УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

Л.В. Григорьев

КРЕМНИЕВАЯ ФОТОНИКА

Курс лекций (часть 1)



Санкт-Петербург 2016 МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

Л.В. Григорьев КРЕМНИЕВАЯ ФОТОНИКА

Курс лекций (часть 1)

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

Санкт-Петербург 2016 **Л.В. Григорьев** Кремниевая фотоника. Курс лекций (часть1). – СПб: Университет ИТМО, 2016. – 94 с.

Изложены физические основы оптических и электрофизических процессов, происходящих в интегрально-оптических элементах кремниевой фотоники.

Рекомендовано в качестве учебно-методического пособия для магистров высших учебных заверений, обучающихся по направлению подготовки 12.04.03 «Фотоника и оптоинформатика».

Рекомендовано к печати Ученым советом факультета Фотоники и оптоинформатики 20. 06. 2014 протокол №3.

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

Университет ИТМО – ведущий вуз России в области информационных и фотонных технологий, один из немногих российских вузов, получивших в 2009 году статус национального исследовательского университета. С 2013 года Университет ИТМО – участник программы повышения конкурентоспособности российских университетов среди ведущих мировых научнообразовательных центров, известной как проект «5 в 100». Цель Университета ИТМО – становление исследовательского университета мирового уровня, предпринимательского по типу, ориентированного на интернационализацию всех направлений деятельности.

> © Университет ИТМО, 2016 © Л. В. Григорьев, 2016

введение

Настоящее пособие открывает цикл лекций по курсу «Кремниевая фотоника». Данное пособие содержит описание девяти лекций по курсу «Кремниевая фотоника». Лекции, представленные в пособии, относятся к разделу курса «Физические основы кремниевой фотоники». Курс посвящен рассмотрению оптических и фотоэлектрических процессов, происходящих в кремниевых планарных интегрально-оптических структурах.

Целью настоящего лекционного курса является:

- обучить студентов физическим основам оптических, фотоэлектрическим и электрофизических процессов, проходящих в планарных интегральнооптических структурах кремниевой фотоники.

Каждая лекция содержит набор необходимых теоретических сведений, контрольные вопросы для самопроверки и список используемой и дополнительной литературы.

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ КРЕМНИЕВОЙ ФОТОНИКИ

Лекция №1 ЗОННАЯ СТРУКТУРА КРЕМНИЯ И ГЕРМАНИЯ

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Рассмотрение зонной структуры кремния и германия – основных полупроводниковых материалов для создания интегрально-оптических элементов по планарной кремниевой технологии.

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

Монокристаллические кремний и германий, различного кристаллографического направления. Примесные кремний и германий.

ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ В РАБОТЕ

1. Ознакомление с зонной структурой полупроводников кремний и германий;

2. Введение понятия эффективной массы носителей заряда;

3. Рассмотрение элементарной теории примесных состояний в полупроводниках.

Зонная структура кремния и германия

Рассмотрим зонную структуру кремния и германия. Кремний и германий имеют кристаллическую структуру типа алмаза, представляющую собой две гранецентрированные кубические решетки, сдвинутые друг относительно друга на ¹/₄ пространственной диагонали. Элементарная ячейка содержит два атома. Для элементарной ячейки первая зона Бриллюэна имеет форму четырнадцатигранника, где значения составляющих волнового вектора k_x , k_y , и k_z даны в единицах $2\pi/a$ (а – ребро куба решетки)



Рис. 1 Первая зона Бриллюэна полупроводника типа алмаза [1]

Расчет зонной структуры германия и кремния в пространстве волновых векторов к для произвольно выбранного вектора к требует решения уравнения 146-й степени. В этой связи энергия вычисляется лишь для некоторых симметрично расположенных точек зоны Бриллюэна, хотя при этом приходится численно решать уравнения 16-й степени. Данные для промежуточных точек в зоне Бриллюэна рассчитываются с помощью интерполирования, теоретические расчеты уточняются сравнениями с данными экспериментов по циклотронному резонансу.

У атома кремния имеется 14 электронов, атом германия имеет 32 электрона, распределение по состояниям можно представить следующим образом:

 $Si^{(14)}(Is^22s^22p^63s^23p^2); Ge^{(32)}(Is^22s^22p^63d^{10}4s^24p^2).$

У этих полупроводников последняя оболочка не заполнена, в ней в рсостоянии имеется два электрона с параллельными спинами. Поскольку зона проводимости и валентная зона кремния и германия включают р-состояния, для которого в кристалле вырождение снимается, то каждая из них представляет собой наложение трех различных зон. На Рис. 2 эти зоны представлены тремя ветвями E(k).



Энергетическая зонная структура германия и кремния [1]

Зависимость энергии от волнового вектора E(k) неодинакова для различных кристаллографических направлений. Одна из ветвей E(k) зоны проводимости как германия, так и кремния лежит значительно ниже других. Положение абсолютного минимума энергии определяет дно зоны проводимости. Минимумы энергии называют так же долинами. Абсолютный минимум зоны проводимости у кремния лежит в направлении осей [100] недалеко от границы зоны Бриллюэна. В этой связи у кремния имеется шесть эквивалентных минимумов энергии. У кремния на первую зону Бриллюэна приходится шесть эллипсоидальных поверхностей постоянной энергии вытянутых вдоль осей [100] Рис. 3.



Рис. 3 Формы поверхностей постоянной энергии в зонах проводимости германия и кремния [1]

Центры эллипсоидов расположены на расстоянии ³/₄ от центра зоны Бриллюэна.

Абсолютный минимум зоны проводимости у германия расположен в направлении осей [111], поэтому имеется восемь эквивалентный минимумов энергии. Зависимость энергии электрона от волнового вектора вблизи абсолютных минимумов зоны проводимости в германии и в кремнии выражаются следующей формулой:

$$E(k) = E(k_0) + \frac{h_2[(k_z - k_{0x})^2 + (k_g - k_{0y})^2]}{2m_1} + \frac{h_2(k_z - k_{0z})^2}{2m_2}$$
(1)

Значения компонент тензора эффективной массы электрона составляют у кремния: $m_1 = m_2 = 0.19m_0$; $m_3 = 0.19m_0$. Для германия компоненты тензора эффективной массы электрона составляют следующие величины: $m_1 = m_2 = 0.082m_0$; $m_3 = 0.6m_0$. Отношения m_3/m_1 характеризует анизотропию свойств изоэнергетических поверхностей. Для кремния это отношение составляет 5.16, для германия оно равно 19.3.

Минимальное расстояние между дном зоны проводимости и потолком валентной зоны называется шириной запрещенной зоны. У кремния и германия экстремумы энергии электронов и дырок лежат в различных точках зоны Бриллюэна. При нормальных условиях ширина запрещенной зоны кремния составляет 1.12 эВ, германия – 0.67 эВ.

В приближении сильной связи валентная зона германия и кремния образуется из атомных р-орбиталей. Таким образом, валентная зона состоит из трех зон, которые условно обозначают как: $P_{(3/2)}^{(3/2)}$, $P_{(1/2)}^{(1/2)}$ - зоны. Для

всех трех подзон максимум энергии находится в центре зоны Бриллюэна k=0. При этом обе подзоны $P_{(3/2)}$ вырождены при k=0. Для подзоны $P_{(1/2)}$ вырождение частично снижается за счет спин-орбитального взаимодействия.

У обеих подзон $P_{(3/2)}$ при $k \neq 0$ вырождение снимается и расчет зависимости энергии от E(k) может быть определен с помощью выражения:

$$E_{1,2}(k) = E(0) - \frac{h^2}{2m_0} [Ak^2 \pm \sqrt{B^2k^4 + C^2(k_x^2k_y^2 + k_y^2k_z^2 + k_z^2k_x^2)}], \qquad (2)$$

где *А*, *В и С* – безразмерные константы, которые для кремния равны 4.1; 1.6 и 3.3. Для германия *A*=13, *B*=8.9 и *C*=10.3.

Выражение (2) описывает поверхности равной энергии в пространстве волнового вектора *k*. Для германия и кремния поверхности равной энергии представляют собой гофрированные поверхности Рис. 4.



Рис. 4 Поверхность постоянной энергии тяжелых дырок в кремнии [1]

Для упрощения гофрированную поверхность в *k*-пространстве заменяют сферической поверхностью Рис. 5.



Рис. 5 Изоэнергетические поверхности в валентных зонах германия и кремния [1].

Зависимость
$$E_{1,2} = E(0) - \frac{h^2 k^2}{2m_0} \left[A \pm \sqrt{B^2 + \frac{1}{5}C^2} \right]$$
 (3)

В этом случае необходимо ввести эффективную массу, которая определяется следующей формулой:

$$m_p^* = \frac{m_0}{A \pm \sqrt{B^2 + \frac{1}{5}C^2}}$$
(4)

В кремнии существуют два вида дырок: тяжелые и легкие. Эффективная масса тяжелых дырок выражена следующим выражением:

$$m_p^* = \frac{m_0}{A - \sqrt{B^2 + \frac{1}{5}C^2}}$$
(5)

Эффективная масса легких дырок описывается следующим образом:

$$m_p^* = \frac{m_0}{A + \sqrt{B^2 + \frac{1}{5}C^2}}$$
(6)

Подзоной тяжелых дырок является широкая зона, где сохраняется малое значение $\frac{\partial^2 E}{\partial k^2}$. Подзоной легких дырок будет узкая зона, где сохраняется большее значение $\frac{\partial^2 E}{\partial k^2}$.

