

THE MULTIDISCIPLINARY JOURNAL OF SCIENCE AND TECHNOLOGY

VOLUME-4, ISSUE-11

ОПРЕДЕЛЕНИЯ ШИРИНА ЗАПРЕШЕННЫЙ ЗОНЫ ГЕРМАНИЯ.

Али Абдреймов¹, Данияр Мадияров¹, Саятхан Ибраимова¹, Аманлык Далибаев².

¹Каракалпакский государственный университет имени Бердаха, ул. Ч.Абдиров №1, 742012

Нукус, Узбекистан.

²Академический Лицей при Каракалпакском Государственном Университет,

Нукус, просп. Аллаяра Досназарова, 18А. Нукус, Узбекистан.

DEFINITIONS WIDTH OF PROHIBITED ZONES GERMANY.

SUMMARY

Knowledge of the parameters characterizing any diodes or diode structures, and knowledge of the method of their analysis is one of the most important issues in semiconductor electronics, radio electronics, and telecommunications. The study of the causes of uneven current flow and its negative impact on performance in the production of semiconductor devices and the study of methods for solving them is one of the main problems of semiconductor electronics and is an urgent problem at the present time. The band gap of semiconductors has been calculated by several scientists, but differences in their values exist to within a few hundredths of an accuracy. In this article, the semiconductor structure of Ge was taken as an object of study and the band gap of germanium was determined. We determined the voltage drop across an undoped Ge crystal depending on temperature when a constant current passes through the crystal, calculated the conductivity, and determined the band gap E_g of germanium.

Аннотация

Знание параметров, характеризующих любые диоды или диодные структуры, и владение информацией о методе их анализа является одним из важнейших вопросов в полупроводниковой электронике, радиоэлектронике, телекоммуникациях. Исследование причин неравномерности протекания тока и его отрицательного влияния на работоспособность, в производстве полупроводниковых приборов и исследование методов их решения является одной из основных проблем полупроводниковой электроники и является актуальной проблемой в настоящее время. Ширина запрещенной зоны полупроводников рассчитывалась несколькими учеными, однако различия в их значениях существуют с точностью до нескольких сотых долей точности. В данной статье в качестве объекта исследования была взята полупроводниковая структура Ge и определена величина

запрещенной зоны германия. Определили падения напряжения на нелегированном кристалле Ge в зависимости от температуры при прохождении тока через кристалл постояннен, расчет проводимости и определили ширины запрещенной зоны E_g германия.

Key words: ширина запрещенной зона, энергетические уровни, подвижность, эффективная плотность состояния зоны проводимости, плотность тока.

Ключевые слова: forbidden band width, energy levels, mobility, effective density of state of the conduction band, current density.

1. Введение.

В настоящее время полупроводниковые диоды используются в аэрокосмической отрасли, автоматизированном производстве, военной авиации, военной технике, радиационных центрах. По этой причине повышение точности работы, долговечности и долговечности диодов является сегодня актуальной задачей.

При исследовании запрещенной зоны полупроводников мы в первую очередь изучаем ее энергии. Энергия E и импульс \bar{p} свободного электрона могут принимать любые значения. В отсутствие внешних сил они сохраняют свою величину, т.е. являются интегралами движения. Связь энергии с импульсом определяется выражением

$$E = \frac{\bar{p}^2}{2m} = \frac{\hbar^2 \bar{k}^2}{2m}, \quad (1)$$

где m – масса свободного электрона; \bar{k} – волновой вектор электрона; \hbar - постоянная Планка, деленная на 2π .

