

Отчет по лабораторной работе №2

Запрещённая зона и её ширина в полупроводниках

Работу выполнили студенты
430 группы радиофизического факультата
Сарафанов Ф.Г., Платонова М.В.

Нижний Новгород, 2 апреля – 15 апреля 2019 г.

Содержание

Введение	2
1. Элементы зонной теории полупроводников	2
1.1. Температурная зависимость проводимости	4
2. Схема установки	5
3. Схема экспериментальной установки	6
4. Эксперимент	7

Введение

Ширина запрещенной зоны является одной из важнейших характеристик полупроводниковых материалов. Она может быть найдена по результатам измерений электропроводности или постоянной Холла в зависимости от температуры, а также из спектрального распределения коэффициента оптического поглощения или фототока полупроводника. В настоящей работе мы определяем величину ширины запрещенной зоны полупроводникового материала по результатам измерения температурной зависимости электропроводности.

1. Элементы зонной теории полупроводников

В изолированном атоме электроны находятся в стационарных состояниях, каждому из которых соответствует строго определенное значение энергии. Таким образом, энергетический спектр электронных состояний в атоме является дискретным. В кристаллическом твердом теле из-за возмущений, вносимых другими атомами, уровни энергии расщепляются – образуются области или зоны разрешенных значений энергии, между которыми находятся запрещенные зоны. Для глубоких уровней расщепление невелико, т.к. находящиеся на них электроны экранируются верхними оболочками и практически не взаимодействуют с соседними атомами. Для внешних оболочек расщепление может составлять несколько электрон-вольт.

Поскольку энергетические зоны образованы из соответствующих уровней изолированных атомов, то общее число электронов, которые могут разместиться в данной зоне, равно общему числу мест на уровнях изолированных атомов, из которых образован кристалл. Если при абсолютном нуле температур осуществлять заполнение зон электронами, то заселение энергетических уровней будет осуществляться снизу вверх и на каждом уровне, согласно принципу Паули, будут располагаться два электрона, что соответствует двум различным ориентациям спина. Самая верхняя полностью заполненная при абсолютном нуле температуры электронами зона называется валентной. Ближайшая к ней незаполненная или частично заполненная зона называется зоной проводимости. Как правило, в рассмотрении участвуют именно эти две зоны, поскольку все более глубоко лежащие полностью заполнены электронами и, следовательно, вклад в проводимость не дают (все уровни заняты, т.е. изменение энергии заряда, обусловленное приложением электрического поля, невозможно). Таким образом, упрощенная структура энергетического

спектра электронов в твердом теле будет иметь вид, представленный на рис. 1. Расстояние между дном зоны проводимости и потолком валентной зоны называют шириной запрещенной зоны.

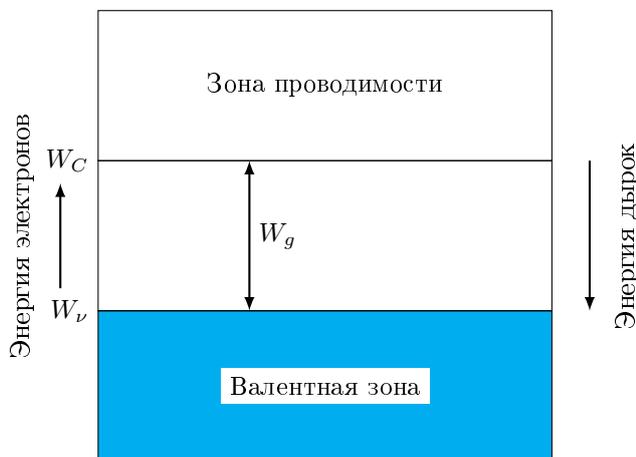


Рис. 1. Энергитический спектр электрона в кристалле. W_C, W_V - соответственно, энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, W_g - ширина запрещенной зоны.