Согласно экспериментальных данных циклотронного резонанса, значения эффективных масс тяжелых и легких дырок для кремния составляют:

$$m_{pT}^* = 0.50 m_0; \quad m_{pT}^* = 0.16 m_0.$$

Для германия значения эффективных масс тяжелых и легких дырок составляют:

$$m_{nT}^* = 0.34 m_0; \quad m_{nT}^* = 0.04 m_0.$$

Зависимость E(k) для третьей ветви валентной зоны имеет вид:

$$E_3(k) = E(0) - 0.35 - \frac{h^2 k^2}{2m_0} A \tag{7}$$

Поверхности равной энергии третьей валентной зоны, согласно выражению (7) представляют собой сферы. В этой связи эффективная масса третьего типа дырок является скалярной величиной и равна $\frac{m_0}{A}$.

Применение метода эффективной массы к рассмотрению элементарной теории примесных состояний в полупроводниках

При легировании полупроводника донорными или акцепторными примесями, в нем появляются локальные состояния, характеризующиеся примесными уровнями. Для решения задач, определения спектра энергии электрона в кристалле при наличии внешних полей вместо уравнения Шредингера, содержащего периодический потенциал поля решетки V(r) и периодический потенциал внешнего возмущения U(r), решают уравнение Шредингера, содержащее только периодический потенциал U(r), обусловленный внешним возмущением легирующей примеси. Подобный метод решения получил название метода эффективной массы. Большое достоинство этого метода состоит в том, что значение компонентов тензора эффективной массы вблизи экстремальной точки можно определить из опытов, например, по циклотронному резонансу. Ограничение метода эффективной массы, заключающееся в том, что он справедлив лишь для электронов, локализованных вблизи экстремума энергии, не накладывает серьезных ограничений, так как концентрация электронов или дырок в невырожденных полупроводниках много меньше числа состояний в зоне. Таким образом, электроны или дырки располагаются в разрешенных зонах в состояниях с минимальной энергией.

Рассмотрим случай наличия в решетке кремния простейших дефектов виде примесных атомов V или III группы таблицы Менделеева. Пусть один из узлов в кристалле кремния замещен атомом мышьяка, имеющим пять валентных электронов. Четыре валентных электрона будут участвовать в образовании ковалентной связи с ближайшими соседними атомами кремния. Пятый электрон, не принимая участия в образовании парной электронной связи, будет взаимодействовать с большим числом атомов кремния, что приводит к слабой связи с ионом мышьяка. Пятый электрон мышьяка находится не только в кулоновском поле иона мышьяка, но и в периодическом поле кристаллической решетки кремния. Поэтому при описании его движения необходимо использовать не действительную массу электрона, а его эффективную массу m^* .

Взаимодействие между электроном и положительным ионом мышьяка с зарядом Ze происходит в твердом теле, имеющим диэлектрическую проницаемость ε . Выражение для потенциальной энергии электрона примеси U(r) имеет вид:

$$U(r) = -\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r} \tag{8}$$

Соотношение (8) справедливо в том случае, если орбита электрона примеси охватывает несколько узлов кристаллической решетки.

Уравнение Шредингера для электрона, не участвующего в образовании ковалентных связей с кремнием, имеет вид:

$$\left(-\frac{h^2}{2m^*}\Delta - \frac{ze^2}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r}\right)\Psi_a = E_n\Psi_a \qquad (9)$$

Решение этого уравнения позволяет получить выражение для собственных значений энергии электрона донорной примеси:

$$E_{n} = E_{c} - \frac{m^{*}Z^{2}e^{4}}{8h^{2}\varepsilon^{2}\varepsilon_{0}^{2}}\frac{1}{n^{2}}$$
(10)

В (10) энергия электрона отсчитывается от дна зоны проводимости, а n – квантовое число, определяющее различные уровни возбуждения донорной примеси. Если подставить численные значения заряда электрона, массы электрона, постоянной Планка и диэлектрической постоянной, а так же выразить энергию электрона в эВ, то получим следующее выражение:

$$E_{n} = E_{c} - \frac{m^{0} Z^{2} e^{4}}{8h^{2} e_{0}^{2}} \left(\frac{m^{*}}{m_{0}}\right) \frac{1}{\varepsilon^{2} n^{2}}$$
(11)

$$E_{n} = E_{c} - \frac{13.52Z^{2}}{\varepsilon^{2}} \left(\frac{m^{*}}{m_{0}}\right) \frac{1}{n^{2}} = E_{c} - \frac{E_{d}}{n^{2}}$$
(12)

Таким образом, из (12) следует, что уровень энергии донорной примеси, соответствующей основному состоянию, лежит в запрещенной зоне полупроводника ниже дна зоны проводимости на величину E_d . Энергия ионизации донорной примеси в ε^2 раз меньше энергии ионизации атома водорода.

Расчет радиуса орбиты электрона примеси на основе водородоподобной модели дает следующую формулу:

$$a = \frac{\varepsilon_0 a^2}{\pi \varepsilon^2 m^*} \varepsilon n^2 = a_0 \left(\frac{m_0}{m^*}\right) \varepsilon n^2, \qquad (13)$$

где $a_0 = 0.53$ нм – радиус первой боровской орбиты атома водорода. Радиус первой орбиты электрона донорной примеси в германии составляет 3.4 нм. Постоянная решетки германия равна 0.562 нм. Таким образом, орбита электрона охватывает приблизительно 200 узлов решетки. Это позволяет рассматривать движение электрона примеси в среде с постоянной диэлектрической проницаемостью.

Рассмотрим случай акцепторной примеси. Пусть один из узлов решетки кремния замещен атомом бора. Атом бора – это элемент третьей группы периодической системы Менделеева. У атома бора не хватает одного электрона для заполнения ковалентной связи с атомом кремния, расположенного радом с акцепторной примесью. Незавершенная связь, назовем ее «дырка», ведет себя как квазичастица с положительным зарядом. Проведя вычисления, аналогичные приведенным нами ранее для донорной примеси, получим выражения для собственных значений энергии акцепторной примеси:

$$E_{p} = E_{v} + \frac{m^{*}e^{4}Z^{2}}{8k^{2}\varepsilon^{2}\varepsilon_{0}^{2}n^{2}} = E_{v} + \frac{E_{a}}{n^{2}}, \qquad (14)$$
$$E_{a} = \frac{13.52Z^{2}}{\varepsilon^{2}} \left(\frac{m_{0}}{m^{*}}\right)$$

где

Таким образом, энергетическое положение уровня акцепторной примеси находится в запрещенной зоне полупроводника выше потолка валентной зоны. Мелкие уровни донорной и акцепторной примесей, которые образуют атомы элементов V и III групп в кремнии и германии, достаточно хорошо описываются водородоподобной моделью Рис. 6. Энергия ионизации этих примесей прямо пропорциональна эффективной массе носителей заряда и обратно пропорциональна ε^2 .

Элементы I, II. IV и VIII групп, введенные в кремний в качестве легирующих примесей, образуют «глубокие» уровни энергии (ловушки). Эти элементы могут входить в решетку кремния в виде атома донора или акцептора, в виде однократно заряженного иона или в виде двукратно заряженного иона.



Измерение энергии ионизации различных примесей в германии и кремнии [1]

Рис. 6.

контрольные вопросы:

- 1. Какой тип кристаллической структуры имеет кремний и германий?
- 2.Нарисуйте в пространстве квазиимпульсов зонную структуру германия и кремния. Где расположены экстремумы энергии для электронов и дырок?
- 3. Какую форму имеют поверхности постоянной энергии в зонах проводимости кремния и германия?
- 4.Какими соотношениями можно описать эффективную массу тяжелых и легких дырок в кремнии?
- 5. На каких упрощениях для расчетов основан метод эффективной массы ?
- 6. На основе водородоподобной модели примесного атома выведите соотношение для расчета энергии активации и радиуса орбиты примесного атома.

СПИСОК ОСНОВНОЙ И ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ЛИТЕРАТУРЫ ПО ТЕМЕ ЛЕКЦИИ:

1. К.В. Шалимова, М., Энергия, 1978

- В.Л.Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников, М., Мир, 1977. Л.С. Стильбанс, М., Советское Радио, 1967. 2. 3.

Лекция № 2 ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Изучение процессов поглощения света в полупроводниках.

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

Монокристаллические кремний и германий, эпитаксиальные слои кремния и германия.

ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ В РАБОТЕ

- 1. Изучение законов поглощения света в полупроводниках;
- 2. Описание спектров поглощения и отражения в полупроводниках;
- 3. Поглощение света в собственных полупроводниках.
- 4. Поглощение света в примесных полупроводниках.
- 5. Влияние внешних физических полей на спектры поглощения в полупроводниках.

Поглощение света полупроводниками Спектры отражения и поглощения

Пусть на поверхность полупроводника падает пучок монохроматического излучения (Рис. 7). Тогда вследствие отражения от поверхности полупроводника и поглощения в объеме полупроводника интенсивность прошедшего через слой полупроводника светы будет уменьшаться. Обозначим через *R* коэффициент отражения света, который численно равен:

$$R = \frac{I_{ompaxe.}}{I_{nadawayero}} = \frac{I_R}{I_0}$$
(15)

Зависимость коэффициента отражения от энергии падающего света $R(\pi v)$ или длины волны $R(\lambda)$ называется спектром отражения.



