

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования
«ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ И
РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ» (ТУСУР)
Кафедра электронных приборов (ЭП)

**СВОЙСТВА И ПАРАМЕТРЫ ФОТОПРОВОДИМОСТИ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ФОТОРЕЗИСТОРОВ**

Отчет по лабораторной работе № 3
по дисциплине «Основы оптоэлектроники»

Проверил

Профессор каф. ЭП

_____ Давыдов В.Н.

«__» _____ 2023 г.

Выполнили

Студенты гр. 150

_____ Бочкарева Е.Н.

_____ Ганский А.С.

«__» _____ 2023 г.

Томск 2023

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.

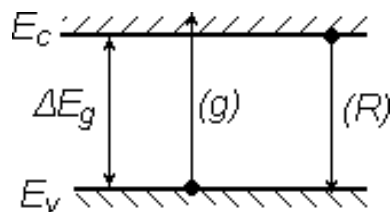
2 ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

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. Суммарные скорости этих процессов (количество генерируемых или рекомбинируемых частиц в единичном объеме в единицу времени) принято



обозначать как g и R , соответственно (рис. 2.1).

Рисунок 2.1

Это два противоположно направленных процесса, равенство которых создает термодинамическое равновесие в зонах разрешенных энергий полупроводника.

Время жизни неравновесных носителей.

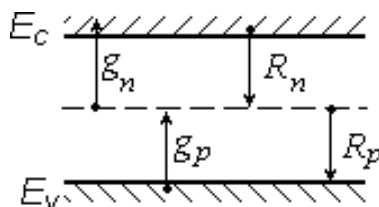


Рисунок 2.2

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

и рекомбинации R_n и R_p соответственно.

g_n и

g_p - постоянными по всему

объему полупроводника. 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.2.2):

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} = g - R \quad \frac{\partial \delta p}{\partial t} = g - R \quad .$$

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: τ_n – это вероятность исчезновения одного избыточного электрона из зоны проводимости в единицу времени в результате рекомбинации с дыркой; τ_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. 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 генерацию носителей заряда), то при $t = 0$ будем иметь $\delta n = 0$. Использование данного начального условия позволяет найти постоянные интегрирования:

$$\begin{aligned} C_n = g_n \tau_n - (\delta n)_s &= (\delta n)_s \cdot \left|1 - \exp\left\{-\frac{0}{\tau_n}\right\}\right|; \\ C_p = g_p \tau_p - (\delta p)_s &= (\delta p)_s \cdot \left|1 - \exp\left\{-\frac{0}{\tau_p}\right\}\right|. \end{aligned} \quad (4)$$

$$\left| \left(\tau_p \right) \right|$$

Ход этих зависимостей показан на рис. 2.2 сплошной линией. Если в некоторый момент времени $t = t_1$ освещение выключить, то для $t \geq t_1$ $g_n = 0$ времен и начальное условие принимает вид: $t = t_1, \delta n = (\delta n)_1$. Тогда:

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

и далее:

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

$$\delta p(t) \Big|_{\text{exp}} = (\delta p)_1 \cdot \exp\left[-\frac{(t - t_1)}{\tau_p}\right]$$

Ход этой зависимости показан на рис. 2.3 пунктирной линией.

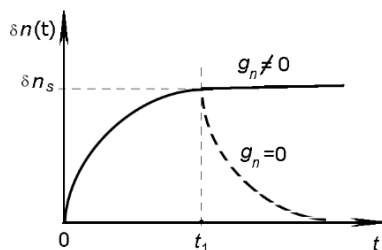


Рисунок 2.3

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 электронов и дырок в зонах разрешенных значений энергии, а также их исчезновение описываются экспоненциальным законом. Поэтому можно определить физический смысл констант τ_n и τ_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.

2.2 Фотопроводимость полупроводников Собственная и примесная фотопроводимость

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 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 рекомбинация «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 $\hbar\omega < \Delta E_g$. Тогда при падении света с при

$\hbar\omega \geq E_c - E_d$, 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. $\hbar\omega \geq E_a - E_v$ 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 - есть число электронов или дырок, генерируемое светом в единицу времени в единичном объеме. Она связана с коэффициентом поглощения света. Вычислим скорость генерации в полупроводнике. Пусть $I(x)$ - монохроматический световой поток, приходящийся на единицу поверхности, на расстоянии x от освещаемой поверхности полупроводника, а α - коэффициент поглощения света. Тогда число фотонов, поглощаемых в единицу времени в слое с единичной площадью в слое, расположенном между слоями x и $x+dx$, есть разность интенсивностей света в этих точках:

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

Здесь $I_{np} = I_0(1-R)$, R - коэффициент отражения света от поверхности обозначено

полупроводника. В приведенном расчете проведено разложение экспоненциальной функции в ряд Тейлора по степеням dx вблизи точки x .