Теперь рассмотрим ситуацию, когда между валентной зоной и зоной проводимости имеется запрещенная зона конечной ширины (рис. 1). В этом случае при абсолютном нуле, а также полном затемнении и не слишком сильном электрическом поле твердое тело не будет проводить электрический ток: в зоне проводимости электронов нет, а электроны заполненной валентной зоны не могут изменить своего состояния, поскольку все соседние уровни заняты. При повышении температуры и/или освещении такого тела электроны валентной зоны будут получать дополнительную энергию и переходить в зону проводимости. Вследствие таких переходов, во-первых, появятся электроны в зоне проводимости (они будут участвовать в переносе тока и обеспечивать электронную проводимость), а во-вторых, освободятся верхние уровни валентной зоны, что позволит и ее электронам участвовать в переносе тока, обеспечивая дырочную проводимость. Материал, имеющий запрещенную зону небольшой ширины, является полупроводником. Разница между полупроводниками и диэлектриками с точки зрения зонной теории заключается лишь

Представление о разрешенных и запрещенных зонах в сочетании с принципом Паули позволяет понять причину глубокого различия физических свойств металлов, диэлектриков и полупроводников. Действительно, если при абсолютном нуле зона проводимости полупроводника частично заполнена электронами или имеется перекрытие заполненной валентной зоны и пустой зоны проводимости, то в случае приложения электрического поля будут осуществляться энергетические переходы, обусловленные ускорением электронов во внешнем поле. Такие материалы проводят электрический ток даже при абсолютном нуле температуры и являются металлами.

в величине ширины запрещенной зоны.

Ширина запрещенной зоны W_g – один из важнейших параметров твердотельных материалов. При температуре 300 К она составляет в германии (Ge) 0.803 эВ, в кремнии (Si) – 1.12 эВ, в арсениде галлия (GaAs) – 1.43 эВ, в фосфиде индия (InP) – 1.29 эВ.

1.1. Температурная зависимость проводимости

Плотность тока, создаваемого всеми свободными электронами, равна:

$$j = en\mu_n E = \sigma_n E$$

где n – концентрация электронов, $\sigma_n = en\mu_n$ – удельная проводимость полупроводника, обусловленная электронами. Если имеется два типа носителей в полупроводнике – электроны и дырки, то проводимость равна:

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

Для определения температурной зависимости проводимости необходимо перемножить зависимости концентрации и подвижности носителей заряда от температуры. При низких температурах и неполной ионизации примесей концентрация зависит от обратной температуры по экспоненциальному закону

$$f(W) = \exp\left(\frac{W_F - W}{k_B T}\right),$$

а подвижность – по степенному, т.е. температурная зависимость концентрации определяет температурную зависимость проводимости:

$$\sigma = \sigma_d e^{(-\Delta W_d / 2k_B T)}$$

Здесь σ_d содержит степенную зависимость подвижности и эффективной плотности состояний от температуры.

В области истощения примесей концентрация не зависит от температуры, поэтому в этой области температурная зависимость проводимости определяется степенной зависимостью подвижности от температуры. И, наконец, при больших температурах зависимость проводимости от обратной температуры экспоненциальна, т.к. $\mu \approx T^{3/2}$, а $N_c \approx T^{3/2}$:

$$\sigma = \sigma_c e^{(-W_g / 2k_B T)} \quad (1)$$

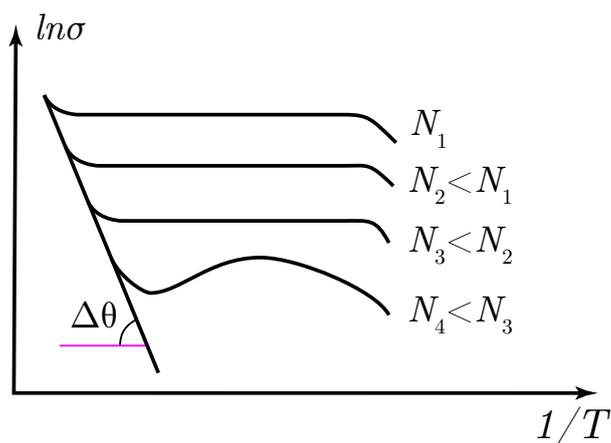


Рис. 2. Качественный вид зависимости удельной проводимости полупроводника от температуры для различных уровней легирования (N -концентрация легирующей примеси)

На рис. 2 показана зависимость $\ln(\sigma)$ от обратной температуры при различных уровнях легирования полупроводника. По экспериментально измеренным зависимостям $\sigma(T)$, аналогичным рис.2, можно определить ширину запрещенной зоны и энергию активации примесей.