Распределение энергий при многократном внутреннем отражении.

Пусть интенсивность падающего света равна I_0 , толщина слоя полупроводника равна d. Тогда, с учетом отражения от первой поверхности полупроводника. Внутрь полупроводника пройдет интенсивность излучения,

равная $I_I = (1-R)I_0$. Из-за поглощения света в слое полупроводника толщиной dx интенсивность света уменьшается на величину dI. Таким образом, количество поглощенной энергии dI пропорционально количеству падающего на полупроводник света интенсивностью I и толщиной слоя полупроводника dx:

$-dI = \alpha I \cdot dx \tag{16}$

Коэффициент пропорциональности *α*, выражающий собой количество поглощенной энергии из пучка единичной интенсивности в слое единичной длины, носит название коэффициента поглощения *α*.

Интенсивность света, вышедшего из образца, будет равняться $(1-R)(1-R)I_0e^{-\alpha d} = (1-R)^2I_0e^{-\alpha d}$.

Введем определение коэффициента пропускания T: коэффициент пропускания T выражает отношение интенсивности света, прошедшего через образец I_{npoul} ,

$$I_{npow} = \frac{(1 - R)^2 e^{-\alpha d}}{1 - R^2 e^{-2\alpha d}} I_0 \qquad , \qquad (17)$$

толщиной d, к интенсивности падающего света I_0 :

$$T = \frac{(1 - R)^2 e^{-\alpha d}}{1 - R^2 e^{-2\alpha d}}$$
(18)

В частном случае, когда значение α велико, то есть свет распространяется в среде с сильным поглощением, то членом выражения $exp(-2\alpha d)$ в знаменателе можно пренебречь.

В случае сильного поглощения интенсивность *I_{прош}* может быть представлена в виде выражения:

$$I_{npow} = (1-R)^2 I^{-\alpha d} \tag{19}$$

Величина α называется коэффициентом поглощения и является характеристикой данного вещества. В свою очередь, зависимость коэффициента поглощения от энергии падающего света $\alpha(hv)$ или от длины волны падающего света $\alpha(\lambda)$ называется спектром поглощения вещества.

Введем связь между коэффициентом поглощения вещества и эффективным сечением поглощения фотона δ . Пусть вероятность поглощения одного фотона в единицу времени на одном поглощающем центре (ловушке) будет обозначена через δ . Средняя длина свободного пробега фотона в поглощающей среде l_{ϕ} может быть представлена в виде:

$$l_{\phi} = \frac{1}{\delta N}, \qquad (20)$$

где *N* – число центров поглощения. Коэффициент поглощения α может быть представлен в виде:

$$\alpha = \frac{1}{l_{\phi}} = \delta_i N_i \tag{21}$$

Рассмотрим случай, когда в среде имеются ловушки различной природы. Пусть каждый центр поглощения N_i характеризуется своим значением эффективного сечения δ_i . Тогда:

$$\alpha_i(hv) = \frac{1}{l_{\phi}} = \delta_i N_i \tag{22}$$

В этом случае полный коэффициент поглощения вещества *α* будет равен сумме вкладов от всех ловушек:

$$\sum_{i=1}^{N} \delta_i N_i = \sum_{i=1}^{n} \alpha_i = \alpha$$
(23)

Полный коэффициент поглощения вещества α будет равен сумме парциальных коэффициентов поглощения, создаваемого каждым сортом ловушек. При взаимодействии электромагнитного излучения с электронами среды должны выполняться два закона: закон сохранения энергии и закон сохранения квазиимпульса.

Пусть до взаимодействия с излучением электрон имеет энергию E и квазиимпульс \vec{P} , а энергия фотона составляет $hv=h\omega$ и импульс $h\vec{\eta}$. Тогда после взаимодействия фотона и электрона будет иметь место следующее соотношение:

$$\begin{cases} E' = E + h\omega \\ \vec{P} = \vec{P} + \vec{\eta} \end{cases}$$
(24)

где $E'u \vec{P}$ - энергия и квазиимпульс после взаимодействия. В общем случае поглощение электромагнитной энергии в среде можно разделить на пять компонент, или различных самостоятельных типов поглощения: собственное поглощение, экситонное поглощение, поглощение на свободных носителях заряда, примесное поглощение и решеточное поглощение.

Собственное поглощение. Собственное поглощение при непрямых переходах

Так как мы рассматриваем полупроводниковые гомогенные и гетерогенные системы, содержащие кремний, а сам кремний является непрямозонным полупроводником, то уместно рассмотреть случай собственного поглощения при непрямых переходах (Рис. 8 и Рис. 9).



Закон сохранения квазиимпульса при непрямых переходах

Закон сохранения квазиимпульса при непрямых переходах обеспечивается взаимодействием с фотоном как показано на Рис. 8 и Рис. 9, таким образом, непрямые (или не вертикальные) переходы осуществляются с испусканием или с поглощением фотонов. Эти переходы определяют поглощение, расположенное с длинноволновой стороны у границы собственного поглощения, обусловленного прямыми переходами.

В случае непрямых переходов в полупроводнике с непрямыми долинами возможны переходы из любого занятого состояния валентной зоны в любое свободное состояние зоны проводимости. Положим, что непрямой переход между непрямыми длинами происходит из начального состояния $ck_1=0$ в конечное состояние $ck_2=k_{min}$ (переход 2' на Рис. 10)



Рис. 10

Непрямые переходы в полупроводнике с непрямыми долинами [1]

Для такого перехода, идущего с испусканием или с поглощением фона, возможны два пути. Электрон, находящийся вблизи потолка валентной зоны с $k_1=0$, возбуждаясь светом, переходит в зону проводимости, занимая там состояние с тем же волновым вектором (переход 1). В валентной зоне в результате такого перехода остается дырка с $k_1=0$. Однако, электрон проводимости с $k_1=0$ обладает большей энергией, чем та, которая соответствует дну зоны проводимости. Поэтому через малый промежуток времени электрон совершит переход на состояние с минимумом энергии (переход 2) и значением волнового вектора $k_2=k_{min}$, поглощая или испуская при этом фотон.

Есть еще один вариант перехода электрона. Поглощая квант света, электрон из глубоко лежащего состояния в валентной зоне вертикально переходит в состояние зоны проводимости с минимальным волновым вектором $k_2 = k_{min}$ (переход 3). В этом случае в валентной зоне остается глубоко лежащая дырка, которая может совершить переход в состояние $k_1=0$ вблизи потолка валентной зоны, испуская или поглощая при этом фонон (переход 4).

Проведем расчет коэффициента поглощения при случае переходов, описанных в первом варианте. Пусть электрон вначале совершает переход 1, а затем совершает переход 2. Пусть начальная энергия в валентной зоне равна E, а энергия электронов в конечном состоянии в зоне проводимости равна E'. Энергию фонона, принимающего участие в оптических переходах, обозначим через E_p . Начало отсчета энергии будем производить от дна валентной зоны. Тогда энергия кванта светы, необходимая электрону для совершения непрямого перехода будет определяться равенством:

$$hv_{\alpha} = E' - E - E_p \tag{25}$$

для случая испускания фонона:

$$hv_{\alpha} = E' - E + E_p \tag{26}$$

Плотность начальных состояний при значении энергии е будет равна:

$$N(E) = \frac{(2m_p^*)^{\frac{1}{2}}}{2\pi^2 h^3} |E|^{\frac{1}{2}}$$
(27)

Плотность состояний в зоне проводимости при значении энергии Е' будет равна:

$$N(E) = \frac{(2m_n^*)^{\frac{3}{2}}}{2\pi^2 h^3} (h\nu - E_g \pm E_p + E)^{\frac{1}{2}}$$
(28)

Коэффициент поглощения а пропорционален интегралу по всем возможным парам состояний, разделенных энергией $hv\pm E_p$ от произведения плотностей начальных N(E) и конечных N(E') состояний, а также вероятности взаимодействия с фононами P, которая есть функция числа фононов с энергией E_p . Так как неравновесная функция распределения фононов мало отличается от равновесной ($N_p \approx < n >$), то можно считать, что число фононов определяется формулой:

$$N_{p} = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_{p}}{kT} - 1\right)}$$
(29)

Таким образом, спектральная зависимость коэффициента поглощения будет выглядеть следующим образом:

$$\alpha(h\nu) = A \cdot N_p \int_{0}^{-(h\nu - E_g \pm E_p)} |E|^{\frac{1}{2}} (h\nu - E_g \pm E_p + E)^{\frac{1}{2}} dE$$
(30)

$$\alpha(hv) = A N_p (hv - E_g \pm E_p)^2$$
(31)

в этой связи, коэффициент поглощения для случая непрямых переходов с поглощением фонона имеет вид:

$$\alpha_a(hv) = \frac{A(hv - E_g + E_p)^2}{\exp\left(\frac{E_p}{kT} - 1\right)}$$
для hv>Eg-E_p (32)

Так как вероятность испускания фонона пропорциональна N_p+1 , то коэффициент поглощения с испусканием фонона равен:

$$\alpha_{e}(hv) = \frac{A(hv - E_{g} - E_{p})^{2}}{1 - \exp\left(\frac{-E_{p}}{kT}\right)}$$
Для $hv > Eg + E_{p}$ (33)