Следовательно, число генерируемых светом электронов и дырок за единицу времени в кристалле единичной длины L в направлении падающего света, равно

$I(x) \cdot \alpha \eta$. Здесь введен безразмерный параметр η , называемый **квантовым выходом внутреннего фотоэффекта**. Он равен числу пар свободных носителей, рождаемых в среднем одним поглощенным фотоном.

Скорость оптической генерации в кристалле имеет размерность штук/(см³с). При этом коэффициент поглощения можно найти как величину, обратную длине

свободного пробега l_ϕ $\alpha = 1/l_\phi$. Тогда функция генерации неравновесных фотонов :

носителей заряда в точке x может быть записана в виде:

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

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 проходит 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 L_{diff} . Если полупроводник толстый ($d > L_{diff}$), то в выражении (7) вместо регистрации света длины свободного пробега фотона должна стоять длина диффузии. Для тонкого

полупроводника длиной образца. $d < L_{\partial u \phi}$ в знаменателе (7) будет фигурировать толщина

Функция генерации для всего толстого образца площадью S , полностью

освещаемого регистрируемым излучением, будет определяться выражением

$$G = S \int_0^d g(x) dx = \eta(1-R) \frac{I_0}{L_{\partial u \phi}} S \int_0^d \exp\left[-\left(\frac{1}{L_{\partial u \phi}} + \frac{1}{l_{\phi}}\right)x\right] dx \cong$$

$$\cong \eta(1-R) \frac{I_0}{L_{\partial u \phi}} S \int_0^d \exp\left[-\frac{l_{\phi} \cdot L_{\partial u \phi}}{L_{\partial u \phi} + l_{\phi}} \frac{x}{L_{\partial u \phi}}\right] dx = -\eta(1-R) \cdot \frac{(L_{\partial u \phi} \cdot l_{\phi}) I_0}{l_{\phi} + L_{\partial u \phi}} \frac{1}{L_{\partial u \phi}} S \int_0^d \exp(y) dy =$$

$$\cong \eta(1-R) \frac{I_0}{l_{\phi} + L_{\partial u \phi}} S \left[1 - \exp\left(-\frac{d}{L_{\partial u \phi}}\right)\right] \cong \eta(1-R) \cdot S \frac{I_0}{L_{\partial u \phi}} \cdot I_0.$$

Механизмы возникновения фотопроводимости.

Выражение для проводимости полупроводника, представляющее собой сумму проводимостей по зоне проводимости, создаваемой свободными электронами – σ_n , и проводимости по валентной зоне, создаваемой дырками – σ_p :

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

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):

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

где $\delta\mu_n$, $\delta\mu_p$, δn , δp 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** –

$$\tau_E$$

$\sim 10^{-12} \text{ с}$ 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 **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 $\hbar\omega \gg \Delta E_g$, то избыток энергии вызывает с 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:

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

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) $e\mu_n, e\mu_p$ и складывая их, получим:

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

где обозначено:

$$\tau_{\phi n} = \frac{\mu_n}{\mu_p} \tau_p + \tau_n \quad (11)$$

Из уравнения (10) видно, что характеристическое время $\tau_{\phi n}$ – **время релаксации фотопроводимости** определяет время установления стационарного значения фотопроводимости $\delta\sigma$ при изменении условий освещения. В стационарном состоянии фотопроводимость равна

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

Где $\tau_{\phi n}$ - его значение в стационарном состоянии, т.е. при установившихся значениях δp и δn . Отсюда видно, что чем больше $\tau_{\phi n}$, 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.

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

отсутствии освещения через фоторезистор течет ток: $j_0 = \frac{V}{R_0 + r}$, который создает

на входе усилителя напряжение $U^0 = r \cdot j_0 = \frac{r}{R_0 + r} \cdot V$.

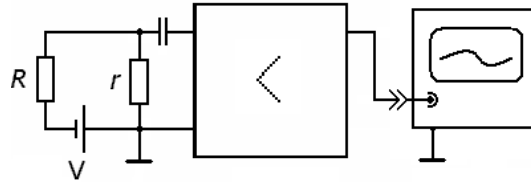


Рисунок 2.4

При освещении фоторезистора светом 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:

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

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

$$\delta U_{ex} \approx U_{ex}^0 \frac{\delta R}{R_0 + r}$$

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 U_{ex}^0 , т.е. чем больше постоянное напряжение V , значение

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 $R_0 = r$. Сигнал на входе усилителя будет:

:

$$\delta U_{ex} \approx U_{ex}^0 \frac{\delta R}{R_0 + r} = V \frac{r}{(R_0 + r)^2} \delta R = V \frac{(r - R_0) \delta R}{(1 + \frac{R_0}{r})^2 R_0}$$

Обозначим $x = \frac{R_0}{r}$. Максимум $\delta U_{ex}(x)$ найдем дифференцированием этой функции и приравниванием к нулю производной, что дает одно физически реализуемое решение $x = 1$.