2. Схема установки

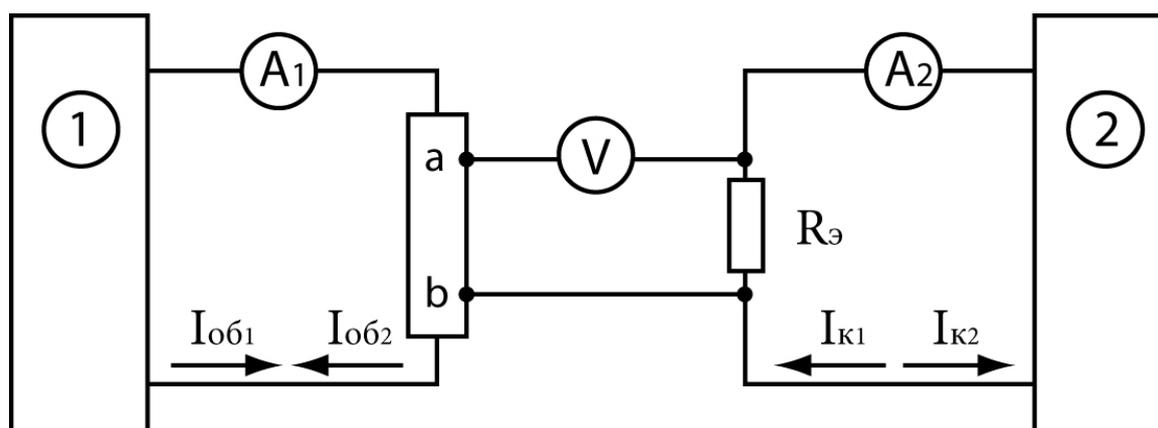


Рис. 3. Электрическая схема для измерений удельной электропроводности методом компенсации

Регулируемый источник тока (1) задаёт ток образца $I_{об}$, измеряемый амперметром $A1$. Регулируемый источник тока (2) задаёт ток компенсации $I_{к}$

через эталонный резистор $R_{\text{э}}$, величина этого тока измеряется амперметром 2. Напряжение U_{ab} между зондовыми электродами а и б сравнивается с напряжением компенсации U_k на эталонном резисторе $R_{\text{э}}$ при помощи индикатора компенсации V .

3. Схема экспериментальной установки

Внешний вид установки можно увидеть на рис. 4, а её схему – на рис. 5.



Рис. 4. Внешний вид установки

Блок питания (1) содержит в себе два регулируемых стабилизатора тока (для образца и эталонного резистора) и регулируемый источник питания нагревателя образца, напряжение на выходе которого контролируется вольтметром $V_{\text{н}}$. На верхней крышке измерительного блока (2) находится трубчатый керамический нагреватель, в котором размещён исследуемый образец и термопара для измерения температуры. Нагреватель с образцом и термопарой закрыты защитным цилиндром. В корпусе измерительного блока (2) располагается эталонный резистор $R_{\text{э}}$, переключатели направления тока образца и компенсации $K1$ и $K2$, индикатор компенсации V с переключателем чувствительности «Точно». Измерение токов образца и компенсации производится миллиамперметрами $A1$ и $A2$ для измерения ЭДС термопары используется милливольтметр $V_{\text{т}}$, показания которого пересчитываются в температуру по градуировочному графику (рис. 6).