17

В этой связи, в случае, когда $hv > Eg + E_p$, возможно поглощение света как с поглощением, так и с испусканием фононов. Поэтому коэффициент поглощения при непрямых межзонных переходах будет иметь вид суммы: $\alpha(hv) = \alpha_a(hv) + \alpha_e(hv)$ $\partial \pi hv > Eg + E_p$ (34)

$$\alpha(h\nu) = A \left[\frac{(h\nu - E_g + E_p)^2}{e^{\frac{E_p}{kT}} - 1} + \frac{(h\nu - E_g - E_p)^2}{1 - \frac{1}{e^{\frac{E_p}{kT}}}} \right]$$

Собственное поглощение сильно легированного полупроводника



Рис. 11 Зависимость энергии от квазиимпульса в сильно легированном InSb

В интегрально-оптических структурах кремниевой фотоники часто используется антимонид индия для создания приборов, работающих на основе фотогальваномагнитного эффекта. Для понимания процессов поглощения света в этом случае необходимо рассмотреть использование структур, содержащих сильно легированные слои антимонида индия. Итак, не нарушая общности вначале рассмотрим случай поглощения света полупроводником InSb, который был предварительно сильно легирован и у которого плотность состояний в зоне проводимости не слишком высока. Вследствие этого, при увеличении концентрации электронов быстро наступит вырождение электронного газа и уровень Ферми F_n поднимется выше дна уровня зоны проводимости на величину $\xi = F_n - E_e$. Поскольку состояния, расположенные ниже уровня Ферми уже заполнены, то поглощение, связанное с переходами на эти уровни уже невозможно. В этом случае величина hv_{min} будет больше ширины запрещенной зоны, а край поглощения сместится в область больших энергий на величину $\xi = F_n - E_e$, то есть в более коротковолновую область (Рис. 11).

В сильно легированных полупроводниках с непрямыми долинами также возможно смещение края поглощения, связанное с заполнениями зон. В этом случае сохранение квазиимпульса электрона при непрямых переходах обеспечивается за счет электрон-электронного взаимодействия или за счет рассеяния на примеси. При этом вероятность рассеяния пропорциональна числу ловушек N и, поскольку участия фононов не требуется, то:

$$A = A N(hv - E_g - \zeta_n)^2 \tag{35}$$

Влияние внешних воздействий (приложения внешних физических полей) на поглощение полупроводников

Влияние температуры

У полупроводника с повышением температуры происходит уширение кристаллической решетки и усиление колебаний атомов решетки относительно положения равновесия. У кремния и германия увеличение постоянной решетки ведет к уменьшению значения ширины запрещенной зоны (E_g). Таким образом, с ростом температуры наблюдается смещение полосы фундаментального поглощения в сторону более длинных волн [1]:

$$\alpha_{Si} = 4.021 \cdot 10^{-4}; \beta_{Si} = 1108; T_{\text{Дебая}(Si)} = 730K$$

$$\alpha_{Ge} = 4.561 \cdot 10^{-4}; \beta_{Ge} = 210; T_{\text{Дебая}(Ge)} = 430K$$

(36)

Температурная зависимость ширины запрещенной зоны полупроводника описывается вдали от температуры Дебая следующим эмпирическим соотношением [1]:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta}$$
(37)

При температурах много больших температуры Дебая, зависимость ширины запрещенной зоны от температуры становится линейной:

 $E_g(T) = E_g(0) \cdot \alpha T \tag{38}$

Влияние давления

При сжатии кристалла полупроводника расстояние между его атомами уменьшается. Это приводит к увеличению ширины запрещенной зоны полупроводника. Это, в свою очередь, приводит к смещению края собственного поглощения в сторону более коротких длин волн.

Одностороннее растяжение или сжатие кремния вдоль оси [100] уменьшает ширину запрещенной зоны или, соответственно, увеличивает ширину запрещенной зоны полупроводника. Но, из-за одновременного растяжения в поперечном направлении минимумы зоны проводимости, находящиеся в плоскости, перпендикулярной направлению сжатия, смещаются в область больших энергий (Рис. 12).



Рис.12

Продольные и поперечные смещения долин зоны проводимости в кремнии под действием одноосного сжатия вдоль направления (100)[1]

Влияние сильного электрического поля

Приложение электрического поля вызываем наклон энергетических зон в полупроводнике. В этом случае электрон, находящийся в валентной зоне, может туннелировать через треугольный барьер (Рис. 13).



Рис. 13 Туннелирование электрона в сильных электрических полях [1]

Высота барьера равна E_g , а его толщина d характеризуется величиной:

$$d = \frac{E_g}{e \cdot \varepsilon}, \qquad (39)$$

где: *с* – напряжение приложенного поля.

Таким образом, с увеличением электрического поля толщина барьера уменьшается, и, следовательно, увеличивается вероятность туннелирования электрона. Если в присутствии электрического поля осветить образец светом с энергией фотонов, равной hu, то толщина барьера уменьшится до величины:

$$d_1 = \frac{E_g - hv}{e \cdot \varepsilon}, \qquad (40)$$

Таким образом, тоннельный переход из валентной зоны в зону проводимости становится более вероятным. Уменьшение толщины барьера до величины d₁ равносильно уменьшению ширины запрещенной зоны.

Эффект туннелирования в присутствии электрического поля, сопровождающийся поглощением фотона, называется эффектом Франца-Келдыша. В собственном полупроводнике он проявляется как сдвиг края поглощения в сторону меньших энергий.

Влияние магнитного поля

Поместим в магнитное поле с индукцией В образец полупроводника. Энергетический спектр электронов в полупроводнике будет представлять собой набор парабол, сдвинутых относительно друг друга на величину h₀₀:

$$E(k_z) = E_c + \frac{h^2 k_z^2}{2m^*} + h\omega_0 (n + \frac{1}{2}), \qquad \text{где } \omega_0 = \frac{eb}{m8}$$
(41)

В плоскости, перпендикулярной вектору \vec{B} , электрон совершает движение по круговой орбите с циклотронной частотой $\omega_0 = \frac{eb}{8m}$, причем для перехода его с одной орбиты на другую требуется энергия h ω_0 . Поэтому энергия движения электрона в плоскости, перпендикулярной индукции магнитного поля, становится квантованной, и спектр поглощенной энергии, связанной с переходами электрона между разрешенными орбитами будет линейчатым.

Для случая k₂=0 спектр энергии отображается в виде совокупности дискретных уровней, которые возникают в результате группировки квазинепрерывного спектра (Рис. 14). Эти уровни энергии электрона в магнитном поле называют уровнями Ландау.



Рис. 14 Спектр энергии электронов в магнитном поле [1]

Магнитное поле, приложенное к полупроводнику, не только приводит к квантованию энергии электронов, но сдвигает дно зоны проводимости и

потолок валентной зоны. Минимальная энергия электрона в зоне проводимости (при *n*=0) составляет $\frac{h\omega}{2}$, таким образом, дно зоны проводимости смещается на величину $\frac{h\omega_0}{2} = \frac{eB}{m^*}$.

В свою очередь, минимальная энергия дырок с эффективной массой m_p^* возрастает в магнитном поле на величину $\frac{h\omega_0}{2} = \frac{eB}{m^*}$, что смещает вниз поток валентной зоны. В этой связи, под действием магнитного поля в полупроводнике увеличивается величина запрещенной зоны полупроводника:

$$\Delta E_g = \frac{ehB}{2} \left(\frac{1}{m_p^*} + \frac{1}{m_n^*} \right) \tag{42}$$

Можно сказать, что величина сдвига края соответствующей зоны в магнитном поле обратно пропорциональна эффективной массе носителей заряда в ней. Увеличение ширины запрещенной зоны полупроводника, помещенного в магнитное поле, выражается в сдвиге края полосы фундаментального поглощения в коротковолновую область. Наличие уровней Ландау в полупроводнике, помещенном в магнитное поле, проявляется в линейчатой структуре на спектральной кривой поглощения. Для экспериментального наблюдения эффекта должно выполняться условие: $h\omega$ много больше kT.

Экситонное поглощение

Существует еще один случай поглощения света в полупроводнике. При падении света на полупроводник электрон в валентной зоне, поглотив квант света, не переходит в зону проводимости, а образует с дыркой связанную систему. Такая связанная система получила название экситона.

В полупроводниках с непрямыми переходами длинноволновой край спектра поглощения экситона (*n*=1) определяется из условия для переходов с поглощением фонона:

$$hv = E_g - E_p - E_{xe}$$

где:

$$E_{xe} = \frac{e^4 m_r^*}{32\pi^2 h^2 \varepsilon^2 \varepsilon_0}; \qquad \frac{1}{m_r^*} = \frac{1}{m_p^*} + \frac{1}{m_n^*}$$
(43)

В случае переходов с испусканием фононов, имеет место следующее соотношение:

$$hv = E_g + E_p - E_{xe},\tag{44}$$

На спектрах поглощения образование экситонов проявляется в виде возникновения ступеньки на краю области собственного поглощения. Так как возможны переходы с участием нескольких фононов, то на спектре поглощения будут наблюдаться много ступенек. Возможен случай, когда кулоновское взаимодействие между электроном и дыркой приводит к их объединению с образованием различного вида ионоподобных или молекулоподобных комплексов.

Поглощение света свободными носителями заряда

Пусть падающая мощность излучения равна:

$$\mathbf{P}(0) = \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}^{2}(0) = \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}_{0}^{2} \exp\left[i2\boldsymbol{\omega}\left(t - \frac{n}{c}x\right)\right], \qquad (46)$$

где *n* - показатель преломления среды.