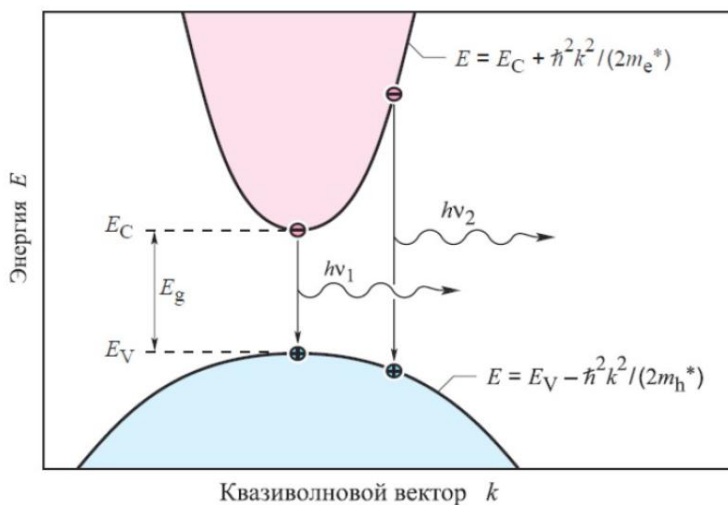


Рис.1. Уровня энергии в зоне проводимости и валентной зоне полупроводников.

Энергетический спектр электрона в изолированном атоме – дискретный. Состояние электрона в изолированном атоме может быть описано с помощью четырех квантовых чисел: главным n , орбитальным ℓ , магнитным m_ℓ и спиновым m_s . Согласно принципу Паули в атоме

не может существовать двух или более электронов с четырьмя одинаковыми квантовыми числами. Физические свойства твердых тел тесно связаны со структурой валентных оболочек атомов. В идеальном кристалле атомы расположены строго в узлах пространственной решетки. При образовании кристалла из изолированных атомов их электронные оболочки перекрываются, что приводит к расщеплению дискретных энергетических уровней в разрешенные энергетические зоны, отделенные друг от друга запрещенными зонами. В отличие от свободного электрона у электрона, находящегося в периодическом поле кристалла, скорость и импульс меняются от точки к точке в весьма широких пределах.

Для плотности тока j в теле под действием электрического поля E , согласно закону Ома $j = \sigma \times E$. Коэффициент пропорциональности σ называется электропроводностью. Поскольку это количество сильно зависит от материала. Распространена классификация материалов по их проводимости. Полупроводники, например, представляют собой твердые тела, которые не проводят ток. Электрические токи при низких температурах, но показывают измеримую проводимость при более высоких температурах. Причина этой температурной зависимости представляет собой специфическую зонную структуру электронные энергетические уровни полупроводника.

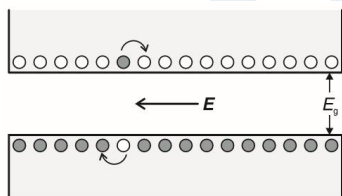


Рис. 2. Упрощенная схема собственной проводимости: полупроводник с электроном в зоне проводимости и дыркой в зоне проводимости валентная зона под действием электрического поля E .

Валентная зона, т.е. самая верхняя зона, полностью или частично заселенная в основном состоянии, и зона проводимости, т.е. следующая незаселенная зона, разделены запрещенной зоной E_g (Ge: $E_g < 0,7$ эВ). Область между двумя зонами не заселена электронами в нелегированном чистом полупроводнике и называется «запрещенной зоной».

2. Экспериментальные образцы

В данной статье в качестве объекта исследования была взята полупроводниковая структура Ge и определена величина запрещенной зоны германия. Исследовали температурной зависимости электропроводности в области собственной проводимости и примыкающей к ней области примесной проводимости (интервал температур 300-450 К) и определили ширины запрещенной зоны полупроводника. Использовано образец Ge,

нелегированный на съемной плате, управляемый по току источник питания, 15 В, 3 А, и источник питания, 12 В, 50 мА, подставка-основание, V-образная форма, 20 см, и соединительные провода.

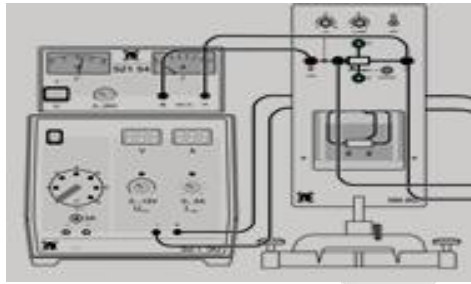


Рис. 3. Экспериментальная установка для определения ширины запрещенной зоны германия.