:

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: $T \gg \tau_{\phi n}$ и потому за время его действия фотопроводимость достигает своего максимального значения

$\delta\sigma_s$. На отрезке $(T; 2T)$ генерация
 времени
 неравновесных носителей заряда отсутствует, а доминирует рекомбинация
 ранее созданных фотоэлектронов и фотодырок.
 Потому фотопроводимость
 полупроводника уменьшается $\delta\sigma_s$ по экспоненциальному закону:
 от

$$\delta\sigma(t) = \delta\sigma_s \cdot \exp\left(-\frac{t - T}{\tau_{\phi n}}\right)$$

Если $\tau_{\phi n}$ постоянно во времени, то $\delta\sigma$ изменяется во времени так, как показано на рис. 2.5.

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:

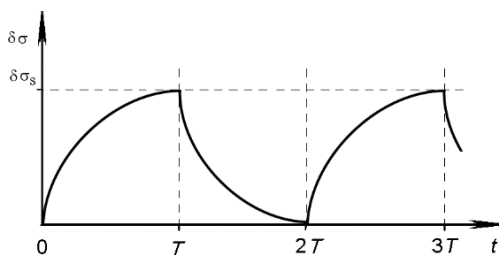
$$\delta\sigma(t) \approx e(\mu_n + \mu_p)gt.$$

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

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

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 определения



квантового выхода η .

Рисунок 2.5

При выключении света спад фотопроводимости используют для определения времени релаксации фотопроводимости как время, за которое фотопроводимость

уменьшается от своего максимального $\delta\sigma_s$ в e - раз. Нарастающий значения

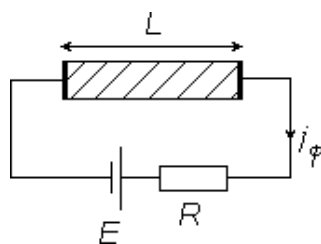
участок кинетических кривых фотопроводимости для определения времени релаксации не используют ввиду того, что из-за малого сигнала на начальном участке возникает большая ошибка в определении $\tau_{\phi n}$. Спад фотопроводимости от

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:

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

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



Рисунок

2.6 Если $\tau_n \approx \tau_p$, то можно записать:

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

Введем в рассмотрение время пролета образца электроном и дыркой соответственно:

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

Где v_n, v_p – скорости электронов и дырок. Тогда будет:

$$j\phi \approx e \cdot \left(\tau_n + \tau_p \right) \cdot L \cdot g.$$

Обозначим $K = \tau_n + \tau_p$. Эта величина показывает, сколько раз за время своей

$$t_n, t_p$$

жизни неравновесная электронно-дырочная пара может пролететь через весь образец, т.е. участвовать в фотопроводимости. С учетом этого:

$$j\phi \approx e \cdot K \cdot L \cdot g.$$

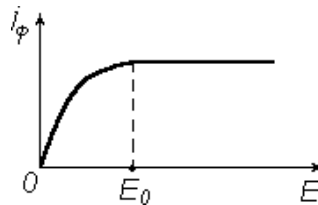


Рисунок 2.7

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. 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:

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

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

Увеличивать напряжение на образце V выше V_0 нецелесообразно, т.к. при $V = V_0$

через электрический контакт вытягиваются оба типа неравновесных носителей, 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, то

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

Изменения концентраций носителей заряда также подчиняются гармоническому закону изменения во времени на той же частоте, и поэтому решения кинетического уравнения (1) для концентраций носителей заряда будем отыскивать в виде

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

Подставив выражения (13) и (14) в уравнения (1), найдем, что максимальные значения концентраций неравновесных носителей заряда зависят от частоты модуляции света:

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

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 ω низкая ($\omega \cdot \tau_n, \omega \cdot \tau_p \ll 1$), то изменения концентраций носителей заряда максимальны и равны:

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

На высокой частоте ($\omega \cdot \tau_n, \omega \cdot \tau_p \gg 1$) изменения концентраций $\gg 1$, уменьшаются с ростом частоты:

$$\Delta n^{BЧ} = \frac{g_0 \cdot \tau_n}{\omega^2 \cdot \tau_n^2}, \quad \Delta p^{BЧ} = \frac{g_0 \cdot \tau_p}{\omega^2 \cdot \tau_p^2} \quad (18)$$

В большинстве практически важных случаев $\tau_n = \tau_p$, поэтому обозначим $\tau_{n,p} = \tau_n = \tau_p$. Частота ω_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 уменьшается по сравнению с максимальным значением в два раза.

Из выражений (20) следует, что, 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 τ_n, τ_p , по выражениям (17) можно найти скорость их генерации, а из неё вычислить квантовую эффективность полупроводника, если известно значение интенсивности I_0 .

