

Лекция 6

Тема лекции: Гетеропереходы

Цель лекции:

Рассмотреть физические основы гетеропереходов — контактов между различными полупроводниковыми материалами, изучить их энергетические зонные диаграммы, механизмы переноса носителей заряда и основные области применения в современной электронике и оптоэлектронике.

Основные вопросы:

1. Понятие и физическая сущность гетероперехода.
2. Классификация гетеропереходов: изотипные и анизотипные, прямые и косвенные типы.
3. Энергетические соотношения на границе раздела полупроводников, разрывы зон
4. Зонные диаграммы гетеропереходов: типы выравнивания (I, II, III).
5. Формирование встроенного потенциала и выравнивание уровней Ферми.
6. Перенос носителей заряда через гетерограницу: диффузия, дрейф, туннельные процессы.
7. Влияние дефектов и поверхностных состояний на свойства гетероперехода.

Краткие тезисы:

Гетеропереходом называют контакт двух полупроводников различного вида и разного типа проводимости, например, $p\text{Ge} - n\text{GaAs}$. Отличие гетеропереходов от обычного $p-n$ перехода заключается в том, что в обычных $p-n$ переходах используется один и тот же вид полупроводника, например, $p\text{Si} - n\text{Si}$. Поскольку в гетеропереходах используются разные материалы, необходимо, чтобы у этих материалов с высокой точностью совпадали два параметра: температурный коэффициент расширения (ТКР) и постоянная решетки [18, 16, 19].

С учетом сказанного количество материалов для гетеропереходов ограничено. Наиболее распространенными из них являются германий Ge, арсенид галлия GaAs, фосфид индия InP, четырехкомпонентный раствор InGaAsP.

В зависимости от ширины запрещенной зоны E_g , электронного сродства χ и типа легирования узкозонной и широкозонной областей гетероперехода возможны различные комбинации E_g и χ . На рисунке 2.18 показаны эти комбинации при условии равенства термодинамических работ выхода.

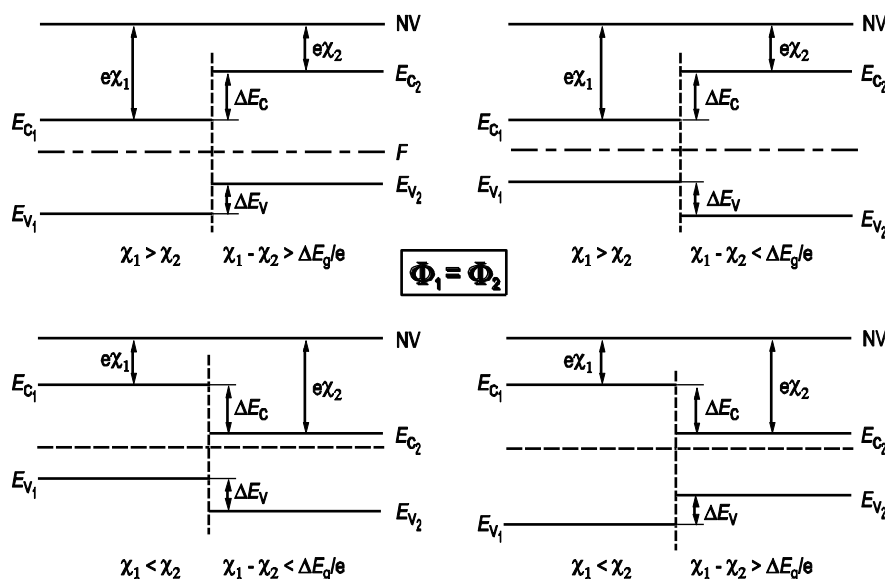


Рис. 2.18.- Зонные диаграммы гетеропереходов при различных комбинациях E_g и χ в случае равенства термодинамических работ выхода $\Phi_1 = \Phi_2$ [18]

Для построения зонных диаграмм, детального анализа распределения электрического поля и потенциала в области пространственного заряда гетероперехода, а также величины и компонент электрического тока для гетеропереходов необходимо учитывать, что у различных полупроводников будут отличаться значения электронного сродства χ , ширины запрещенной зоны E_g и диэлектрической проницаемости ϵ_s .

