

Определение ширины запрещенной зоны полупроводников оптическим методом по краю собственного поглощения

Шмаков Владимир – ФФКЭ, гр. Б04-103
Абрамов Александр – ФФКЭ, гр. Б04-104

14 ноября 2024 г.

Цель работы

Определение ширины запрещенной зоны полупроводников

Теоретические сведения

При воздействии на полупроводник излучения с энергией кванта $h\nu$, превышающей ширину запрещенной 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:

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

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 разрешенных 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.

Методика

Оборудование

1. осветитель
2. образец
3. монохроматор
4. усилитель
5. фотоприёмник

Экспериментальная установка

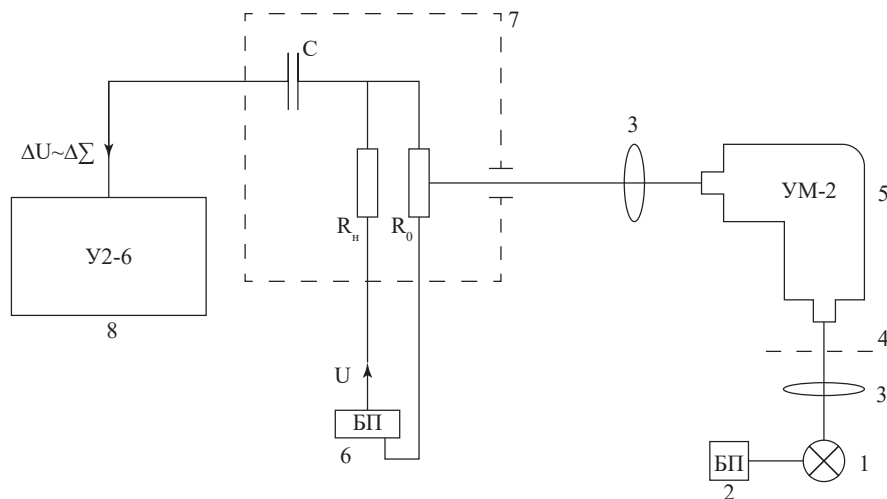


Рис. 1: Схема экспериментальной установки. 1 – осветитель, 2 – блок питания осветителя, 3 – линзы, 4 – механический модулятор излучения, 5 – монохроматор, 6 – блок питания образца, 7 – схема включения образца, 8 – усилитель

Обработка экспериментальных данных

GaAs

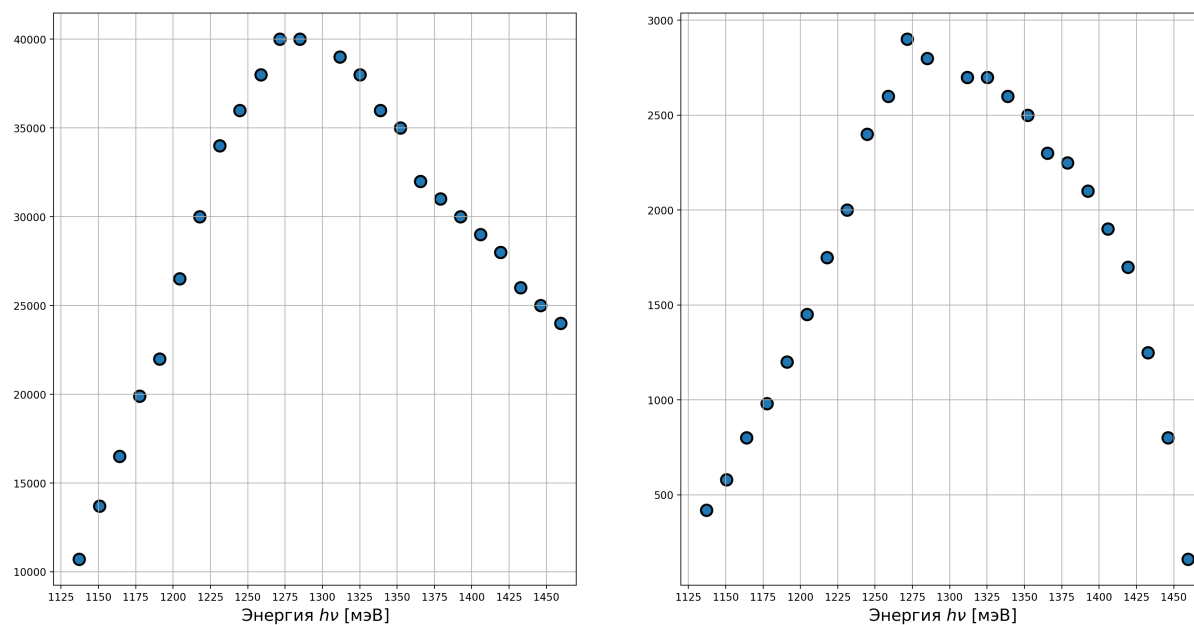


Рис. 2: Экспериментальные данные для *GaAs*

Экспериментальные данные изображены на рисунке 2. Для определения ширины запрещенной зоны построим зависимость логарифма обратного показателя пропускания.