Аналогичным способом можно найти закон изменения величины фотопроводимости $\Delta\sigma$ от частоты модуляции светового потока и получить следующее выражение:

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

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

$$\frac{\delta p}{\tau} \approx \mu_n \cdot \delta n + \mu_p \cdot \delta p + (\mu_n + \mu_p) \cdot \tau_n \tau_p \quad (22)$$

Из выражения (21) следует, что фотопроводимость полупроводника на низких частотах модуляции остается постоянной величиной, а на высоких уменьшается пропорционально квадрату частоты модуляции оптического излучения. При этом **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.

Применение квадратичного детектора для детектирования напряжения фотопроводимости на частоте модуляции света ω ввиду функциональной

особенности детектора изменяет зависимость (21) до вида:

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

Частотные характеристики несут информацию о механизмах рекомбинации носителей заряда в фоторезисторах.

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

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

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. 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

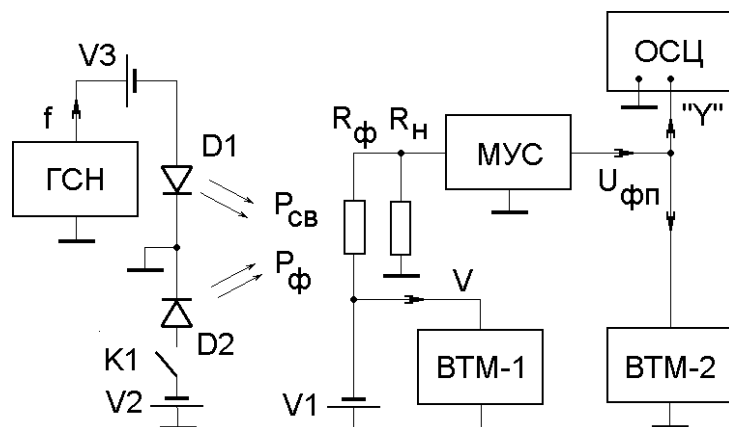
$$n = \frac{(\omega U_{\phi n}(0))^2}{\lg(\omega \tau \phi n)}. \quad (26)$$

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.

4 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

4.1 Описание лабораторной установки

Структура и состав установки. Структура лабораторной установки для исследования фотопроводимости приведена на рис.4.1. Она состоит из



электрической и оптической частей.

Рисунок 4.1

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 ВТМ-1; малошумящий усилитель МУС; вольтметр для измерения величины фотопроводимости ВТМ-2; осциллограф для наблюдения фотопроводимости ОСЦ.

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.4.2, а его принципиальная схема на рис.4.3.