С учетом этих факторов построим зонную диаграмму гетероперехода германий – арсенид галлия (pGe – nGaAs). Значения параметров полупроводниковых материалов, выбранных для расчета зонной диаграммы, приведены в таблице 1.

Приведем в контакт германий pGe и арсенид галлия nGaAs.

При построении зонной диаграммы гетероперехода учтем следующие факторы:

1. Уровень вакуума $E = 0$ непрерывен.
2. Электронное сродство в пределах одного сорта полупроводника χ_{Ge} и χ_{GaAs} постоянно.
3. Ширина запрещенной зоны E_g в пределах одного сорта полупроводника остается постоянной.

Таблица 1 - Параметры выбранных для расчета полупроводниковых материалов

Параметры материала	Обозначение	Германий (pGe)	Арсенид галлия (nGaAs)
Постоянная решетки, Å	a	5,654	5,658
Коэффициент линейного температурного расширения, 10^{-6} K^{-1}	ТКР	5,9	6,0
Легирующая концентрация, см^{-3}	$N_{A,D}$	$3 \cdot 10^{16}$	10^{16}
Расстояние от уровня Ферми до зоны разрешенных энергий, эВ	W_0	0,14	0,17
Расстояние от уровня Ферми до середины запрещенной зоны, эВ	φ_0	0,21	0,55
Электронное сродство, В	χ	4,05	4,07

С учетом этого в процессе построения зонной диаграммы гетероперехода при сращивании дна зоны проводимости E_C этих полупроводников на металлургической границе перехода на зонной диаграмме образуется “пичок”. Величина “пичка” ΔE_C равна:

$$\Delta E_C = \chi_{\text{Ge}} - \chi_{\text{GaAs}}.$$

При сшивании вершины валентной зоны E_V в области металлургического перехода получается разрыв ΔE_V . Величина “разрыва” равна:

$$\Delta E_V = -\chi_{\text{Ge}} - E_{g \text{ Ge}} + \chi_{\text{GaAs}} + E_{g \text{ GaAs}} = -\Delta E_C + (E_{g \text{ GaAs}} - E_{g \text{ Ge}}).$$

Из приведенных соотношений следует, что суммарная величина “пичка” ΔE_C и “разрыва” ΔE_V составляет $\Delta E_C + \Delta E_V = (E_{g \text{ GaAs}} - E_{g \text{ Ge}})$.

На рисунке 2.19 приведена построенная таким образом зонная диаграмма гетероперехода pGe – nGaAs.

Рассмотрим зонную диаграмму гетероперехода из этих же материалов (германия и арсенида галлия), но с другим типом проводимости – pGaAs – nGe (рис. 2.20). Используем те же самые принципы при построении этой зонной диаграммы. Получаем, что в этом случае “разрыв” наблюдается в энергетическом положении дна зоны проводимости и величина этого “разрыва” ΔE_C равна: $\Delta E_C = \chi_{\text{Ge}} - \chi_{\text{GaAs}}.$

“Пичок” наблюдается в области металлургического перехода для энергии вершины валентной зоны E_V . Величина “пичка” ΔE_V равна:

$$\Delta E_V = -\chi_{\text{Ge}} - E_{g\text{Ge}} + \chi_{\text{GaAs}} + E_{g\text{GaAs}} = -\Delta E_C + (E_{g\text{GaAs}} - E_{g\text{Ge}}).$$