Мы использовали замену платы осторожно, поскольку кристалл Ge очень хрупкий. Из-за высокого удельного сопротивления кристалл Ge нагревается даже при приложении только перекрестного тока: Поэтому был использован максимальный поперечный ток $I = 4$ мА.

Включили управляемый по току источник питания, установили ограничитель напряжения на 15 В и ограничитель тока на 3 А (для этого временно закоротили выход источника питания). Включили этот источник питания и установили его выходное напряжение 12 В.

3. Расчетные соотношения

При более высоких температурах все больше и больше электронов термически активируются из валентной зоны в зону проводимости. Они оставляют в валентной зоне «дырки», которые движутся как положительно заряженные частицы, внося тем самым вклад в плотность тока j , как и электроны (см. рис. 1). Проводимость, возникающая за счет возбуждения электронов из валентной зоны в зону проводимости, это собственной проводимости. Поскольку в условиях теплового равновесия числа дырок в валентной зоне и электронов в зоне проводимости равны, плотность тока в случае собственной проводимости можно записать в виде

$$j_i = (-e) \cdot n_i \cdot v_n + e \cdot n_i \cdot v_p \quad (2)$$

e : элементарный заряд, n_i : концентрация электронов или дырок соответственно. Средние дрейфовые скорости электронов и дырок v_n и v_p пропорциональны напряженности поля E . При

$$v_n = -\mu_n \cdot E \quad \text{и} \quad v_p = \mu_p \cdot E \quad (3)$$

где подвижности μ_n и μ_p выбраны положительными величинами,

$$j_i = e \cdot n_i \cdot (\mu_n + \mu_p) \cdot E \quad (4)$$

получается. Сравнение с (1) приводит к

$$\sigma_i = e \cdot n_i \cdot (\mu_n + \mu_p) \quad (5)$$

для проводимости. За исключением элементарного заряда e , все величины в (5) зависят от температуры T . Концентрация собственной проводимости n_i равна

$$n_i = \sqrt{N \cdot P} \cdot e^{-\frac{E_g}{2 \cdot k \cdot T}} \quad (6)$$

THE MULTIDISCIPLINARY JOURNAL OF SCIENCE AND TECHNOLOGY

VOLUME-4, ISSUE-11

k : постоянная Больцмана, E_g : запрещенная зона полупроводника.

$$N = 2 \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot m_n \cdot k \cdot T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \quad \text{и} \quad P = 2 \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot m_p \cdot k \cdot T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (7)$$

h : постоянная Планка, m_n : эффективная масса электрона, m_p : эффективная масса дырки, – эффективные плотности состояний в зоне проводимости и в валентной зоне. Подвижности m_n и m_p также зависят от температуры. При низких температурах пропорциональность $\mu \propto T^{-\frac{3}{2}}$ выполняется примерно так же, как и пропорциональность $\mu \propto T^{-\frac{3}{2}}$ при высоких температурах. Из-за преобладания показательной функции (см. уравнение (6)), проводимость хорошо аппроксимируется и представляется выражением

$$\sigma_i = \sigma_0 \cdot e^{-\frac{E_g}{2 \cdot k \cdot T}} \quad (8) \quad \text{или} \quad \ln \sigma_i = \ln \sigma_0 - \frac{E_g}{2 \cdot k \cdot T} \quad (9)$$

С целью подтверждения уравнения. (8) и определяя ширину запрещенной зоны E_g , определяют проводимость нелегированного германия в зависимости от температуры T в эксперименте. При постоянном токе

$$I = j \cdot b \cdot c \quad (10)$$

b : ширина кристалла, c : толщина кристалла, падение напряжения

$$U = E \cdot a \quad (11)$$

a : длина кристалла, измерена на нелегированном кристалле Ge. Благодаря (I), (10) и (11) проводимость

$$\sigma = \frac{a \cdot I}{b \cdot c \cdot U} \quad (12)$$

4. Экспериментальные результаты

Результаты измерения температуры и проводимости были следующими.

