

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Московский физико-технический институт
(государственный университет)

Определение ширины запрещенной зоны полупроводников по спектральной зависимости собственной фотопроводимости

Лабораторная работа по курсу
твердотельная электроника

Выполнили: студенты 654 группы.

Нехаев А.С.

Калимова И. Ф.

г. Долгопрудный
2019 год

Содержание

1. Цели и задачи исследования	2
2. Теоретическая часть	2
3. Экспериментальная часть	3
4. Ход работы	4
4.1. Кремний	4
4.2. Селенид кадмия	5
5. Выводы	5

1. Цели и задачи исследования

- 1) Ознакомление с основами теории собственной фотопроводимости полупроводников;
- 2) Определение ширины запрещённой зоны кремния по спектральной зависимости собственной фотопроводимости;
- 3) Определение скорости поверхностной рекомбинации.

2. Теоретическая часть

При воздействии на полупроводник излучения с энергией кванта $h\nu$, превышающей ширину запрещённой зоны E_g в зоне проводимости, и соответственно в валентной зоне возникают неравновесные электроны и дырки. Их появление связано с переходами электронов из валентной зоны проводимости. В результате увеличивается проводимость кристалла. Это явление называется собственной фотопроводимостью.

В непрямозонных полупроводниках типа германия и кремния минимум зоны проводимости и максимум валентной зоны расположены в различных точках зоны Бриллюэна. В этом случае оптический переход электрона из вершины валентной зоны в минимум зоны проводимости возможен лишь при участии третьей частицы – фонона. В соответствии с законом сохранения импульса квазиимпульс такого фонона $q_{\text{ф}} \approx \hbar k_{\text{Б}}$, а энергия $\hbar\omega$ должна удовлетворять закону сохранения энергии:

$$h\nu = E_g \pm \hbar\omega_q + \hbar^2(k_n - k_c)^2/2m_n + \hbar^2k_p^2/2m_p \quad (1)$$

где k_n и k_p – начальные волновые числа электрона и дырки, а k_c – конечное волновое число электрона.

Таким образом, край основной полосы поглощения в полупроводниках типа кремния и германия определяется непрямыми оптическими переходами, сопровождающимися поглощением и испусканием фононов. При этом для разрешённых переходов, которые доминируют в полупроводниках такого типа, коэффициент поглощения:

$$K = C \left[\frac{(h\nu - E_g + \hbar\omega_q)^2}{\exp \frac{\hbar\omega_q}{kT} - 1} + \frac{(h\nu - E_g - \hbar\omega_q)^2}{1 - \exp - \frac{\hbar\omega_q}{kT}} \right] \quad (2)$$

При больших энергиях квантов $h\nu > (E_g + \hbar\omega_q)$ начинают преобладать переходы с эмиссией фононов и зависимость $K^{1/2}$ от $h\nu$ должна аппроксимироваться прямой, пересекающей ось энергии в точке $h\nu_1 = E_g + \hbar\omega_q$.

При рассмотрении случая сильного поглощения излучения в образце (оптически толстый образец), то есть при $d/K \ll 1$, где d – толщина образца, скорость генерации электронно-дырочных пар экспоненциально уменьшается от поверхности вглубь образца:

$$g(x) \approx K(1 - R)N_0 \exp -Kx \quad (3)$$

где R – коэффициент отражения света, а N_0 – поток квантов на единицу поверхности.

Неоднородная германия электронов и дырок в направлении освещения приводит к появлению диффузионно-дрейфовых потоков носителей заряда: быстро диффундирующие носители (электроны) опережают медленные (дырки), что приводит к возникновению электрического поля, ускоряющего медленные носители и замедляющего быстрые и к появлению дрейфовых составляющих потоков. При этом изменение проводимости $\Delta\Sigma$ существенным образом зависит от граничных условий на поверхности образца:

$$\Delta\Sigma \sim N_0 \left(1 + \frac{S}{D} \frac{1}{K} \right) \quad (4)$$

где S – скорость поверхностной рекомбинации, D – коэффициент амбиполярной диффузии.