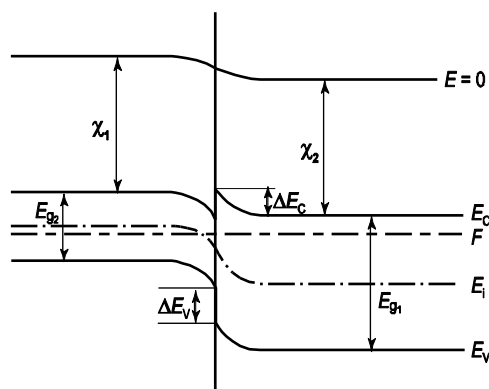


Рис. 2.19. - Зонная диаграмма гетероперехода pGe – nGaAs в равновесных условиях

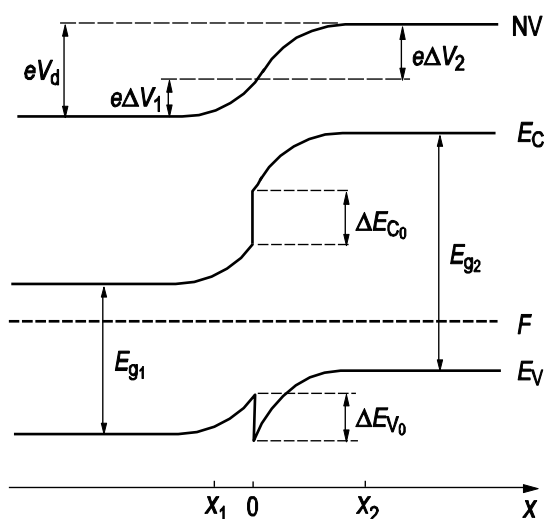


Рис. 2.20. - Зонная диаграмма гетероперехода nGe – pGaAs в равновесных условиях

Аналогичным образом можно построить зонные диаграммы для гетеропереходов при любых комбинациях уровней легирования, ширины запрещенной зоны и электронного сродства. На рисунке 2.21 приведены соответствующие зонные диаграммы для различных типов гетеропереходов. Обращает на себя внимание тот факт, что “пичок” и “разрыв” для энергетических уровней E_V , E_C в области металлургического перехода могут наблюдаться в различных комбинациях [20, 17].