Мощность после прохождения слоя полупроводника толщиной х равна:

$$P(x) = \sigma \varepsilon^{2}(x) = \sigma \varepsilon_{0}^{2} \left[-\frac{2\omega x}{c} x \right] \cdot \exp \left[t - \frac{n}{c} x \right]$$
(47)

Коэффициент поглощения равен:

$$\frac{P_x}{P_0} = e^{-\alpha x} = e^{\frac{-2\alpha x}{c}} \cdot x \tag{48}$$

Таким образом, можно выразить коэффициент поглощения:

$$\alpha = \frac{2\omega x}{c} = \frac{\sigma}{cn\varepsilon_0} \tag{49}$$

В свою очередь, коэффициент поглощения свободными носителями заряда определяется проводимостью вещества. Проводимость равна:

$$\sigma = en\mu_n = \frac{e^2 < r >}{m_n^*} \cdot n \tag{50}$$

Выразим коэффициент поглощения через концентрацию свободных носителей заряда:

$$\alpha = \frac{\sigma}{en\varepsilon_0} = \frac{e^2 < r >}{c\pi\varepsilon_0 m_n^*} \cdot n \tag{51}$$

Таким образом, коэффициент поглощения свободных носителей заряда зависит от их концентрации n и эффективной массы m_n^* , среднего времени релаксации $\langle r \rangle$ и показателя преломления среды \bar{n} .

В свою очередь, показатель преломления среды *n* зависит от длины волны. Поэтому выражение для коэффициента поглощения свободными носителями заряда будет иметь вид:

$$\alpha = \frac{e^{3}n}{4\pi^{2} \cdot c^{3} \cdot \varepsilon_{0} \cdot \overline{n} \cdot m_{n}^{*}} \lambda^{2}$$

$$\alpha = \frac{e^{2}n}{4\pi^{2} \cdot c^{3} \cdot \varepsilon_{0} \cdot \overline{n} \cdot m_{n}^{*}} \cdot \frac{\lambda^{2}}{\langle \tau \rangle}$$
(52)
(53)

Коэффициент поглощения свободными носителями заряда пропорционален их концентрации, квадрату длины волны подающего света и обратно пропорционален эффективной массе в времени реакции.

Примесное поглощение

Примесным поглощением называется поглощение света в полупроводнике, приводящее к ионизации или возбуждению примесных центров в кристалле (Рис. 15). Пусть в кристаллической решетке полупроводника имеется донорная или акцепторная примесь:



Рис. 15

Поглощение в кремнии, связанное с переходами электронов между примесными уровнями и зонами

При освещении светом полупроводника и выполнении условия $hv > E_{uohusaquu}$

будет наблюдаться непрерывная полоса поглощения. Так как энергия ионизации примесного центра меньше E_g , то полосы примесного поглощения располагаются за краем фундаментального поглощения.

Кроме основных состояний примесные центры могут иметь уровни возбуждения, энергия которых определяется выражением:

$$E = 13,52 \cdot \frac{Z^2}{\varepsilon^2} \left(\frac{m^*}{m_0} \right) \frac{1}{n^2},$$
 где $n=1, 2, ...$ (54)

Переход электронов примеси из основного состояния в возбужденное приведет к появлению спектра поглощения, в котором будут наблюдаться несколько полос за краем фундаментального поглощения.

Решеточное поглощение в полупроводниках

В полупроводниках, имеющих ионную составляющую, существуют химические связи. Поэтому их можно рассматривать как состоящие из электрических деталей, которые могут взаимодействовать с электромагнитным излучением. Наиболее сильное поглощение будет наблюдаться, когда частота излучения станет равна частоте собственных колебаний деталей.

Поглощение света полупроводником, связанное с возбуждением колебаний кристаллической решетки, называется решеточным поглощением.

Необходимо отметить, что решетка может поглощать излучение только при определенных значениях энергии фотона. Поэтому спектр поглощения решетки наличием поглощения, пики которого лежат в данной ИК-области. Значения частот излучения, поглощаемого колебаниями решетки, определяется совокупностью оптических и акустических ветвей колебаний: две поперечные оптические (ТО) ветви колебаний, две поперечные акустические (TA) ветви колебаний, одна продольная оптическая (LO) и одна продольная акустическая (LA).

При поглощении света кристаллической решеткой выполняется закон сохранения квазиимпульса: должны поглощаться только такие фотоны, импульс которых равен квазиимпульсу фонона. Так как импульс фотона $P = \frac{h}{\lambda_{\phi omona}}$ мал по сравнению с квазиимпульсом фонона $q = \frac{h}{\lambda_{\phi onona}}$, то для выполнения закона сохранения квазиимпульса должны быть испущены два

выполнения закона сохранения квазиимпульса должны быть испущены два или более фононов.

В гомополярных полупроводниках, таких как кремний или германий, изначально нет диполей. Но атомы кремния или германия под воздействием падающей электромагнитной волны приобретают дипольный момент. Индуцированный светом диполь сильно взаимодействует с излучением, в результате чего и возникают фононы. Решеточное поглощение кремния лежит в области от 7 мкм до 30 мкм.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ:

- 1. Дайте определение коэффициентов поглощения, отражения и пропускания в полупроводнике.
- 2. Какая связь между коэффициентом поглощения вещества и сечением поглощения фотонов?
- 3. Расскажите о механизме поглощения света в собственном полупроводнике с непрямыми долинами.
- 4. Выведите спектральную зависимость коэффициента поглощения в случае непрямых межзонных переходов.
- 5. Каким образом трансформируется спектральная зависимость коэффициента поглощения для случая сильно легированного полупроводника.
- 6. Каким образом влияет приложение внешних физических полей на спектральную зависимость коэффициента поглощения в собственном полупроводнике.
- 7. Расскажите о спектральной зависимости коэффициента поглощения излучения на свободных носителях заряда и о решеточном поглощении излучения в полупроводниках.
- 8. Расскажите о процессе примесного поглощения в полупроводниках.

СПИСОК ОСНОВНОЙ И ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ЛИТЕРАТУРЫ ПО ТЕМЕ ЛЕКЦИИ:

- 1. К.В. Шалимова «Физика полупроводников» М., Энергия, 1978
- 2. В.Л.Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников «Физика полупроводников», М., Мир, 1977.
- 3. Уханов «Оптика полупроводников», М. Наука, 1977

Лекция № 3 КОНТАКТ МЕТАЛЛ-ПОЛУПРОВОДНИК

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Изучение физических процессов в приконтактной области перехода металл-полупроводник (Шоттки-контакта)

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

Планарные структуры металл-кремний и металл-германий.

ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ В РАБОТЕ

- 1. Изучение физических процессов в диодах Шоттки на основе кремния или германия р- или п-типа проводимости;
- 2. Построение зонной диаграммы перехода металл-полупроводник;
- 3. Определение глубины проникновения поля в слой полупроводника.
- 4. Определение величины удельной емкости перехода металлполупроводник.

Во всех приборах кремниевой фотоники содержатся фотоприемные структуры, которые призваны регистрировать проходящее по кремниевому волноводу излучение, лежащие в ИК диапазоне. Как правило это ИК излучение имеет длину волны 1.3 мкм или находится в диапазоне 1.5 мкм – 1.6 мкм, т.е. лежит в окне прозрачности волоконно-оптических линий с ядром из кварцевого стекла. В этой связи, наиболее простой фотоприемной структурой, пригодной для регистрации ИК излучения является диод Шоттки на основе кремния. Поэтому нашей задачей будет рассмотрение физических процессов в структуре металл-полупроводник, являющейся основой диодов Шоттки.

Итак, допустим, что между металлом и электронным полупроводником создан надежный контакт. Это может быть осуществлено за счет напыления в вакууме слоя металла на предварительно очищенную от загрязнений и электрохимически полированную (с целью уменьшения концентрации приповерхностных ловушек) поверхность полупроводника. Если уровень Ферми изолированного металла $F_{\rm M}$ лежит ниже уровня Ферми полупроводника F_n , то есть, $\Phi_{\rm M} > \Phi_n$, то в первый момент их соприкосновения поток электронов из полупроводника превышает поток электронов из металла. Металл заряжается отрицательно, а полупроводник положительно, и возникшее между контактирующими образцами электрическое поле ε_{cm} будет препятствовать переходу электронов из полупроводника в металл (Рис. 16 и Рис. 17). Направленный поток электронов будет иметь место



Рис. 16

Контакт металл—электронный полупроводник в случае $\Phi_M > \Phi_n$ (а) и $\Phi_M < \Phi_\Pi$ (б) [1]

до тех пор, пока уровни Ферми в системе не выравниваются и установится динамическое равновесие, характеризующееся равенством токов термоэлектронной эмиссии:

 $j_{M0}=j_{\Pi 0}$ (55) Отсюда найдем, что контактная разность потенциалов, возникающая на контакте металла с полупроводником

$$e\varphi_k = \Phi_M - \Phi_\Pi$$
 (56)
Так как напряженность электрического поля в слое объемного заряда
 $\varepsilon_{CT} = \int \frac{1}{\varepsilon \varepsilon_0} \rho dx = \frac{1}{\varepsilon \varepsilon_0} Q$, то при равенстве объемных зарядов ($Q = \text{const}$) раз-
ность потенциалов в соприкасающихся телах пропорциональна толщинам
слоя объемного заряда ($V = -\int \varepsilon CT dx = -\frac{Q}{\varepsilon \varepsilon 0}l$). Но толщина слоя объемного за-
ряда в металле не превышает $10^{-10} - 10^{-7}$ см, поэтому разность потенциалов
на слое объемного заряда в металле ничтожно мала по сравнению с разно-
стью потенциалов в полупроводнике. Поэтому можно считать, что контакт-
ная разность потенциалов φ_k практически полностью падает в приконтакт-
ной области полупроводника. Напряженность электрического поля в припо-
верхностном слое, вызванного контактной разностью потенциалов, не пре-
вышает 10^6 В/см, а напряженность поля, обусловленного ионами кристал-
лической решетки, составляет 10^8 В/см. Поэтому небольшая добавка за счет
контактного поля не может изменить ширину запрещенной зоны полупро-
водника, но искривит его зоны энергии относительно уровня Ферми, а это
вызовет изменение концентрации электронов и дырок в его приповерхност-
ном слое.