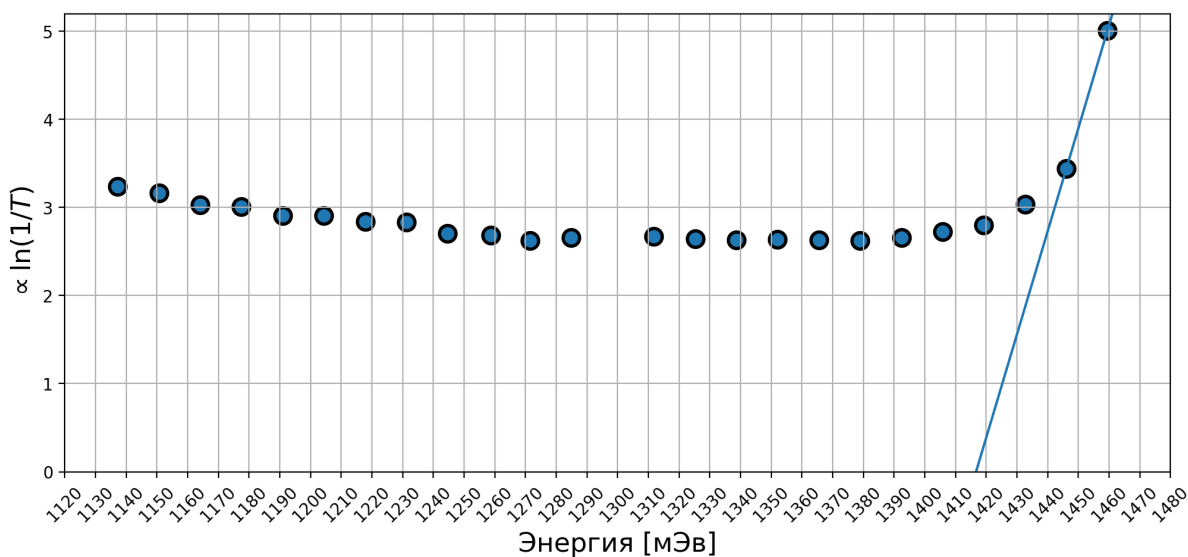


Рис. 3: зависимость логарифма обратного показателя пропускания от длины волны

Как видно на рисунке 3, ширина запрещенной зоны *GaAs* оказалась равной 1416 мЭВ.

Ge

Аналогичный график построим для германия (смотрите рисунок 4).

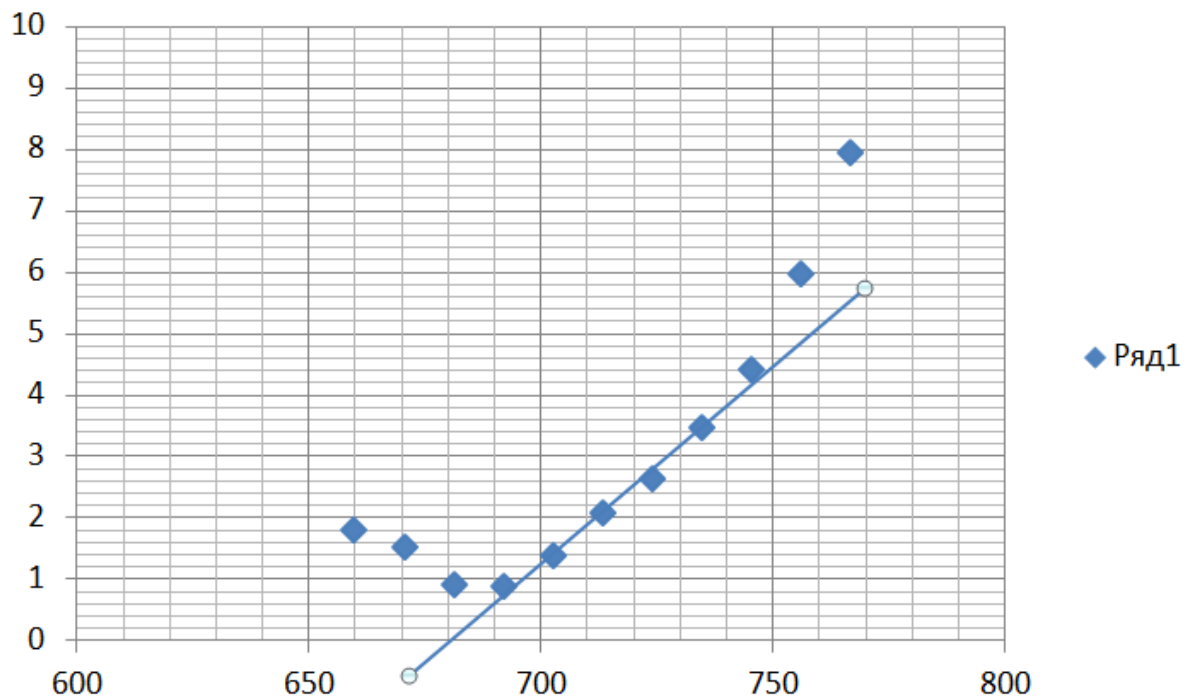


Рис. 4: зависимость логарифма обратного показателя пропускания от длины волны

Как видно на рисунке 4, ширина запрещенной зоны германия порядка 680 мэВ.

Вывод

Удалось определить ширину запрещенной зоны для GaAs и Ge. Экспериментально полученные значения, в пределах погрешности, сошлись с табличными.