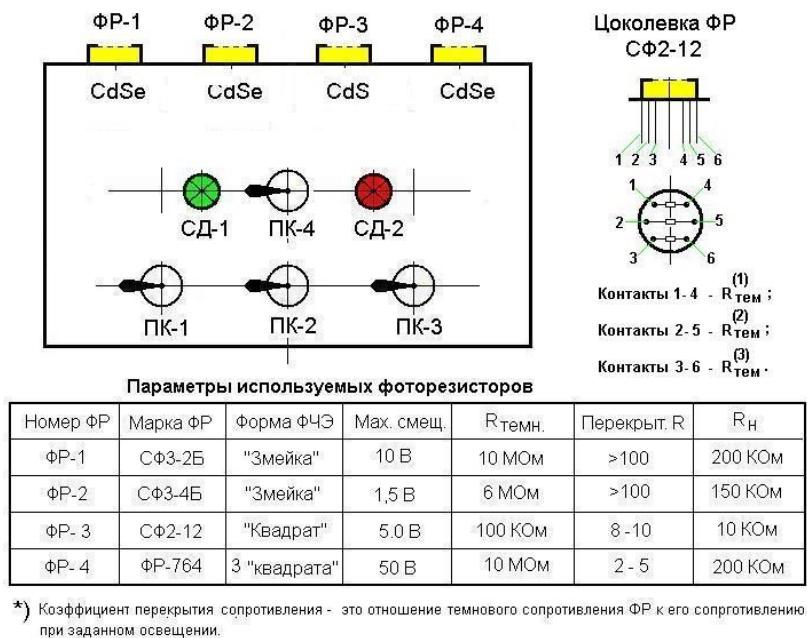


Рисунок 4.2

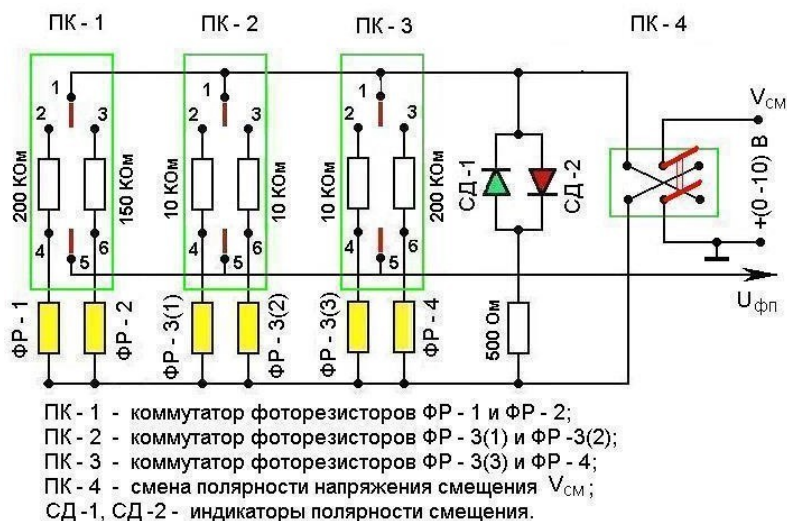


Рисунок 4.3

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 Результаты измерений

Измерение частотных зависимостей

Измерим частотные зависимости фотопроводимости фоторезистора, изменяя частоту измерения f при $U_{см} = 4$ В и $U_{см} = 7$ В. Результаты измерения приведены в таблице 4.1.

Таблица 4.1 – Результаты измерений частотных зависимостей

$U_{см} = 4$ В			$U_{см} = 7$ В	
f , Гц	$U_{фп}$, мВ		f , Гц	$U_{фп}$, мВ
10	44		10	54
20	74		20	92
40	110		40	140
60	135		60	170
100	155		100	190
200	135		200	165
400	95		400	115
600	70		600	90
1000	50		1000	65
2000	30		2000	40
4000	20		4000	25
6000	15		6000	15

Полученные значения напряжения фотопроводимости $U_{фп}$ прологарифмируем по основанию 10 и представим график $U_{фп}(f)$ в двойном логарифмическом масштабе (рисунки 4.1 и 4.2).