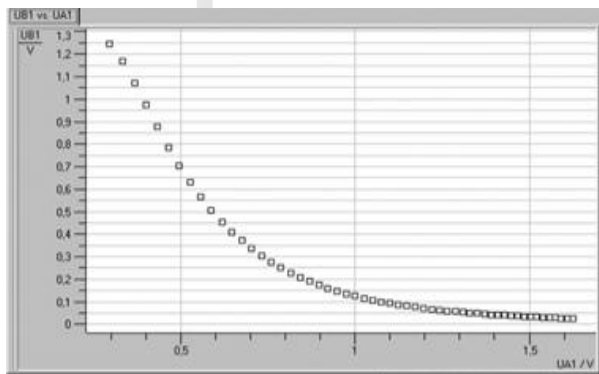


Рис. 4. График измеренных значений в виде $UB1 = f(UA1)$

UA1: напряжение на выходе для измерения температуры

UB1: падение напряжения на кристалле Ge при поперечном токе 2 мА.

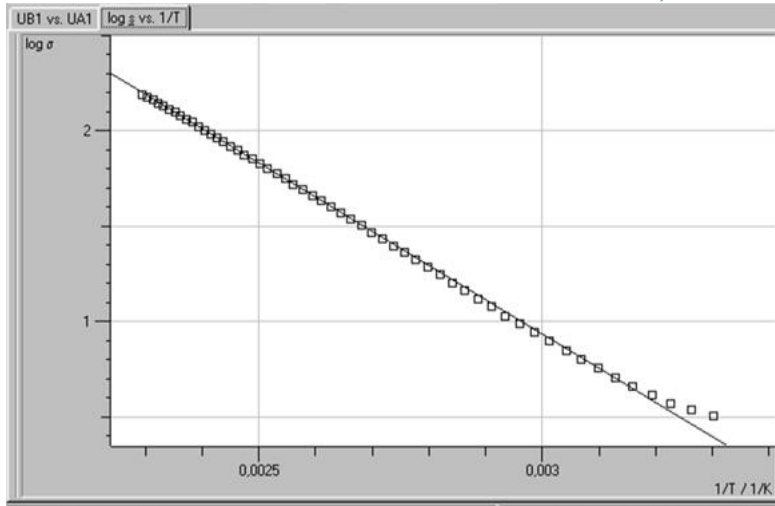


Рис. 5. График измеренных значений в виде $\log \sigma = f\left(\frac{1}{T}\right)$

$$\sigma = \frac{2mA}{UB1} \cdot \frac{20mm}{10mm \cdot 1mm} + 273,15K \quad (\text{проводимость, ср. (12)})$$

$$T = 100K \cdot \frac{UA1}{V} + 273,15K \quad (\text{температура})$$

Оценка и результаты на графике $\log \sigma = f\left(\frac{1}{T}\right)$ точки хорошо аппроксимируются прямой линией с наклоном $A = -1795 \text{ K}$ (см. рис. 4). Согласно (IX) наклон прямой равен

$$A = -\frac{1}{\ln 10} \cdot \frac{E_g}{2 \cdot K} \quad (13)$$

Где $k = 1,3807 \times 10^{-23} \text{ Дж} \cdot \text{K}^{-1}$. Отсюда получена полупроводнике германие ширина запрещенной зоны $E_g = 1,149 \times 10^{-19} \text{ Дж} = 0,71 \text{ эВ}$. В полупроводнике германие энергия ионизации доноры P , $0,012 \text{ эВ}$ и акцепторы B энергия ионизации, $0,01 \text{ эВ}$. Собственная концентрация $n_i = 2,5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\gamma = 4,4 \times 10^{-4} \text{ эВ/град}$

5. Результаты эксперимента и их обсуждение

Локальная деформация в кристалле, создаваемая продольной акустической волной, приводит к волнообразному смещению дна зоны проводимости и вершины валентной зоны проводимости.

Схематично это представлено на рис. 5. В процессе движения электрона в таком полупроводнике основной механизм его рассеяния будет обусловлен продольными колебаниями решетки, возникшими в результате теплового возбуждения.



