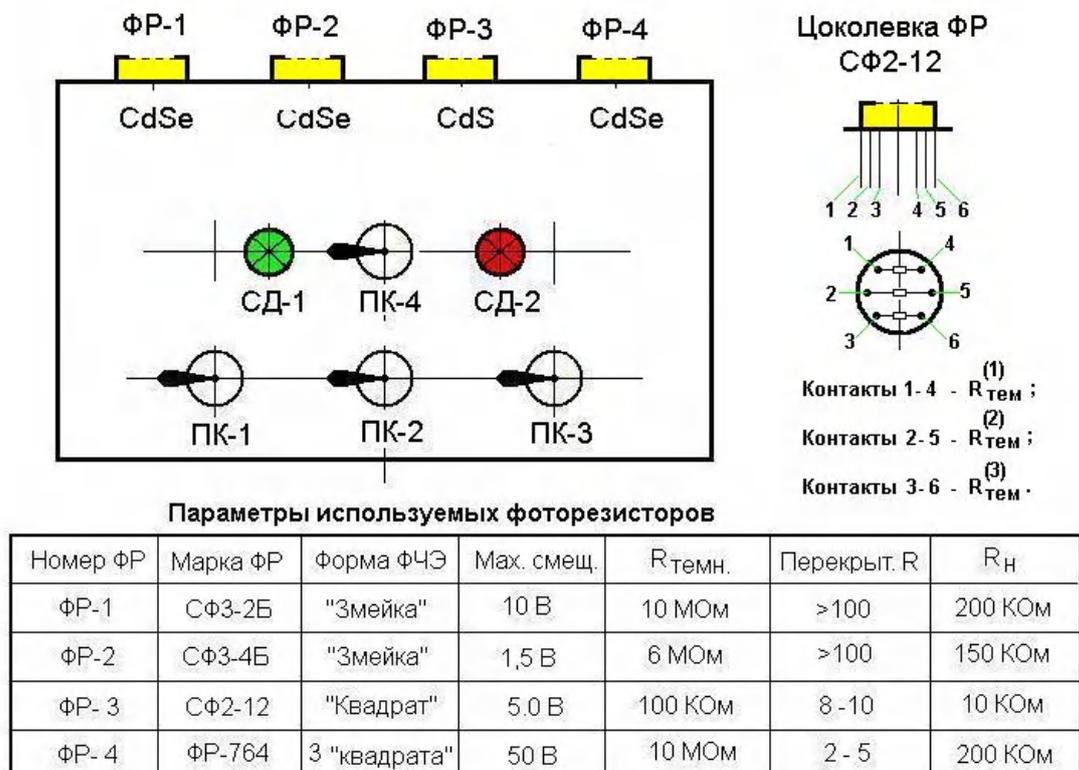


Рисунок 9 – Конструкция блока фоторезисторов установки для исследования фотопроводимости

Особенностью данной лабораторной установки является то, что в ней имеется возможность исследовать свойства различных типов фоторезисторов и фоторезисторов различного физико-химического состава. Это достигается тем, что установка содержит блок, в котором размещены четыре типа фоторезисторов из CdSe и CdS. Конструкция блока фоторезисторов и основные его элементы приведены на рис.9, а его принципиальная схема на рис.10.