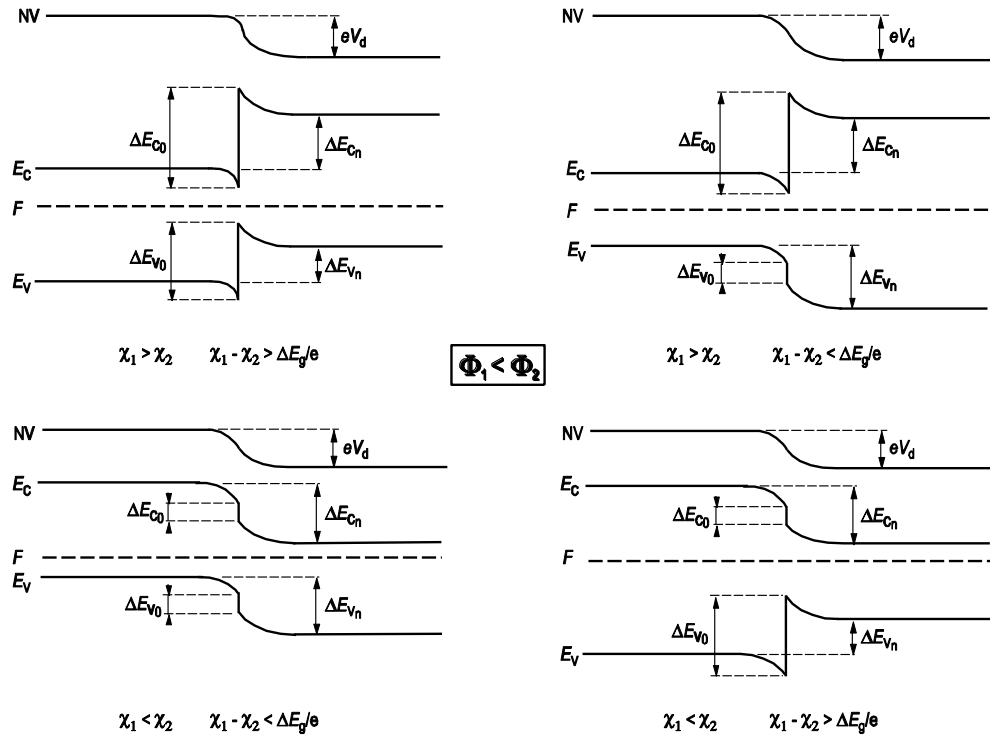


Рис. 2.21. - Зонные диаграммы для различных типов гетеропереходов при условии, что термодинамическая работа выхода первого слоя меньше, чем второго ($\Phi_1 < \Phi_2$), и при различных комбинациях для электронного сродства (пояснения на рисунках)

Распределение электрического поля и потенциала в области пространственного заряда для гетероперехода будет, как и в случае p - n перехода, но с различными значениями диэлектрических постоянных ϵ_s для левой и правой частей. Решение уравнения Пуассона в этом случае дает следующие выражения для электрического поля E , потенциала ψ и ширины обедненной области W_{1n} и W_{2p} при наличии внешнего напряжения:

$$E_{1\max} = \frac{qN_D W_{1n}}{\epsilon_1 \epsilon_0}; \quad E_{2\max} = \frac{qN_A W_{2p}}{\epsilon_2 \epsilon_0}, \quad (2.67)$$

$$V_{1n} = \frac{qN_D W_{1n}^2}{2\epsilon_1 \epsilon_0}; \quad V_{2p} = \frac{qN_A W_{2p}^2}{2\epsilon_2 \epsilon_0}, \quad (2.68)$$

$$W_{1n} = \sqrt{\frac{2\epsilon_1 \epsilon_2 \epsilon_0 (\Delta\phi_0 - V)}{qN_D^2 \left(\frac{\epsilon_1}{N_A} + \frac{\epsilon_2}{N_D} \right)}}; \quad W_{2p} = \sqrt{\frac{2\epsilon_1 \epsilon_2 \epsilon_0 (\Delta\phi_0 - V)}{qN_A^2 \left(\frac{\epsilon_1}{N_A} + \frac{\epsilon_2}{N_D} \right)}}. \quad (2.69)$$

Полная ширина области пространственного заряда гетероперехода W , равная $W = W_{1n} + W_{2p}$, будет описываться следующим уравнением:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_1\varepsilon_2\varepsilon_0(\Delta\varphi_0 - V)}{q} \left(\frac{1}{N_A\varepsilon_1} + \frac{1}{N_D\varepsilon_2} \right)}. \quad (2.70)$$

Высота потенциального барьера в гетеропереходе $\Delta\varphi_0$ будет определяться суммой потенциалов для каждой из областей гетероперехода:

$$\Delta\varphi_0 = V_{1n} + V_{2p}. \quad (2.71)$$

Функциональная зависимость электрического поля и потенциала в области пространственного заряда гетероперехода от координаты будет соответственно линейной и квадратичной, как и в случае p - n перехода. Скачок электрического поля в гетеропереходе на металлургической границе обусловлен различными значениями диэлектрических постоянных ε_1 и ε_2 . В этом случае, согласно теореме Гаусса,

$$\varepsilon_1 E_{1\max} = \varepsilon_2 E_{2\max}. \quad (2.72)$$

На рисунке 2.22 показаны распределения электрического поля и потенциала в области пространственного заряда гетероперехода.