Рис. 6. Изменение энергии зон проводимости полупроводника и валентной зоны под воздействием продольных акустических колебаний решетки: E_c -дно зоны проводимости, E_v -

вершина валентной зоны.

Это рассеяние упругое и происходит на длинноволновых фононах. Задачу о рассеянии электрона на акустических колебаниях решетки можно решить методом деформационного потенциала. В данном методе учитывается, что при распространении упругих волн по кристаллу на периодический потенциал внутреннего поля накладывается дополнительный периодический потенциал. Это приводит к появлению переменной потенциальной энергии электрона, который получил название потенциала деформации. Деформационный потенциал - изменение энергии электрона в зоне проводимости или дырки в валентной зоне при деформировании полупроводника. Деформация изменяет ширину запрещенной зоны полупроводника. Теория деформационного потенциала обладает рядом преимуществ, в частности простотой вывода, позволяющей обобщить теорию на более сложные случаи, например, на случай сложной зонной энергетической структуры.

Рассмотрим теорию деформационного потенциала в простом кубическом одноатомном кристалле для случая простой зонной структуры, когда энергия электрона проводимости определяется соотношением:

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$$

Волнообразные колебания ширины запрещенной зоны при возбуждении продольной акустической волны сжатия представлены на рис. 6.

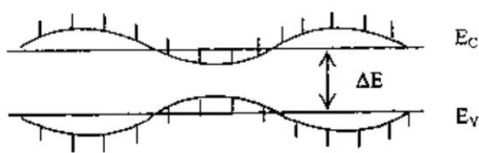


Рис. 7. Волнообразные колебания ширины запрещенной зоны.

Для упругих колебаний состояние деформированного кристалла.

Характеризуется компонентами тензора деформации $\epsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial u_i} + \frac{\partial u_i}{\partial u_j} \right)$

где $\frac{\partial u_j}{\partial x}$ изменение смещения по j при изменении расстояния по i -оси;

x_i ($x_1 \equiv x$, $x_2 \equiv y$, $x_3 \equiv z$) - прямоугольные координаты; u_i ($i = 1, 2, 3$) -

прямоугольные проекции смещения $\vec{u}(x_1, x_2, x_3)$ колеблющихся атомов. Положение дна зоны проводимости E_c (вершины валентной зоны E_v) можно рассматривать как функцию компонент тензора деформации ϵ_{ij} .

Разлагая E_c в ряд по ϵ_{ij} , получим:

THE MULTIDISCIPLINARY JOURNAL OF SCIENCE AND TECHNOLOGY

VOLUME-4, ISSUE-11

$$E_c(\varepsilon_{ij}) = E_c(0) + \sum_{ij} a_{ij} \varepsilon_{ij} = E_c(0) + a_{11} \varepsilon_{11} + a_{12} \varepsilon_{12} + \dots$$

Величины a_{ij} и ε_{ij} зависят от ориентации координатных осей x_i , относительно осей кристалла, кроме того, a_{ij} зависит также от природы кристалла. Поместим начало координат в вершину, куба не деформированной кристаллической ячейки, а оси координат направим по его ребрам.

Нетрудно показать, что для кристалла кубической симметрии недиагональные коэффициенты a_{ij} ($i \neq j$) равны нулю. Действительно, повернув координатную систему вокруг оси $x_3 \equiv z$ на угол $\pi/2$, получим в новой системе (обозначенной штрихами) $x'_1 = x_2, x'_2 = -x_1$ тогда согласно $E_c(\varepsilon_{ij}) = E_c(0) + \sum_{ij} a_{ij} \varepsilon_{ij} = E_c(0) + a_{11} \varepsilon_{11} + a_{12} \varepsilon_{12} + \dots$

$\varepsilon'_{12} = -\varepsilon_{12}$. Коэффициенты a_{ij} при таком повороте координатной системы не меняются, т.к. кристалл ориентирован одинаково при обоих положениях системы, следовательно, $a'_{12} = a_{12}$. Пусть деформация кристалла такова, что отлична от нуля только компонента тензора ε_{12} .