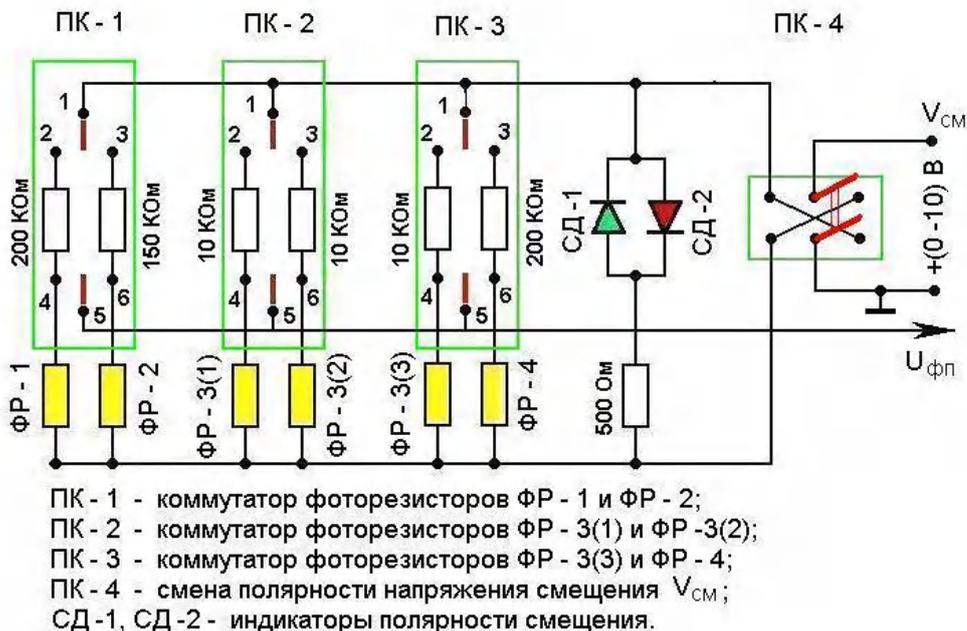


Рисунок 10 – Электрическая схема блока фоторезисторов

**Оптическая часть.** Оптическая часть установки представлена на рисунке 3 в его левой половине. В данной работе освещение фоторезистора осуществляется с помощью оптического блока, включающего в свой состав блок светодиодов модулированного зеленого (0,55 мкм), красного (0,64 мкм). Блок светодиодов показан на рис.3 как D1. Для создания фоновой засветки фоторезистора используется светодиод с длиной волны излучения 0.45 мкм – D2. Необходимое для их работы напряжение прямого смещения подается с источников постоянного напряжения, обозначенных V2 и V3 соответственно. Полярность прикладываемого к светодиодам постоянного напряжения соответствует их прямой полярности. Модуляция оптического излучения производится с помощью стандартного генератора ГЗ-112. Амплитуда переменного напряжения выбирается равной величине постоянного напряжения на светодиоде. Этим достигается 100%-ная модуляция тестового потока источника D1.

#### 4.2. Задание к лабораторной работе

В данной работе необходимо измерить полевые и частотные зависимости фотопроводимости полупроводникового фоторезистора на основе CdSe или CdS при различных значениях параметров, задающих условия измерения.

Частотные зависимости фотопроводимости представляют собой зависимость напряжения фотопроводимости на выходе малошумящего усилителя  $U_{фп}$  от частоты модуляции тестового излучения  $f$  при заданном значении постоянного напряжения, приложенного к фоторезистору  $V$ , и мощности фоновой засветки  $P_{ф}$ . Из полученных зависимостей напряжения фотопроводимости вычисляется время жизни неравновесных электронов и дырок, а также его зависимость от мощности фоновой засветки.

Полевые зависимости представляют собой изменение напряжения фотопроводимости на выходе малошумящего усилителя  $U_{фп}$  от величины постоянного напряжения, приложенного к фоторезистору  $V$  при фиксированном значении частоты модуляции тестового излучения  $f$  и мощности фоновой засветки  $P_{ф}$ . Значения этих параметров следует получить в виде индивидуального задания у преподавателя. Из полученных численных значений напря-

жения фотопроводимости необходимо вычислить время пролета неравновесными электронами и дырками фоторезистора размерами  $(5.6 \times 5.6)$  мм<sup>2</sup>, а также коэффициент усиления фотопроводимости  $K_{\phi n}$  для заданных значений напряжения  $V$ . При этом подвижности носителей заряда для материала фоторезистора CdSe считать равными следующим значениям:  $\mu_n = 580 \text{ В/см}^2\text{с}$ ,  $\mu_p = 20 \text{ В/см}^2\text{с}$ .

#### 4.3. Методические указания к выполнению работы

1. Перед началом работы внимательно ознакомьтесь с теоретическими вопросами формирования и измерения фотопроводимости, описанием лабораторной установки. До включения установки проверьте правильность соединения приборов в соответствии со структурной схемой. Производить какие-либо переключения на приборах без разрешения преподавателя запрещается.
2. Включать установку необходимо в определенной последовательности: сначала включаете осциллограф, вольтметры, генератор модуляции тестового излучения. После этого включаете блок питания малошумящего усилителя, а затем блок напряжений оптического блока и смещения фоторезистора.
3. При правильной работе установки на экране осциллографа должен появиться синусоидальный сигнал большой амплитуды, вызванный сетевым освещением с частотой 100 Гц. Затемнение фоторезистора позволяет убрать этот сигнал и добиться на экране осциллографа ровной шумовой дорожки, чувствительной к изменению напряжения смещения и амплитуды тестового генератора.
4. При снятии частотной зависимости сигнал, подаваемый с генератора ГЗ-112 на светодиод, 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 «VeeTech 3002» и измеряется вольтметром ВЗ-38Б. В данном эксперименте изменяемым параметром, задающим условие измерения, является напряжение смещения на фоторезисторе.
5. 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.
6. Если в процессе измерения на милливольтметре ВЗ-38Б 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 синусоиды по верхнему или нижнему уровням), то следует уменьшить уровень тестового излучения. Для этого отодвинуть столик с фоторезистором и усилителем в сторону на необходимое расстояние (0,5-2см). Если же регистрируемое значение напряжения фотопроводимости меньше 0,1В, то следует изменить диапазон входного аттенюатора на более низкий или перемещением столика с фоторезистором увеличить интенсивность тестового излучения (контролируется по уровню сигнала на экране осциллографа).