3. Экспериментальная часть

Для изменения фотоответа полупроводника $\Delta\Sigma$ образец включается последовательно с нагрузочным сопротивлением и источником постоянного напряжения. При освещении проводимость образца возрастает, происходит перераспределение напряжения между образцом и нагрузкой. В результате падение напряжения U на образце при малом относительном увеличении проводимости уменьшается на величину

$$\Delta U = \varepsilon \frac{R_H \cdot R_0^2}{(R_H + R_0)^2} \Delta \Sigma \quad (5)$$

где ε – постоянное напряжение, R_H и R_0 – сопротивление нагрузки и образца, Σ – проводимость.

Для повышения чувствительности измерения обычно проводят при периодическом прерывании светового потока. При этом соотношение (5) характеризует амплитуду отрицательных импульсов напряжения на концах образца. Для исследования интересных нас зависимостей $\Delta\Sigma/N_0$ от энергии кванта $h\nu$ наряду с ΔU необходимо знать спектральное распределение интенсивности источника излучения $N_0(h\nu)$.

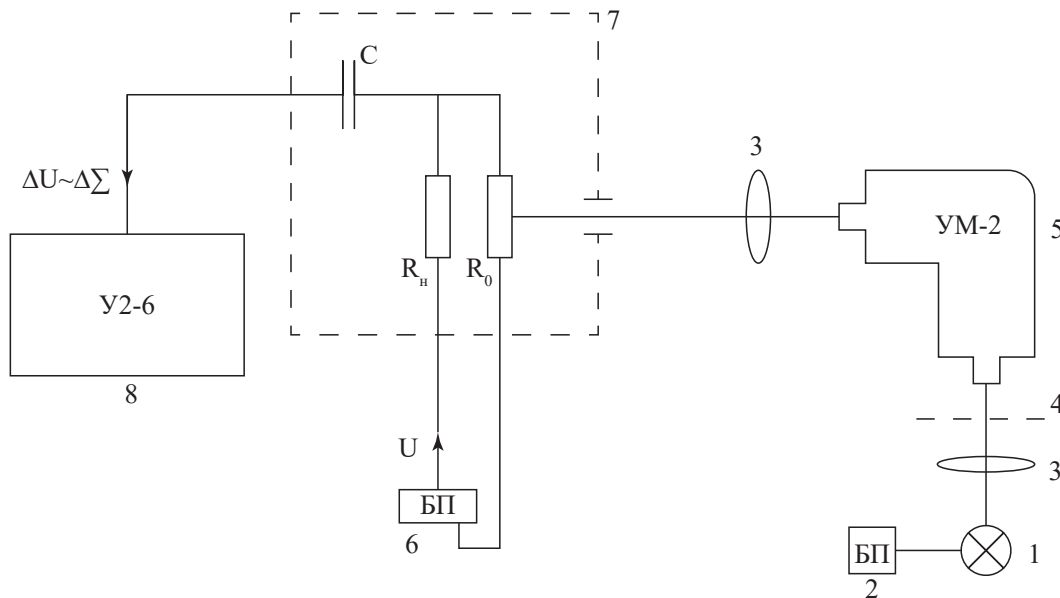


Рис. 1: Схема экспериментальной установки. 1 – осветитель, 2 – блок питания осветителя, 3 – линзы, 4 – механический модулятор излучения, 5 – монохроматор, 6 – блок питания образца, 7 – схема включения образца, 8 – усилитель

4. Ход работы

4.1. Кремний

Включаем лампу накаливания и фокусируем излучение монохроматора на образец Si. Подаём постоянное смещение U на образец от источника напряжения. Вращая барабан длин волн, снимаем зависимость сигнала фотопроводимости ΔU от длины волны излучения. С помощью графика спектрального распределения интенсивности лампы составляем таблицу $\Delta U/I_0$ от делений барабана. С помощью градуировочной кривой переводим деления барабана в энергии кванта $h\nu$. Получаем зависимость $h\nu\Delta U/I_0$, после чего строим зависимость $\sqrt{h\nu\Delta U/I_0}$.