При этом, если работа выхода электронов из полупроводника меньше работы выхода из металла, полупроводник заряжается положительно и зоны энергии в приконтактной области искривляются кверху.



Рис. 17 Контакт металл—дырочный полупроводник в случае $\Phi_M > \Phi_n$ (а) и $\Phi_M < \Phi_n$ (б) [1]

Поэтому вблизи контакта число электронов в зоне проводимости убывает, а число дырок в валентной зоне возрастает по сравнению с их числом в объеме полупроводника. Таким образом, в случае, когда $\Phi_M >> \Phi_{\Pi}$, в электронном полупроводнике концентрация дырок у контакта будет больше, чем в объеме полупроводника, т.е. возникает слой с пониженной удельной проводимостью (Рис. 14 и Рис. 15). Слой с пониженной удельной проводимостью (обогащенный неосновными носителями заряда) называется запирающим. У дырочного полупроводника концентрация дырок у контакта будет больше, чем в объеме образца, т.е. возникает слой с повышенной удельной проводимостью. Слой с повышенной удельной проводимостью (обогащенный концентрация дырок у контакта будет больше, чем в объеме образца, т.е. возникает слой с повышенной удельной ценный истеми заряда) называется запирающим.

Если работа выхода из полупроводника больше работы выхода из металла, т. е. $\Phi_{\Pi} > \Phi_M$, полупроводник заряжается отрицательно и зоны энергии в приконтактной области искривляются книзу, поэтому вблизи контакта число электронов в зоне проводимости увеличивается, а число дырок в валентной зоне убывает. Это значит, что в электронном полупроводнике возникнет антизапирающий слой, а в дырочном - запирающий слой. При сильном обогащении приконтактной области неосновными носителями заряда, приводящего к инверсии электропроводности, возникнет физический p-n переход. Сильное обогащение приконтактной области основными носителями заряда может привести к вырождению полупроводника.

У собственного полупроводника как при $\Phi_M > \Phi_{\Pi}$, так и при $\Phi_M < \Phi_n$ искривление зон энергии сопровождается повышением удельной проводимости в приконтактной области (Рис. 18).

Преобразуем выражение (56) следующим образом:

$$e\varphi_k = (\Phi_M \cdot \chi) \cdot (\Phi_\Pi \cdot \chi) = \Phi_{M \cdot \Pi} \cdot \Phi_{\Pi \cdot M}$$
(57)

Здесь $\Phi_{M-n} = (\Phi_{M-\chi})$ есть работа, которую необходимо совершить для перевода электрона с уровня Ферми металла на дно зоны проводимости по-

лупроводника в контакте; $\Phi_{\Pi-M} = (\Phi_{\Pi-\chi})$ - энергия, которую необходимо затратить для перевода электрона, находящегося на дне зоны проводимости в объеме полупроводника, непосредственно в металл.



Рис. 18 Контакт металл — собственный полупроводник в случае $\Phi_{M} > \Phi_{n}$ (а) и $\Phi_{M} < \Phi_{n}$ (б)

Предположим, что электрическое поле проникает в электронный полупроводник на глубину Z_0 . Ее определение проведем для полупроводника, у которого имеет место полная ионизация донорной примеси, т. е. $n_0 = N_d^+$.

Поскольку в приконтактном слое энергия электронов на дне зоны проводимости описывается выражением $E_c + e\varphi(x)$, то объемный заряд в этом слое определяется соотношением вида:

$$\rho = en_0 [1 - e^{-e\varphi(x)kT}] \tag{58}$$

Так как контактная разность потенциалов полностью падает в приконтактной области полупроводника, можно считать, что $|e\phi(x)|$ много больше *kT*. Для этого случая объемный заряд:

$$\rho = en_0 \tag{59}$$

Это означает, что из области полупроводника, протяженностью Z₀ свободные электроны вытеснены электрическим полем и в приконтактной области сосредоточен положительный заряд, обусловленный ионами донорной примеси

Для области объемного заряда уравнение Пуассона с учетом равенства (59) запишется в виде:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} + \frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0} n_0 = 0 \tag{60}$$

Общим решением этого уравнения является функция:

$$\varphi(x) = -\frac{en_0}{2\varepsilon\varepsilon_0}(Z_0 - x)^2 + A(Z_0 - x) + B \qquad (61)$$

Поле проникает в полупроводник только на глубину Z_0 , поэтому уравнение (61) должно удовлетворять граничным условиям:

$$\varphi(Z_0)=0$$

$$\varepsilon(Z_0) = -\frac{d\varphi}{dx}\Big|_{x=Z_0} = 0$$
(62)

Подставляя граничные условия в уравнение (61), получаем:

$$\varphi(Z_0) = B = 0$$
$$-\frac{d\varphi}{dx}\Big|_{x=Z_0} = -A = 0$$

Следовательно, в приконтактной области электронного полупроводника электростатический потенциал в зависимости от координаты *x* меняется по закону:

$$\varphi(x) = -\frac{en_0}{2\varepsilon\varepsilon_0}(Z_0 - x)^2 \tag{63}$$

Для определения величины Z_0 используем граничное условие в точке x=0. В этом случае

$$\varphi(0) = -\varphi_k = -\frac{1}{e}(\Phi_M - \Phi_\Pi) \tag{64}$$

Это условие позволяет определить глубину проникновения поля в полупроводник, которая может быть описана выражением:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{en_0}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\Phi_M - \Phi_{\Pi})}{e^2 n_0}}$$
(65)

Из этой формулы следует, что чем меньше- степень легирования полупроводника и чем больше разность работ выхода электронов из металла и полупроводника, тем больше глубина проникновения в полупроводник электрического поля, вызванного контактной разностью потенциалов. При разности работ выхода около 1 эВ глубина проникновения поля в полупроводник примерно в 10 раз превышает длину экранирования в случае контакта металл – вакуум - полупроводник.

Согласно Рис. 18(а) и Рис. 18(б), приконтактный слой полупроводника, когда он является запирающим, обеднен основными носителями заряда, а поэтому обладает повышенным сопротивлением по сравнению с толщей полупроводника. По существу система металл - запирающий слой повышенного сопротивления, заключенный между металлом и сравнительно хорошо проводящим полупроводником, является плоским конденсатором. Таким образом, контакт металла с полупроводником обладает емкостью на единицу площади, равной

$$C = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{Z} = \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_0 e n_0}{2\varphi_k}}$$
(66)

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ:

- 1.Постройте зонные диаграммы металл электронный полупроводник, металл дырочный полупроводник, металл собственный полупроводник ?
- 2.От каких параметров зависит в контакте Шоттки высота потениального барьера для электронов и дырок?

- 3.Выведите соотношение, определяющее глубину проникновения электростатического поля в полупровдник .
- 4. Какова величина удельной емкости контакта металл-полупроводник?

СПИСОК ОСНОВНОЙ И ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ЛИТЕРАТУРЫ ПО ТЕМЕ ЛЕКЦИИ:

- 1. К.В. Шалимова «Физика полупроводников» М., Энергия, 1978.
- 2. В.Л.Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников «Физика полупроводников», М., Мир, 1977.

Лекция № 4 КРАТКАЯ ТЕОРИЯ Р-N ПЕРЕХОДА

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Изучение физических процессов в p-n переходе.

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

p-n переход на основе кремния или германия.

ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ В РАБОТЕ

- 1. Изучение способ создания р-п переходов в кремнии и германии;
- 2. Изучение закономерностей распределения зарядов, потенциала в p-n переходе;
- 3. Построение зонной диаграммы в p-n переходе;
- 4. Определение величины удельной емкости p-n перехода.

Понимание физических процессов, происходящих в p-n переходе необходимо для последующего изучения фотодиодов. В настоящее время кремниевые и германиевые фотодиоды на p-n переходе являются основой фотоприемников видимого и ближнего ИК диапазона благодаря своему огромному динамическому диапазону, простоте технологического цикла их создания и возможности интегрирования в интегрально-оптические структуры.

Рассмотрим явления, которые возникают на контакте электронного и дырочного полупроводников. Кроме непосредственного испарения или сплавления полупроводников р и п типа, такой контакт может быть создан путем введения донорной или акцепторной примеси. В этом случае концентрация доноров и акцепторов изменяется так, что в одной части образца преобладают доноры, и, соответственно, электронная проводимость, а в другой части образца преобладают дырки.

Таким образом, переход между полупроводниковыми материалами с проводимостью противоположного типа называется p-n переходом.