#### 4.4. Порядок выполнения работы

1. С помощью переключателей ПК-1 – ПК-3 подключите ко входу усилителя указанный преподавателем фоторезистор. Переключатели имеют три позиции, средняя из которых является нейтральной. Если рычаг переключателя находится в вертикальном положении, то два фоторезистора, находящиеся слева и справа от рычага, не подключены ко входу усилителя. Если рычаг наклонен влево или вправо, то фоторезистор, находящийся в этой стороне блока фоторезисторов, подключен ко входу усилителя.

2. Перед началом работы последовательно включить приборы лабораторной установки: источники питания, осциллограф, милливольтметр ВЗ-38Б и генератор ГЗ-112 с помощью их тумблеров питания. Малошумящий усилитель МУС включается в последнюю очередь. Его тумблер включения сетевого напряжения находится на передней стенке блока питания БПС-2В -30Р.

3. Установить на генераторе ГЗ-112 указанную преподавателем частоту модуляции и амплитуду излучения. Перемещением оптического столика с фотоприемным устройством относительно оптического блока подобрать освещение тестовым излучением фоторезистора для получения устойчивого сигнала, регистрируемого на экране осциллографа.

### **Измерение частотных зависимостей**

1. С помощью источника постоянного напряжения V2 установите указанное преподавателем значение напряжения смещения  $V$ , контролируя его величину вольтметром ВТМ-2. Выберите первый уровень фоновой засветки  $P_{\text{фп}}$  из заданных преподавателем.

2. Измерьте частотные зависимости фотопроводимости фоторезистора, изменяя частоту измерения  $f$  с помощью лимба и декадного переключателя генератора в последовательности: 10 Гц, 20 Гц, 40 Гц, 60 Гц, 100 Гц, 200 Гц, 400 Гц, 600 Гц, 1 кГц, 2 кГц, 4 кГц, 6 кГц, 10 кГц. Значения напряжения фотопроводимости считывайте со стрелочного прибора вольтметра ВЗ-38Б, используя декадный аттенюатор на его входе.

3. Закончив измерения, полученные значения напряжения фотопроводимости  $U_{\text{фп}}$  прологарифмируйте по основанию 10 и в двойном логарифмическом масштабе нарисуйте график  $U_{\text{фп}}(f)$ . По частоте среза фотопроводимости определите время жизни неравновесных носителей заряда  $\tau_{n,p}$ .

4. Измените величину напряжения на фоторезисторе, а при необходимости и мощность фоновой засветки и повторите измерения по п.4. Повторите эту процедуру столько раз, сколько численных значений  $V$  и  $P_{\text{ф}}$  заданы преподавателем.

5. Закончив измерения, прологарифмируйте значения  $U_{\text{фп}}(f)$  по основанию 10 и нарисуйте графики частотных зависимостей шума фоторезистора при различных напряжениях на нем  $U_{\text{фп}}(f)$ . Вычислите из каждой полученной зависимости время жизни  $\tau_{n,p}$  для заданных значений  $V$  и  $P_{\text{ф}}$ . Объясните полученные кривые.

6. Выделите на прологарифмированной частотной зависимости участки линейной зависимости и для каждого из них определите угол наклона (значение показателя  $n$ )

### **Измерение полевых зависимостей**

1. Последовательно с помощью лимба и декадного переключателя на ГЗ-112В установите заданное преподавателем значение частоты (не менее трех) и мощность фоновой засветки, при которых будете проводить измерение полевых зависимостей напряжения фотопроводимости.

2. Изменяя напряжение смещения с помощью источника постоянного напряжения V2 и контролируя это напряжение вольтметром ВТМ-2, измерьте зависимость напряжения фотопроводимости  $U_{\text{фп}}$  от напряжения  $V$ . Повторите эту процедуру для всех частот модуляции, заданных преподавателем.

3. Включите синий светодиод фоновой подсветки на оптическом блоке установки и установите напряжение V3 уровень фоновой засветки фоторезистора. Затем проведите измерение полевой зависимости по п.2 этого задания.

4. Объясните полученные зависимости, полученные как в условиях полной темноты, так и при наличии фоновой подсветки.

5. Составить отчет и подготовить его защиту.

## 5. ТРЕБОВАНИЯ К СОСТАВЛЕНИЮ И ОФОРМЛЕНИЮ ОТЧЕТА

1. Отчет по лабораторной работе обязательно 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.
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. При выполнении лабораторной работы несколькими студентами в конце отчета должно быть указано конкретное участие каждого в работе.
4. В соответствии с рейтинговой системой качество выполнения лабораторной работы и оформления отчета оценивается в баллах, которые суммируются с баллами по контрольным работам.

## 6. ЛИТЕРАТУРА

1. Давыдов В.Н. Физические основы оптоэлектроники. Учебное пособие. – Томск: ТУСУР, 2012. – 178 с.
2. Давыдов В.Н. Физические основы оптоэлектроники. Учебно-методическое пособие. – Томск: ТУСУР, 2012. – 99 с.
3. Елифанов Ю.И. Физические основы микроэлектроники. – М.: Высшая школа, 1971.–388с.
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.