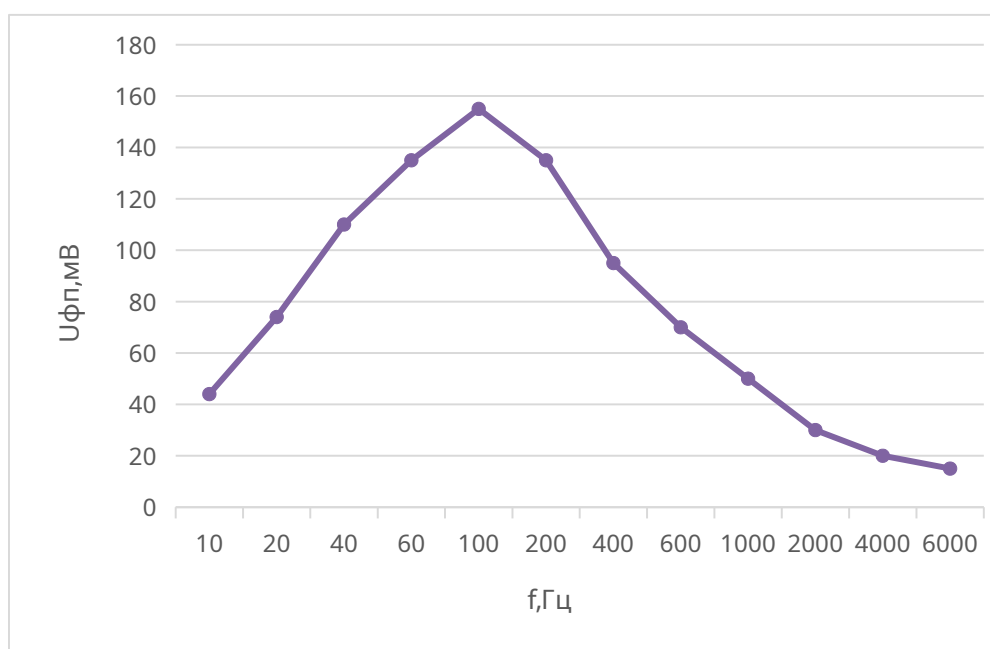


Рисунок 4.1 – График частотных зависимостей $U_{см} = 4$ В

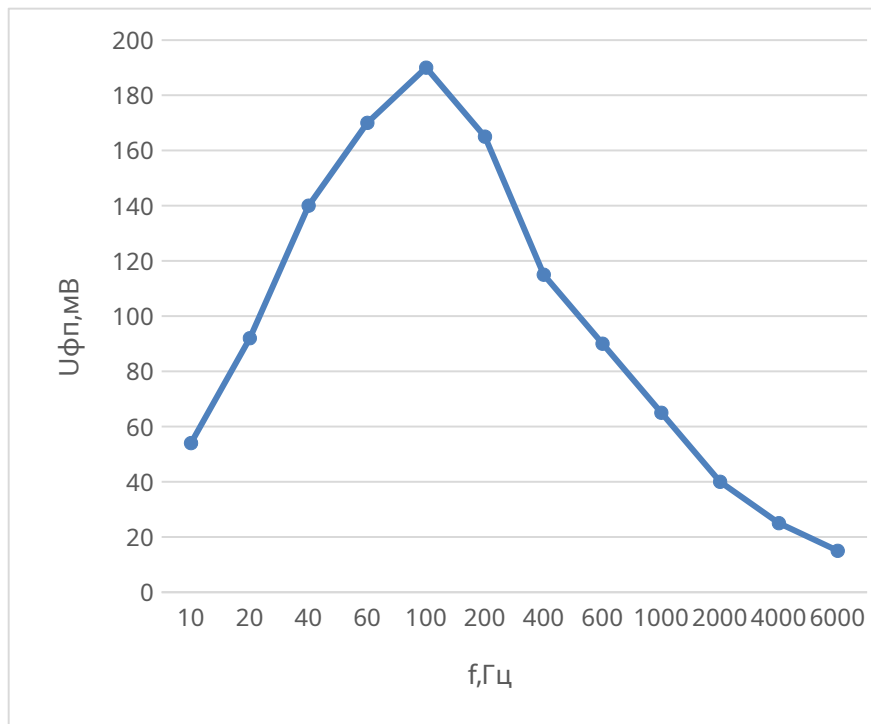


Рисунок 4.1 – График частотных зависимостей $U_{см} = 7 В$

Определим частоту среза фотопроводимости и по ней время жизни неравновесных носителей заряда $\tau_{n, p}$

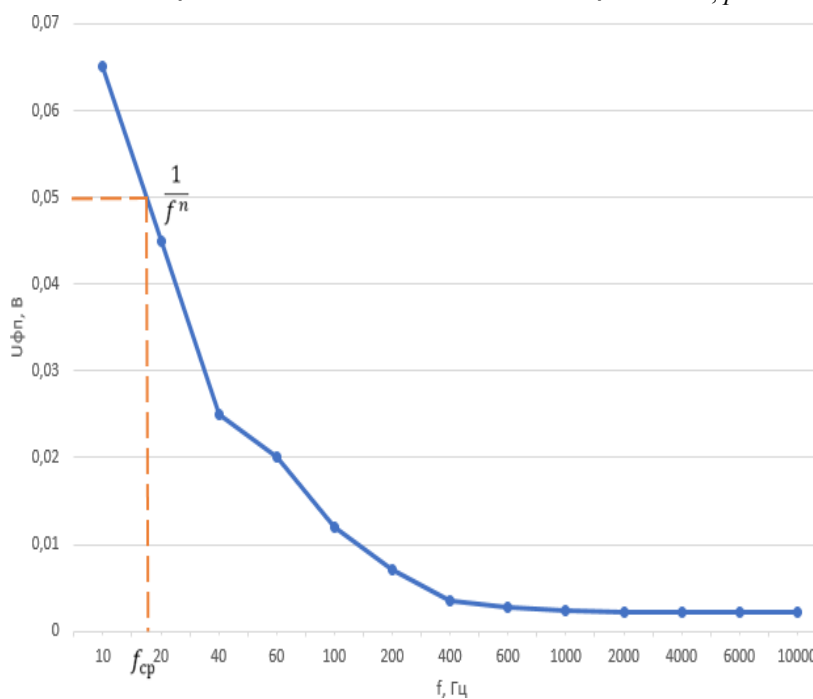


Рисунок 4.2 – Определение фотопроводимости при $U_{см} = 4 В$

$$f_{ср} = 17,9 \text{ Гц};$$

$$= \frac{1}{9} = 0,056 \text{ с} = 56000 \text{ мкс.}$$

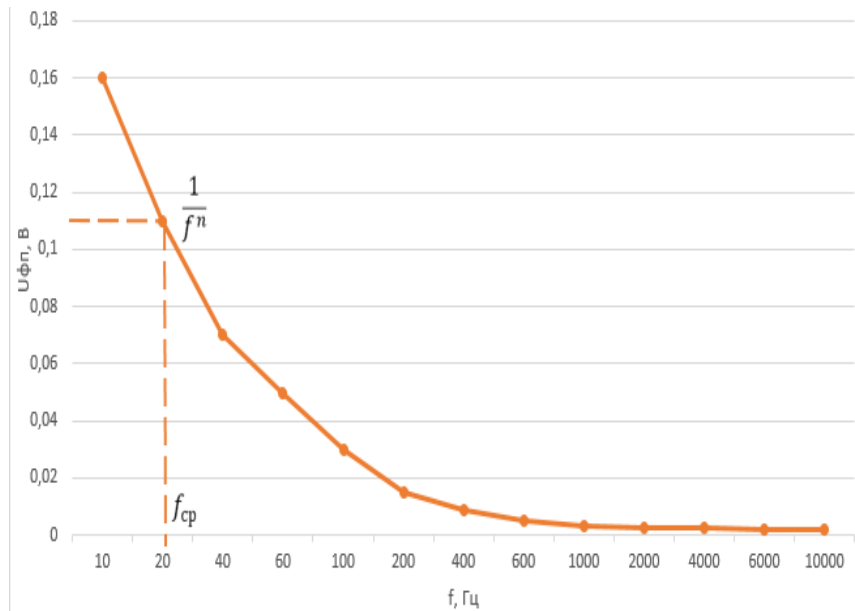


Рисунок 4.3 – Определение фотопроводимости при $U_{cm} = 7 \text{ В}$

$$f_{cp} = 20 \text{ Гц};$$

$$= \frac{1}{20} = 0,05 \text{ с} = 50000 \text{ мкс.}$$

Выделим на прологарифмированной частотной зависимости участки линейной зависимости и для каждого из них определите угол наклона (значение показателя n)