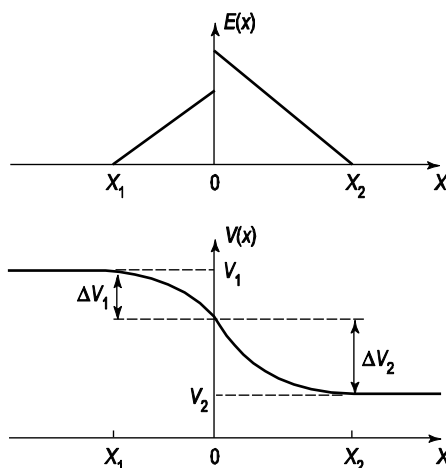


Рис. 2.22.- Распределение электрического поля и потенциала в области пространственного заряда гетероперехода $n\text{Ge} - p\text{GaAs}$

Рассмотрим зонную диаграмму гетероперехода при приложении внешнего напряжения V . Как и в случае p - n перехода, знак напряжения будет

определяться знаком приложенного напряжения на p -область гетероперехода. На рисунке 2.23 приведены зонные диаграммы при положительном и отрицательном напряжениях на гетеропереходе $n\text{Ge} - p\text{GaAs}$. Пунктиром на этих же зонных диаграммах изображены энергетические уровни в равновесных условиях $V = 0$.

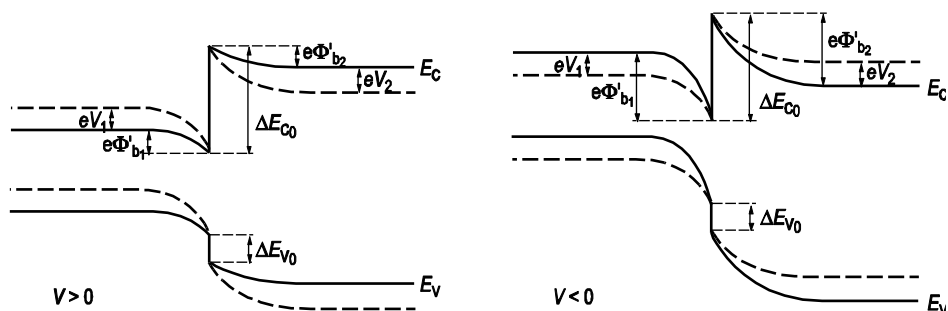


Рис. 2.23. - Зонные диаграммы гетероперехода $n\text{Ge} - p\text{GaAs}$ при положительном $V > 0$ и отрицательном $V < 0$ напряжениях. Пунктиром изображены энергетические уровни в равновесных условиях $V = 0$

Расчет вольт-амперных характеристик гетероперехода проводится исходя из баланса токов термоэлектронной эмиссии. Это рассмотрение было подробно проведено в разделе “Вольт-амперные характеристики для барьеров Шоттки”. Используя тот же самый подход, для вольт-амперной характеристики гетероперехода получаем следующую зависимость:

$$J = J_s (e^{\beta V} - 1). \quad (2.73)$$

Для различных типов гетеропереходов экспоненциальная зависимость тока от напряжения в виде (2.73) сохраняется, выражение для тока J_s модифицируется.

Для гетеропереходов типа $p\text{Ge} - n\text{GaAs}$ легко реализовать одностороннюю инжекцию, даже в случае одинакового уровня легирования в эмиттере $p\text{Ge}$ и базе $n\text{GaAs}$ гетероперехода. Действительно, при прямом смещении отношение дырочной J_p и электронной J_n компонент инжекционного тока будет определяться отношением концентрации неосновных носителей:

$$\frac{J_p}{J_n} = \frac{\frac{qL_p p_n}{\tau_p}}{\frac{qL_n n_p}{\tau_n}} \approx \frac{p_n}{n_p} = \frac{n_{i2}^2}{N_D} \bigg/ \frac{n_{i1}^2}{N_A} = \frac{n_{i2}^2}{n_{i1}^2}. \quad (2.74)$$

Поскольку арсенид галлия – более широкозонный полупроводник, чем германий, то собственная концентрация в арсениде галлия (n_{i2}) будет много меньше, чем в германии (n_{i1}), следовательно, дырочная компонента J_p инжекционного тока будет много меньше, чем электронная компонента J_n . Весь инжекционный ток в гетеропереходе pGe – nGaAs будет определяться электронной компонентой.