Для простоты рассмотрения, и не нарушая общности, далее будем рассматривать резкий p-n переход. Рассмотрим переход, в котором акцепторная область полупроводника легирована сильнее, чем электронная: $N_a > N_d$.

Пусть в p-области концентрации основных носителей заряда – дырки p_p , неосновных носителей заряда – электронов n_p , а в n-области введем аналогичные соотношения: концентрация электронов n_n и дырок p_n . Будем считать, что энергетические уровни доноров и акцепторов расположены так близко к зоне проводимости и к валентной зоне, что при комнатной температуре полностью ионизированы. В этом случае $p_p = N_a$ и $n_n = N_d$, кроме того, для состояния термического равновесия справедливо соотношение:

$$p_p n_{p=n_n} p_n = n_i^2 \tag{67}$$

При образовании контакта между полупроводниками с разным типом проводимости в области p-n перехода будет существовать большой градиент концентрации электронов и дырок. В результате начнется диффузия электронов из n-области в p-область. Возникновение диффузионных потоков приведет к разделению зарядов, вследствие чего появится положительный объемный заряд в n-области, примыкающий к переходу, и отрицательный – в p-области около перехода (Рис. 19 и Рис. 20).



Эти заряды в области контакта создадут сильное электрическое поле, направленное от п-области к р-области которое будет препятствовать движению электронов и дырок. В результате установится равновесие, или, иными словами, равновесное состояние, которое будет характеризоваться постоянным уровнем Ферми для всей области полупроводника, а в области перехода, где имеется электрическое поле, зоны энергии будут искривлены.

В свою очередь, искривление зон энергии вызовет перераспределение концентрации электронов и дырок и изменит ход электростатического потенциала в области p-n перехода (Рис. 21).



Основные носители заряда при переходе через контакт должны преодолевать потенциальный барьер высотой е φ_{κ} . Переход неосновных носителей заряда совершается под действием электрического поля p-n перехода. В состоянии термодинамического равновесия диффузионный ток основных носителей заряда j_{0p} и j_{0n} уравновешивается дрейфовым током бнеосновных носителей заряда $j_{\mu p}$ и j_{nn} и суммарный ток через p-n переход равен нулю.

Предположим, что Φ_n есть работа выхода электронов из полупроводника n-типа, а Φ_p – работа выхода из полупроводника p-типа. Тогда величина потенциального барьера на p-n переходе при термодинамическом равновесии может быть описана уравнением:

$$e\varphi_{\kappa} = \Phi_p - \Phi_n = (X - E_c + F_p) - (X - E_c + F_n) = F_p - F_n$$
(68)

Так как донорные и акцепторные примеси полностью ионизированы, то используя соотношения:

$$\Phi_p = X + E_g - kT \cdot \ln \frac{N_v}{N_a}$$
$$\Phi_n = X + E_g + kT \cdot \ln \frac{N_c}{N_d}$$

можно получить выражение для контактной разности потенциалов:

$$e\varphi_{k} = E_{g} - kT \cdot \ln \frac{N_{\nu}}{N_{a}} - kT \cdot \ln \frac{N_{c}}{N_{d}}$$
(69)

Учитывая выражение для Φ_p и Φ_n , получаем:

$$n_i^2 = N_c N_v \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \tag{70}$$

Из выражения (69) выразим связь между контактной разностью потенциалов и концентрациями носителей заряда:

$$e\varphi_{k} = kT \cdot \ln \frac{n_{n}p_{p}}{n_{i}^{2}}$$
(71)

Перепишем выражение (71) в иной форме:

$$\frac{p_n}{p_p} = \frac{n_p}{n_n} = \exp\left(-\frac{e\varphi_k}{kT}\right)$$
(72)

Таким образом, контактная разность потенциалов на p-n переходе там больше, чем сильнее легированы n и p области полупроводника. Максимальное значение контактной разности потенциалов ограничено следующими значениями для невырожденного полупроводника:

$$\varphi_{\kappa_{\max}} = \frac{E_g}{e} \tag{73}$$

Опишем отдельно соотношения, описывающие концентрацию основных и неосновных носителей заряда:

$$p_{n} = p_{p} \cdot \exp\left(-\frac{e\varphi_{k}}{kT}\right)$$

$$n_{n} = n_{p} \cdot \exp\left(-\frac{e\varphi_{k}}{kT}\right)$$
(74)

При комнатной температуре работа выхода электронов составляет несколько эВ. Поэтому электроны могут перемещаться только в объеме полупроводника из n-области в p-область, преодолевая возникший потенциальный барьер.

Приведем пример для германия, при 300К:

$$N_{d} = n_{n} = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

$$P_{n} = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

$$N_{a} = p_{p} = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$$

$$N_{p} = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$$

$$e \varphi_{k} = kT \cdot \ln \frac{p_{p}}{p_{n}} = 0.25 \Im B$$

Рассчитаем величину области объемного заряда. Вся область объемного заряда составит:

$$Z_0 = Z_n + Z_p \tag{75}$$

В интервале -*Z_p*≤*x*≤0 объемный заряд отрицательный и определяется концентрацией ионов акцепторной примеси:

$$\rho = -eN_a = -ep_p$$
 (76)
Уравнение Пуассона для этой области будет иметь вид:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{ep_p}{\varepsilon\varepsilon_0}$$
(77)

В интервале 0<*x*>*Z_n* объемный заряд положительный и определяется ионами донорной примеси:

$$\rho = -eN_d^+ = -en_n$$
 (78)
уравнение Пуассона в этом случае будет иметь вид:

35
$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{en_n}{\varepsilon\varepsilon_0} \tag{79}$$

Введем граничные условия:

 φ_k

$$\varphi(-Z_p)=0; \qquad \frac{d\varphi}{dx}\Big|_{x=-Z_p}=0$$
(80)
$$\varphi(-Z_n)=\varphi_k; \qquad \frac{d\varphi}{dx}\Big|_{x=Z_p}=0$$

Решим уравнения Пуассона (77) и (79) с учетом граничных условий (80):

$$\varphi_p = \frac{ep_p}{2\varepsilon\varepsilon_0} (Z_p + X)^2$$
, при $Z_p \le x < 0$
 $\varphi_n = \frac{en_n}{2\varepsilon\varepsilon_0} (Z_n - X)^2$, при $0 \le x \le Z_p$

При x=0 потенциал и его производные непрерывны: $\varphi_p(0) = \varphi_n(0)$;

$$\frac{d\varphi_p}{dx}\Big|_{x=0} = \frac{d\varphi_n}{dx}\Big|_{x=0}$$
(81)

Введем соотношение, связывающее величину заряда в областях полупроводника, примыкающих к n-р переходу:

$$n_n Z_n = p_p Z_p \tag{82}$$

То есть, в областях полупроводника, прилегающих к n-р переходу, величины объемных зарядов равны. Это условие электронейтральности перехода. Условие электронейтральности p-n перехода можно записать следующим образом:

$$\frac{Z_n}{Z_0} = \frac{p_p}{n_n + p_p}$$

$$\frac{Z_p}{Z_0} = \frac{n_n}{n_n + p_p}$$

$$= \frac{e}{2\varepsilon\varepsilon_0} \left(n_n Z_n^2 + p_p Z_p^2\right) = \frac{e}{2\varepsilon\varepsilon_0} Z_0^2 \frac{n_n p_n}{n_n + p_n}$$
(84)

Таким образом, выражение для полной толщины слоя объемного заряда p-n перехода будет иметь вид:

$$Z_0 = \sqrt{2\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{e}}\varphi_k \frac{n_n + p_p}{n_n p_p}$$
(85)

Чем выше степень легирования полупроводника, тем меньше толщина слоя объемного заряда *Z*₀.

В том случае, когда одна из областей легирована значительно сильнее другой, тогда большая часть падения потенциала приходится на высокоомную область полупроводника.

Рассмотрим, как ведет себя емкость p-n перехода. Как было показано ранее, в области p-n перехода имеет место значительное уменьшение концентрации носителей заряда. Поэтому сопротивление слоя полупроводника в области p-n перехода (сопротивление p-n перехода) велико по сравнению с сопротивлениями объемных областей p и n типа в полупроводнике. В этой связи, электронно-дырочный переход представляет собой слой с низкой проводимостью, заключенный между областями с высокой проводимостью. То есть, он может быть представлен в виде плоского конденсатора и обладает свойством конденсатора.

Емкость p-n перехода, отнесенная к единице площади, называется барьерной емкостью. Величина барьерной емкости может быть определена по следующей формуле:

$$C = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{Z_0} = \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_0}{2\varphi_k} \cdot \frac{n_n p_p}{n_n + p_p}}$$
(86)

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ:

- 1. Каким образом можно создать p-n переход в полупроводниковой структуре ?
- 2. Опишите распределение зарядов и потенциалов в p-n переходе.
- 3. Нарисуйте зонную диаграмму p-n перехода.
- 4. Рассчитайте глубину залегания области объемного заряда.
- 5. Рассчитайте величину удельной емкости p-n перехода.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ:

- 1. К.В. Шалимова «Физика полупроводников» М., Энергия, 1978.
- 2. В.Л.Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников «Физика полупроводников», М., Мир, 1977.

Лекция № 5 КРАТКАЯ ТЕОРИЯ ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ SI-GE ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Определение понятия гетероструктуры. Построение зонной диаграммы гетероструктуры. Изучение процессов формирования гетероструктур Si/Ge. Описание основных фотоэлектрических процессов, протекающих в гетероструктурах Si/Ge.