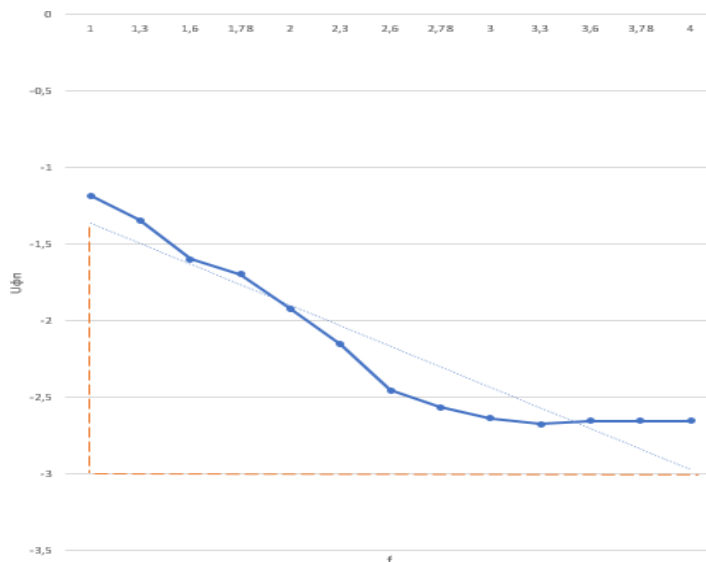


Рисунок 4.4 – Определение угла наклона $U_{cm} = 4 \text{ В}$

$$n = \alpha = \arctg\left(\frac{-1,65}{3}\right) = -0.5$$

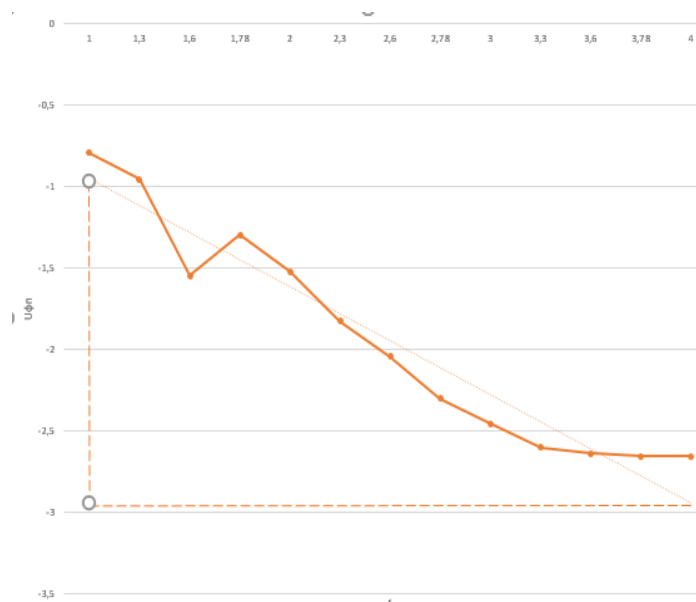


Рисунок 4.5 – Определение угла наклона $U_{CM} = 7$ В

$$n = \alpha = \arctg\left(\frac{-2}{3}\right) = -0,588$$

Измерение полевых зависимостей

Таблица 4.3 – Результаты измерений полевых зависимостей

При частоте $\omega = 40$ Гц		При частоте $\omega = 400$ Гц	
$U_{CM},$ В	$U_{\phi n},$ мВ	$U_{CM},$ В	$U_{\phi n},$ мВ
0,5	16	0,5	15
1	34	1	28
1,5	52	1,5	40
2	68	2	56
2,5	74	2,5	66
3	80	3	80
3,5	86	3,5	90
4	88	4	96
4,5	92	4,5	100
5	96	5	105
5,5	100	5,5	110
6	110	6	115
6,5	115	6,5	115
7	120	7	120
7,5	125	7,5	125
8	135	8	130
8,5	140	,5	135
9	150	9	140
9,5	150	9,5	145
9,9	155	9,9	145