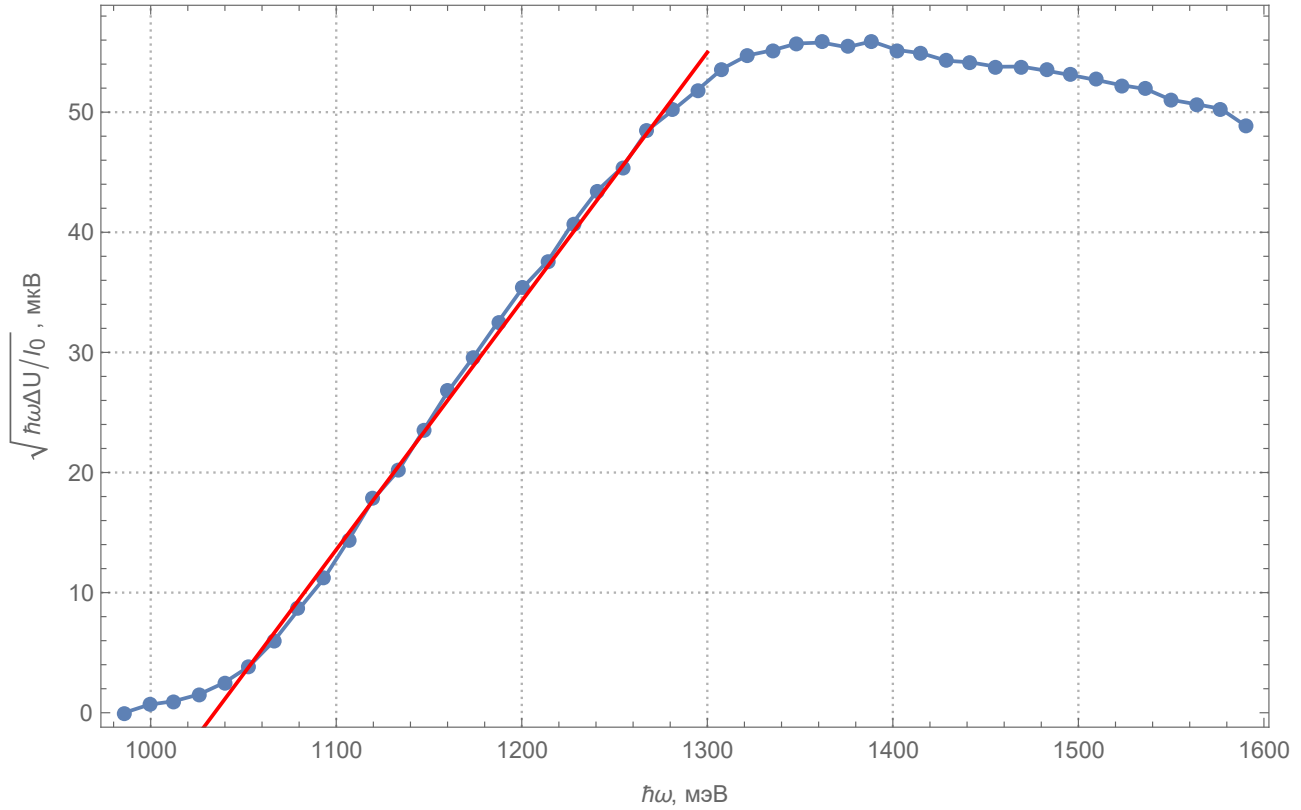


Рис. 2: Зависимость $\sqrt{h\nu\Delta U/I_0}$ от $h\omega$ для Si.

Таблица 1: Параметры аппроксимации

	Estimate	Standard Error	t-Statistic	P-Value
1	-214.171	3.83204	-55.8897	$7.99 \cdot 10^{-19}$
x	0.207038	0.00322285	64.2407	$9.98 \cdot 10^{-20}$

Аппроксимируя линейный участок графика до оси энергии, получаем величину $E_g + \hbar\omega_{ph}$ как точку пересечения прямой с осью. Учитывая энергию фонона $\hbar\omega_{ph} = 50$ мэВ, находим ширину запрещённой зоны кремния $E_g = 1084.45$ мэВ.

Переведя величины энергии квантов $h\nu$ с помощью градуировочного графика в соответствующие им значения коэффициентов поглощения, построим график зависимости $h\nu\Delta U/I_0$ от $1/K$.

4.2. Селенид кадмия

Схожую операцию проделываем для образца GaSe. Получаем зависимость $h\nu\Delta U/I_0$, после чего строим график зависимости $(h\nu\Delta U)^2/I_0$.