На зонной диаграмме гетеропереходов видно, что в области “пичка” для электронов или дырок реализуется потенциальная яма. Расчеты электрического поля в этой области показывают, что его значение достигает величины $E \sim 10^6$ В/см. В этом случае электронный газ локализован в узкой пространственной области вблизи металлургической границы гетероперехода. Для описания такого состояния используют представление о двумерном электронном газе [21, 2, 20]. Решение уравнения Шредингера свидетельствует о наличии энергетических уровней, существенно отстоящих друг от друга (рис. 2.24).

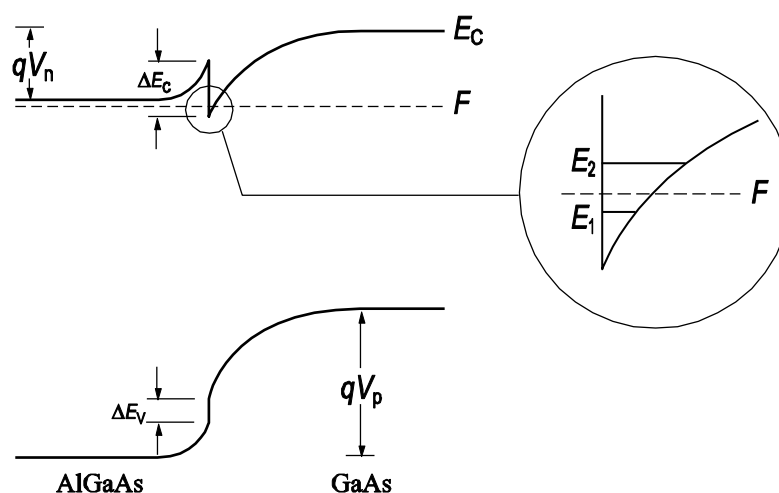


Рис. 2.24. -Зонная диаграмма гетероперехода, иллюстрирующая двумерное квантование

Физические свойства двумерного электронного газа существенно отличаются от свойств трехмерного электронного газа. Для двумерного электронного газа меняется плотность квантовых состояний в разрешенных зонах, спектр акустических и оптических фононов, а следовательно кинетические явления в двумерных системах (подвижность носителей, магнетосопротивление и эффект Холла). Экспериментальные исследования двумерного квантования вблизи металлургической границы гетероперехода позволили изучить и объяснить эти явления.

Вопросы для контроля изучаемого материала:

1. Что называется гетеропереходом и чем он отличается от р–n перехода в одном материале?
2. Как классифицируются гетеропереходы по типу выравнивания зон?
3. Объясните физический смысл разрывов зон
4. Что представляет собой зонная диаграмма гетероперехода типа I и типа II?
5. Как осуществляется перенос носителей через границу двух полупроводников?
6. Какие методы применяются для получения гетероструктур?
7. В каких приборах используются гетеропереходы и почему?
8. Какие современные материалы используются в наноразмерных гетероструктурах?

Список литературных источников:

1. Соколов В. И. Физика и технология полупроводников. — М.: МИФИ, 2018.
2. Трифонов Е. Н. Электронные процессы в твёрдых телах. — М.: Наука, 2015.
3. Sze, S. M., Ng, K. K. Physics of Semiconductor Devices. — Wiley, 2007
4. Yu, P. Y., Cardona, M. Fundamentals of Semiconductors: Physics and Materials Properties. — Springer, 2019.
5. Bhattacharya, P. Semiconductor Optoelectronic Devices. — Prentice Hall, 1997.
6. Kittel, C. Introduction to Solid State Physics. — Wiley, 2018.
7. Esaki, L. Long journey into tunneling. — Rev. Mod. Phys., 46, 1974..