

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)

Кафедра твердотельной электроники и радиофизики

Лабораторная работа № 3
**определение ширины запрещенной зоны
полупроводников по спектральной
зависимости собственной
фотопроводимости**

Салтыкова Дарья

Б04-105

Цель работы: Определение ширины запрещённой зоны различных материалов по спектральной зависимости собственной фотопроводимости;

1 Теоретические сведения

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 $q_f \approx \hbar k_B$, а энергия $\hbar\omega$ должна удовлетворять закону сохранения энергии:

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

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:

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

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:

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

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:

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

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

2 Экспериментальная установка

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

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

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 (2) 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 $N_0(h\nu)$.

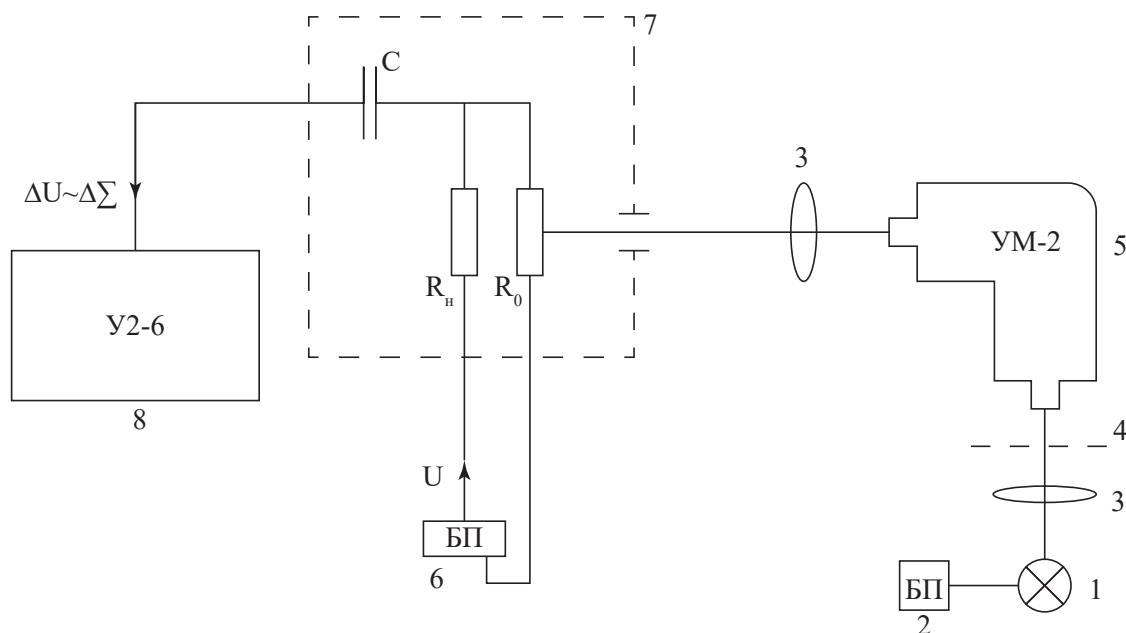


Рис. 1: Схема экспериментальной установки. 1 – осветитель, 2 – блок питания осветителя, 3 – линзы, 4 – механический модулятор излучения, 5 – монохроматор, 6 – блок питания образца, 7 – схема включения образца, 8 – усилитель

3 Результаты измерений

3.1 Кремний

Кремний - непрямозонный полупроводник. Построим зависимость корня фототовета от энергии квантов. Наблюдаем два линейных участка (в области больших и малых энергий). Найдём точки пересечения прямых с осью x и взяв их среднее значение получим ширину запрещенной зоны.