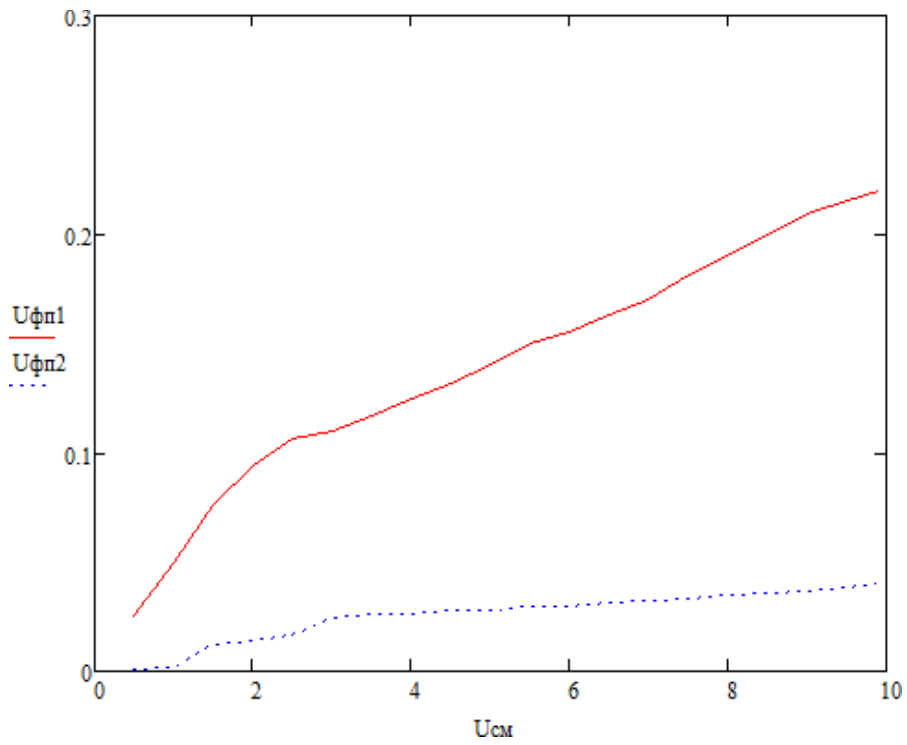


Рисунок 4.2 – Графики полевых зависимостей для 40 Гц и 400 Гц

Рисунок 4.3 – Графики полевых зависимостей для 30 Гц и 300 Гц при включенном светодиоде

Вычислим время пролета неравновесными электронами и дырками фоторезистора размерами (5.6x5.6) мм²:

$$L$$

$$1) t_n = \frac{(0.56 \text{ см})^2}{580 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}} = 270,3 \text{ мкс};$$

$$t_p = \frac{(0.56 \text{ см})^2}{20 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}} = 7840 \text{ мкс.}$$

$$2) t = \frac{(0.56 \text{ см})^2}{580 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}} = 77,2 \text{ мкс};$$

$$n = \frac{(0.56 \text{ см})^2}{580 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}} = 7 \text{ В}$$

$$t_p = \frac{(0.56 \text{ см})^2}{20 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}} = 2240 \text{ мкс.}$$

Коэффициент усиления фотопроводимости $K_{\text{фп}}$ для заданных значений напряжения V . При этом подвижности носителей заряда для материала фоторезистора CdSe считать равными следующим значениям: $\mu_n = 580 \text{ В/см}^2\text{с}$, $\mu_p = 20 \text{ В/см}^2\text{с}$:

$$K_{\text{фп}} = \frac{r_{n,p}}{p} + \frac{r_{n,p}}{t_p}$$

$$1) r_{n,p} = 56000 \text{ мкс}$$

$$K_{\text{фп}} = \frac{56000}{270,3} + \frac{56000}{7840} = 214,32$$

$$2) r_{n,p} = 50000 \text{ мкс}$$

$$K_{\text{фп}} = \frac{50000}{77,2} + \frac{50000}{2240} = 669,99$$

5 Выводы

В результате выполнения данной лабораторной работы были изучены процессы, протекающие в фоторезисторе при его освещении непрерывным излучением различной частоты и при различных значениях напряжения, приложенного к фоторезистору, а также вычислены из полученных зависимостей параметров полупроводника.

Так, во-первых, были построены частотные зависимости фотопроводимости фоторезистора при изменении частоты f , задав в первом случае напряжение

смещения, равное $U_{см} = 4$ В и во втором случае — $U_{см} = 7$ В. По этим зависимостям видно, что в начальное время напряжение фотопроводимости увеличивается, стабилизируется, далее по линейному закону убывает. Также по частоте среза было определено время жизни неравновесных носителей заряда: при $U_{см} = 4$ В

$r_{n,p} = 56000$ мкс, при $U_{см} = 7$ В $r_{n,p} = 50000$ мкс; рассчитаны углы наклона (значение показателя n).

Во-вторых, были построены полевые зависимости при частотах: $\omega = 40$ Гц и $\omega = 400$ Гц; вычислены время пролета неравновесными электронами и дырками фоторезистора и коэффициенты усиления фотопроводимости $K_{фп}$, равные

$K_{фп} = 214,32$ и $K_{фп} = 669,99$ для $V=4$ В и $V=7$ В соответственно.