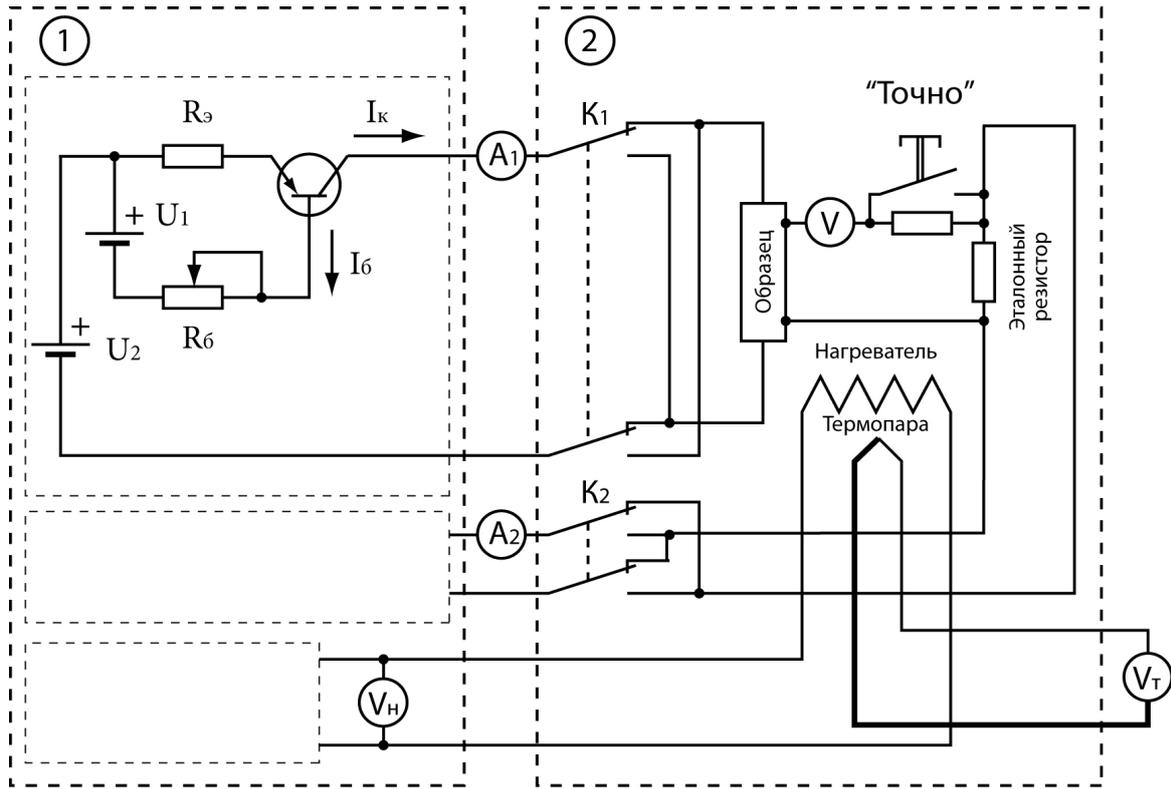


Рис. 5. Схема установки

4. Эксперимент

Зависимость ЭДС на контактах термопары от разности температур была аппроксимирована обратной функцией, для удобства перевода экспериментально снятой ЭДС в разность температур:

$$\Delta T(u) = -0.020 \cdot u^4 + 0.420 \cdot u^3 - 3.577 \cdot u^2 + 39.46 \cdot u \quad (2)$$

Добавление комнатной температуры и нормировка на абсолютную шкалу достигаются добавлением свободного члена $T_0 = 27 + 273.15$.

Мы произвели измерение электропроводности образца при комнатной температуре. Установив ток образца 5-10 мА, добились нулевого отклонения индикатора компенсации сначала грубой регулировкой тока компенсации, затем точной, нажав при этом кнопку «точно» на передней панели измерительного блока. Эксперимент провели при двух направлениях тока.

Затем мы аналогично сняли температурную зависимость тока компенсации, включив нагрев.