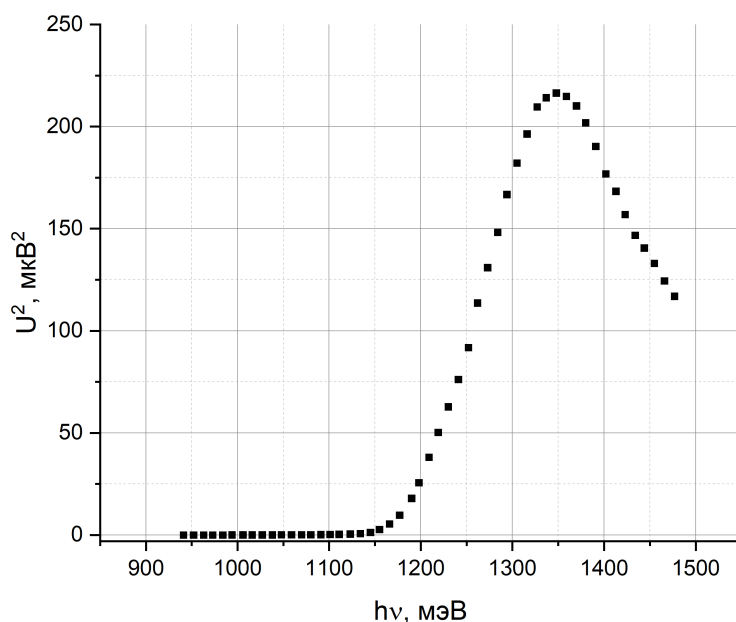


Рис. 2: Зависимость сигнала фототовета Si от энергии падающего фотона

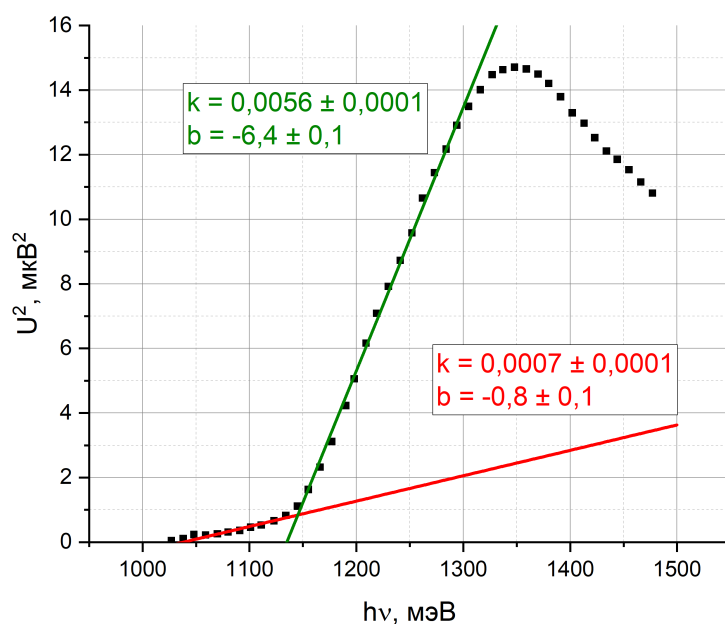


Рис. 3: Определение ширины запрещенной зоны кремния

Точки пересечения прямых с осью x оказались равными: $x_1 = (1136 \pm 57)$ мэВ, $x_2 = (1050 \pm 50)$ мэВ. Таким образом, ширина запрещенной зоны кремния: $E_g^{Si} = (1100 \pm 50)$ мэВ.

3.2 CdSe

CdSe - прямозонный полупроводник. Для нахождения ширины запрещенной зоны построим зависимость квадрата фототовета от энергии квантов.

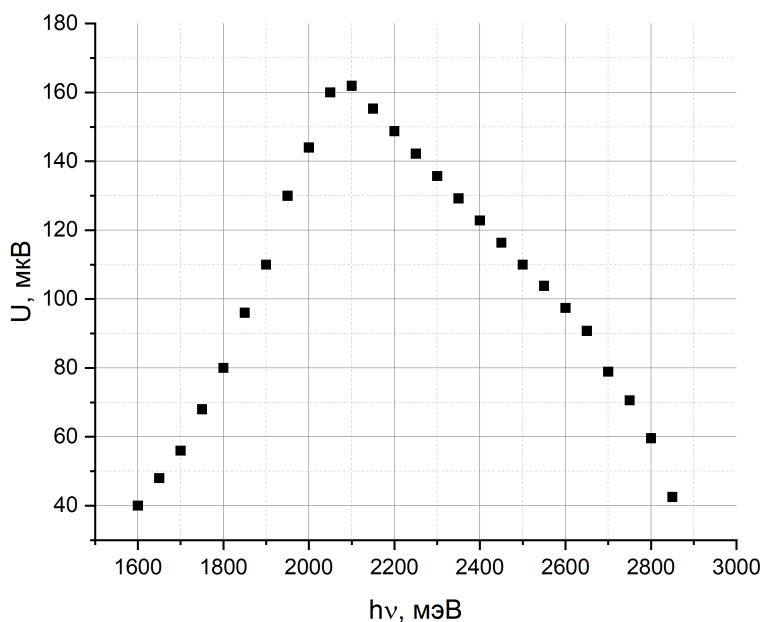


Рис. 4: Зависимость сигнала фототовета CdSe от энергии падающего фотона

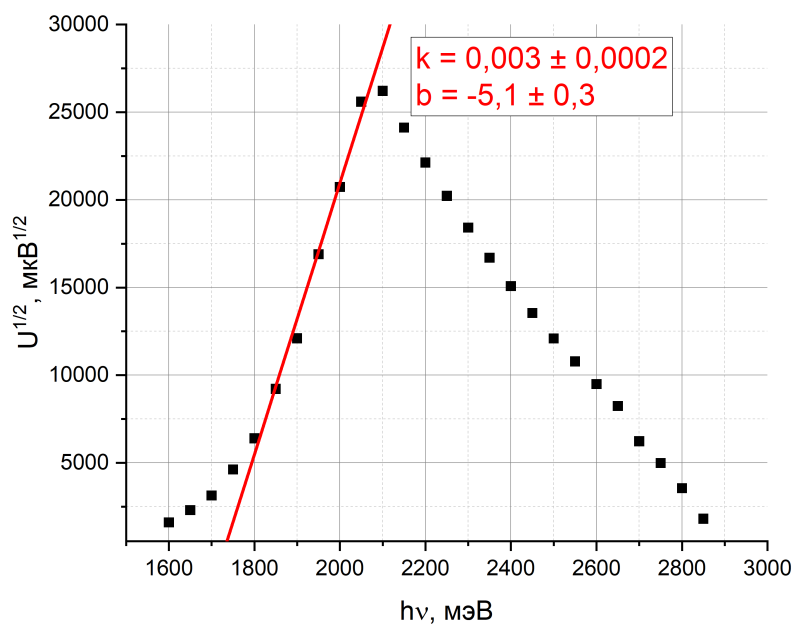


Рис. 5: Определение ширины запрещенной зоны CdSe

Из рисунка 5 получаем точку пересечения прямой с осью x : $E_g^{CdSe} = (1730 \pm 60)$ мэВ.

4 Вывод

В ходе работы была определена ширина запрещенной зоны для двух образцов: $E_g^{Si} = (1100 \pm 50)$ мэВ, $E_g^{CdSe} = (1730 \pm 60)$ мэВ. Табличные значения для этих величин: $E_{\text{табл}}^{Si} \sim 1.1$ мэВ, $E_{\text{табл}}^{CdSe} \sim 1.7$ мэВ. Видим, что экспериментально полученные значения соответствуют табличным.