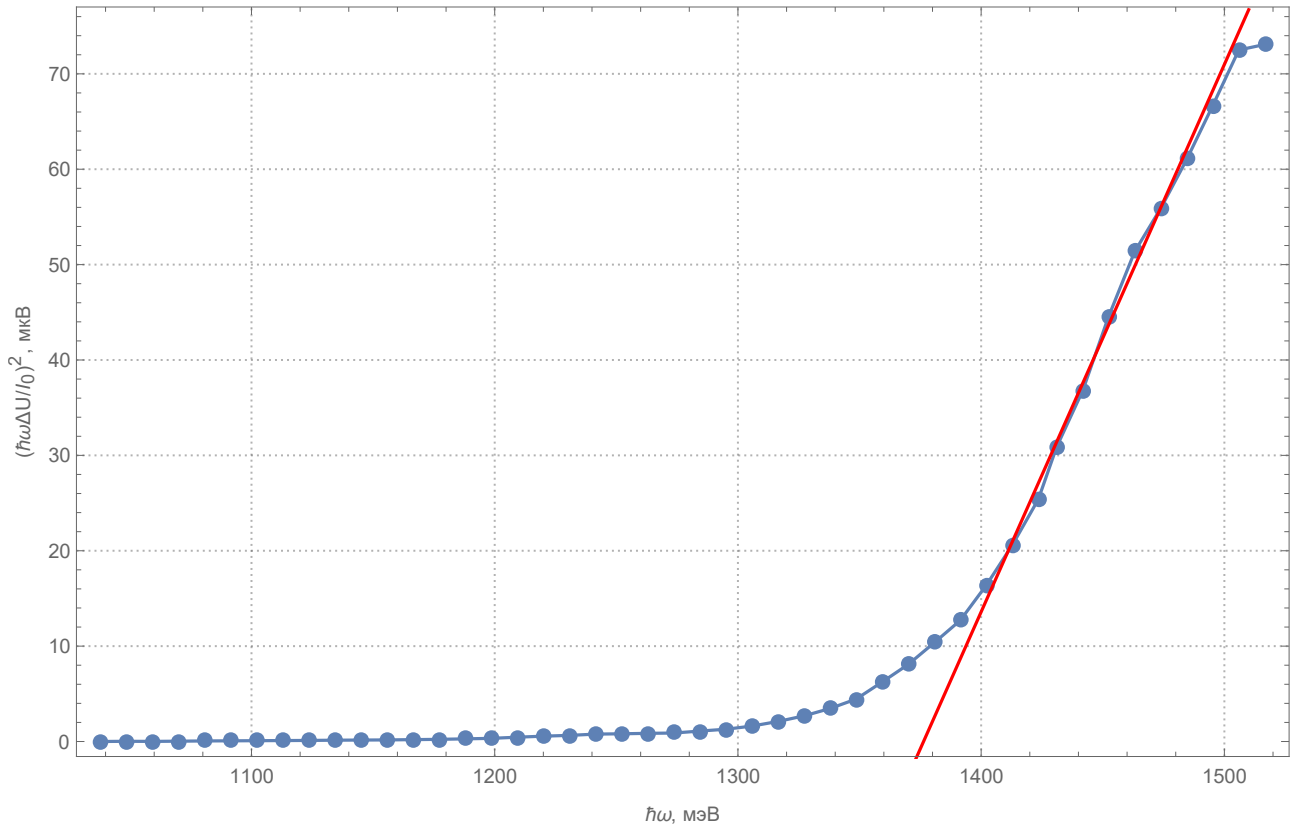


Рис. 3: Зависимость $(h\nu\Delta U)^2/I_0$ от $\hbar\omega$ для GaSe.

Таблица 2: Параметры аппроксимации

	Estimate	Standard Error	t-Statistic	P-Value
1	-789.897	37.1082	-21.2863	0.0000287995
x	0.57392	0.0254531	22.5481	0.0000229106

Аппроксимируя линейный участок графика до оси энергии, получаем величину $E_g + \hbar\omega_{ph}$ как точку пересечения прямой с осью. Учитывая энергию фонона $\hbar\omega_{ph} = 50$ мэВ, находим ширину запрещённой зоны кремния $E_g = 1426.32$ мэВ.

5. Выводы

- 1) Изучили принципы собственной фотопроводимости в полупроводниках
- 2) При проведении работы нашли ширину запрещённой зоны кремния и селенида кадмия: 1084.45 мэВ и 1426.32 мэВ соответственно.
- 3) Оценили скорость поверхностной рекомбинации