Для каждой снятой точки рассчитали среднее значение тока

$$I_k(u) = \frac{I_{k1} + I_{k2}}{2}$$



Рис. 6. График соответствия ЭДС термопары и температуры спая

И затем проводимость

$$\sigma(u) = \frac{l}{ad} \cdot \frac{I_{об}}{I_k(u) \cdot R_{\Omega}}$$

По результатам измерений мы построили график зависимости $\ln(\sigma)$ от $10^3/T$. T здесь – абсолютная температура, полученная из показаний вольтметра термопары с помощью формулы (2):

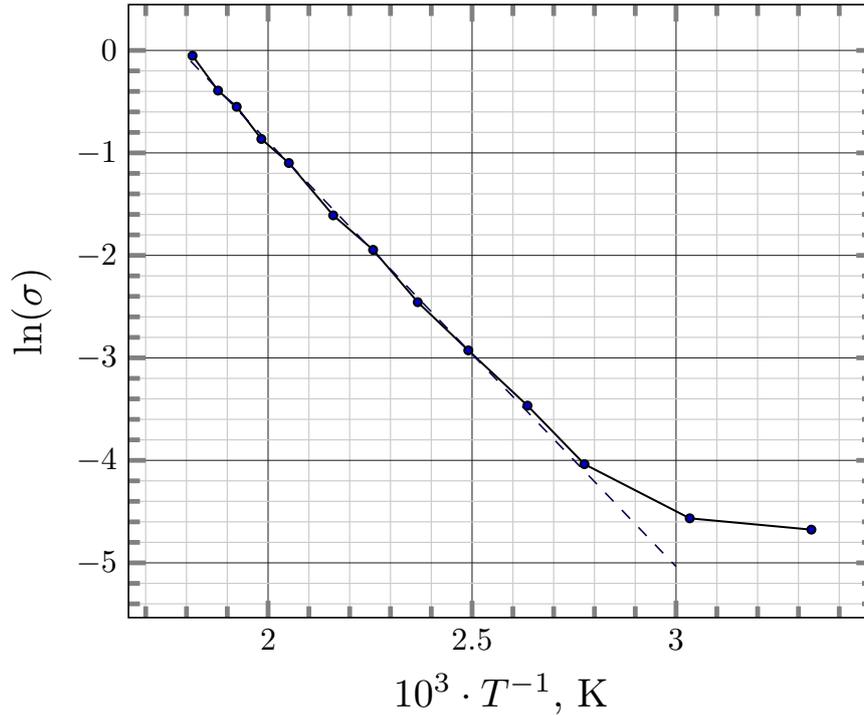
Прологарифмировав формулу (1) получили зависимость между угловым коэффициентом наклона кривой $\ln(\sigma)$ от $\frac{10^3}{T}$ и величиной W_g :

$$\ln(\sigma) = \ln(\sigma_C) - \frac{W_g}{2 \cdot 10^3 k_B} \cdot \frac{10^3}{T} \Rightarrow W_g = -1000 \cdot \tan \vartheta \cdot 2k_B,$$

где $\tan \vartheta$ – тангенс угла наклона кривой, $k_B \approx 8.62 \cdot 10^{-5}$ эВ·К⁻¹ – постоянная Больцмана.

Экспериментальную кривую в области высоких температур аппроксимировали линейной функцией (на графике пунктиром)

$$\ln(\sigma) = 7.399 - 4.145 \cdot \left(\frac{10^3}{T} \right) \quad (3)$$

Рис. 7. Зависимость $\ln(\sigma)$ от $10^3/T$

Отсюда $\tan \vartheta = -4.145 \pm 3.21\%$ (Здесь не погрешность, а доверительный интервал аппроксимации. Так как точек взяли достаточно много, можно считать погрешностью), и тогда

$$W_g \approx 0.71 \pm 0.2 \text{ эВ}$$

Также исходя из аппроксимации (3) нашли величину σ_c , соответствующую электропроводности вещества при $T \rightarrow \infty$:

$$\sigma_c = e^{7.399} \approx 1600 \pm 200 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$$

По последним двум точкам определили в области истощения примесей зависимость $\sigma = f(T)$, считая, что $\sigma \approx T^n$:

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^n, \quad \frac{9.31 \cdot 10^{-3}}{1.04 \cdot 10^{-2}} = \left(\frac{300}{329}\right)^n \Rightarrow n \approx 1.2$$