В этом случае смещение края зоны проводимости, выраженное в обоих координатных системах, повернутых друг относительно друга, равно

$$E_c(\varepsilon_{12}) - E_c(0) = a_{12} \varepsilon_{12} = a'_{12} \varepsilon'_{12}$$

откуда $a_{12} = 0$. Можно показать, что и все остальные недиагональные коэффициенты a_{ij} также равны нулю. Так как в кубическом кристалле оси

x_1, x_2, x_3 равны означены, то $a_{11} = a_{22} = a_{33} = E_1$ и, учитывая $E_c(\varepsilon_{ij}) = E_c(0) + \sum_{ij} a_{ij} \varepsilon_{ij} = E_c(0) + a_{11} \varepsilon_{11} + a_{12} \varepsilon_{12} + \dots$, будем

иметь:

$$E_c(\varepsilon_{ij}) = E_c(0) + E_1 \Delta,$$

где $\Delta = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33} = \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} = \text{div} \vec{u} = \frac{\delta V}{V}$ - относительное изменение объема в данной точке. Из уравнения $E_c(\varepsilon_{ij}) = E_c(0) + E_1 \Delta$,

видно, что E_1 имеет размерность энергии. Обозначим $E_1 \Delta = U$, и, используя $\Delta = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33} = \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} = \text{div} \vec{u} = \frac{\delta V}{V}$, получим $U = E_1 \text{div} \vec{u}(r)$ это потенциальную энергию или потенциал рассеяния.

6. Заключение

Измерение температуры искажается из-за гистерезиса в нижнем температурном диапазоне. Таким образом, соответствующие точки данных на рис. 5 систематически выше

THE MULTIDISCIPLINARY JOURNAL OF SCIENCE AND TECHNOLOGY

VOLUME-4, ISSUE-11

прямой линии, нарисованной на графике. Рассмотренный способ не позволяет определить ширину запрещенной зоны при низких температурах, когда зависимость $\Delta E(T)$ отклоняется от линейной.

Наиболее точно ширину запрещенной зоны при любой температуре можно определить экспериментально с помощью одного из оптических методов, основанных на исследовании спектральных зависимостей поглощения, фотопроводимости или люминисценции.

Список литературы:

1. Росадо Л.Д. Физическая электроника и микроэлектроника.-М.:Высш.шк., 1991.-351с
2. Иванов В.И., Аксенов А.И., Юшин А.М. Полупроводниковые оптоэлектронные приборы справочник.-М.: Энергоатомиздат.1988.-448с
3. Дж. Займан. «Принципы теории твердого тела», изд-во «Мир», 1966.
4. Ч. Киттель. «Введение в физику твердого тела», изд-во ф.-м. литературы, 1962.
5. У. Харрисон. «Теория твердого тела», изд-во «Мир», 1972.
6. П. Киреев. «Физика полупроводников», изд-во «Высшая школа», 1969.
7. Р. Смит. «Полупроводники», изд-во иностранной литературы, 1962.
8. Г. Епифанов. «Физика твердого тела», изд-во «Высшая школа», 1965.
9. К Шалимова. «Физика полупроводников», изд-во «Энергия», 1971.
10. Г. Пикус. «Основы теории полупроводниковых-приборов», изд-во «Наука», 1965.
11. Воробьев Л.Е., Данилов С.Н., Ивченко Е. Л., Левинштейн М.Е. Фирсов Д.А., Шалыгин В.А. Кинетические и оптические явления в сильных электрических полях в полупроводниках и наноструктурах. Санкт-Петербург, Наука, 2000, с.102-109.
12. Темирбаева И. Мадияров Д. Нарымбетов Б.Ж. Кунназаров Б.Ж. Исследование образования иона N_2O - при радиоллизе раствора закиси азота в жидком углеводороде методом фотопроводимости. УзР ФА ККБ «АХБОРОТНОМАСИ» журналы. №2 (267) 2022 г.