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

Гетроструктуры Si/Ge. Гетероструктуры Si-Si_xGe_{1-x}-Si.

ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ В РАБОТЕ

- 1. Теория гетеропереходов;
- 2. Анизатропные гетеропереходы;
- 3. Построение зонной диаграммы гетероперехода;
- 4. Методы формирования гетероструктуры Si/Ge и Si-Si_xGe_{1-x}-Si;
- 5. Рассмотрение фотоэлектрических процессов в кремниево-германиевых гетеропереходах.

В настоящее время гетероструктуры GeSi/Si могут использоваться в интегрально-оптических структурах не только как активная среда для приборов генерации и детектирования излучения, но и как материал для пассивных планарных световодов [1], рамановских лазеров и усилителей [2], электрооптических модуляторов [3], а также в электронных приборах [4]: гетеробиполярных транзисторах [5], энергонезависимой памяти на базе МОП транзисторов с плавающим затвором, в которых в подзатворные диэлектрики внедряются нанокластеры Si (так называемая нанофлэш память) [6], квантовых приборах (таких, как резонансно-туннельные приборы [7]) и пр. Наконец, GeSi гетероструктуры активно используются в перспективных КМОП- транзисторах, где канал сделан из упруго-напряжённого Si [8]. Поэтому исследование гетероструктур на основе кремния и германия является весьма актуальной задачей.

Дадим определение гетероперехода. В общем случае, гетеропереходом будем называть границу раздела между двумя монокристаллическими полупроводниками. Такие гетеропереходы можно разделить на два больших класса: на резкие гетеропереходы и на плавные гетеропереходы. Разделение происходит из-за различной морфологии интерфейса между граничащими полупроводниками, т.е имеется различное расстояние от границы раздела, где один полупроводниковый материал переходит в другой материал. В случае резкого гетероперехода переход от одного полупроводникового материала к другому происходит на протяжении нескольких межатомных расстояний и не превышает 1мкм, в случае плавного гетероперехода расстояние перехода одного материала в другой имеет порядок нескольких диффузионных длин [1].

Сформулируем правило построения зонной структуры гетероперехода. Для построения энергетической диаграммы будем применять «правило электронного сродства» (в англоязычной литературе – правило Андерсона) [1], согласно которому разрыв зоны проводимости равен разности электронного сродства двух материалов. Тем не менее, данное правило не всегда справедливо, так как величина разрыва зон зависит от деформационного потенциала.

Итак, для построения энергетической диаграммы гетероперехода необходимо знать следующие характеристики полупроводников:

-ширину запрещенной зоны (Eg_1 , Eg_2). При построении считаем, что $Eg_2 > Eg_1$;

-термодинамическую работу выхода (Φ_1 , Φ_2)— расстояние от уровня Ферми полупроводника до уровня вакуума. Следует учитывать, что термодинамическая работа выхода зависит от положения уровня Ферми, то есть от уровня легирования материала;

- величину сродства к электрону (χ_1, χ_2) – расстояние от дна зоны проводимости до уровня вакуума.

При построении диаграммы введем следующие допущения:

1. ширина запрещенной зоны и внешняя работа выхода неизменны до плоскости контакта, на которой они скачком изменяют свою величину;

2.в приконтактном слое каждого из полупроводников происходит изменение потенциальной энергии электрона. Полное изменение потенциальной энергии равно разности работ выхода, чем обеспечивается неизменное положение уровня Ферми вдоль гетероперехода.

До «приведения в контакт» двух полупроводников потенциальная энергия электронов в них разная из-за разной термодинамической работы выхода. При «соприкосновении» двух полупроводников, как и в случае обычного p-n-перехода, электроны начнут «переходить» из полупроводника с меньшей работой выхода в полупроводник с большей. Это будет происходить до тех пор, пока диффузионный ток не будет скомпенсирован дрейфовым током носителей заряда под воздействием поля, созданным избыточными носителями.

При этом возникнет контактная разность потенциалов:

$$p_0 = \Phi_2 - \Phi_1 \tag{87}$$

и образуется область пространственного заряда шириной *d* (Рис. 22).





Рис. 22

а) Энергетическая диаграмма контактирующих полупроводников;б) энергетическая диаграмма гетероперехода [1,4]

Построение зонной диаграммы гетероперехода разобьем на несколько шагов. Сначала отдельно нарисуем зонные диаграммы для кремния и для германия в отсутствие контакта. Отсчет ведем с привлечением величин электронного сродства полупроводников, так как положение уровня Ферми в полупроводнике зависит от уровня легирования, а величина электронного сродства – от уровня легирования не зависит. Следующим шагом вычислим величину разрыва зоны проводимости ΔE_c и величину разрыва валентной зоны ΔE_v . Далее начертим уровень Ферми в двух полупроводниках, составляющих гетероструктуру, который будет единым в обоих полупроводниках. Следующим шагом прорисовываем с учетом разрывов зон положение зон E_c и E_v .

При таком построении видно, что из-за различия электронного сродства в контактирующих полупроводниках дно зоны проводимости первого полупроводника выходит на плоскость контакта в точке, не совпадающей в общем случае с точкой выхода на эту плоскость дна зоны проводимости второго полупроводник, таким образом, формируется разрыв зоны проводимости ΔE_c . Он равен

$$\Delta E_{\chi} = \chi_1 - \chi_2 \tag{88}$$

Аналогично формируется и разрыв валентной зоны. Он равен:

$$\Delta E_{\varpi} = E\gamma_2 - E\gamma_1 - \Delta E_{\chi} \tag{89}$$

Следует заметить, что разрывы зон могут быть как положительными так и отрицательными.

В литературе приняты следующие разновидности гетеропереходов [1]:

- 1) тип гетероперехода называют гетеропереходом I типа, или стандартным, когда разрыв зоны проводимости ΔE_c и разрыв валентной зоны ΔE_v положительны.
- 2) В случае, когда один из разрывов зон положителен, а другой разрыв отрицателен, то говорят о переходе II типа, или ступенчатом гетеропереходе.
- 3) Также возможен вариант, когда запрещенные зоны вообще не перекрываются по энергии. Данный гетеропереход называет гетеропереходом Ш-типа или разрывным гетеропереходом.

В начале 90-х годов 20 –го века началось лабораторное освоение механизмов самоформирования массивов квантовых точек в процессе гетероэпитаксии сильно рассогласованных полупроводниковых материалов по параметрам решетки [2,3,4]. Это было обусловлено ожиданиями того, что благодаря эффекту размерного квантования, в островках Ge можно создать условия проявления квазипрямых межзонных оптических переходов, что приведет к увеличению квантового выхода люминесценции и осуществления межподзонной фотопроводимости[5]. Далее рассмотрим технологические аспекты формирования гетеропереходов на основе эпитаксии. Эпитаксией называют процесс роста ориентированного монокристаллического слоя на монокристаллической подложке, которая в этом случае, выполняет роль затравки. Для формирования наноструктур GeSi/Si применяются, методы эпитаксиального выращивания: молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ), газофазная эпитаксия (ГФЭ), гибридные методы (МЛЭ из газофазных источников и т.п.).

Различают гомоэпитаксию (когда материалы подложки и эпитаксиального слоя идентичны) и гетероэпитаксию (когда материалы подложки и эпитаксиального слоя различны). К этому случаю относится и рост слоя Ge или твёрдого раствора Ge_xSi_{1-x} на подложке Si. При процессе гетероэпитаксии важным параметром является соотношение постоянных решёток растущего слоя и подложки. В случае заметного различия в постоянных решетки эпитаксиальный слой будет расти сжатым или растянутым в плоскости роста. Когда толщина эпитаксиального слоя превышает некоторое критическое значение, возможно образование большого количества дислокаций несоответствия. Одним из возможных механизмов релаксации упругих напряжений — переход от слоевого роста к образованию трехмерных зародышей (в литературе называемый механизмом роста Странски-Крастанова). Этот механизм широко используется для формирования различных типов гетероструктур.

В этой связи, изучение физических закономерностей процессов

формирования слоев в напряженных гетероструктур открывает путь к созданию технологий синтеза твердотельных гетероструктур с заданными свойствами. Ge является единственным химическим элементом, образующим с Si непрерывный ряд твердых растворов Ge_xSi_{1-x} во всём диапазоне значений x от 0 до 1. Эпитаксиальные слои кристаллизуются в структурном типе алмаза, постоянные решёток Ge и Si составляют при 300К $a_{Si} = 0.5431$ нм, $a_{Ge} = 0.5657$ нм, таким образом, имеет место различия постоянных решеток на 4.2 % [1]. Однако, процессы зарождения и роста самоформирующихся наноостровков Ge/Si описываются закономерностями, общими для всех сильно рассогласованных по параметру решетки гетеросистем. Однако, системе ковалентных полупроводников Ge и Si присущ ряд особенностей трансформации наноостровков в процессе роста. Гетероструктуры GeSi/Si содержащие наноостровки Ge получают методом самоформирования в процессе эпитаксиального наращивания слоя Ge на монокристаллическую подложку Si. Данный механизм роста характерен для гетероэпитаксии полуионных и ковалентных полупроводниковых материалов (к последним относятся Ge и Si) в случае, когда между материалами подложки и эпитаксиальной пленки имеется значительное рассогласование параметров кристаллической решетки. Первые несколько монослоев GeSi на подложке Si растут псевдоморфно, по механизму ван-дер-Мерве и формируется так называемый смачивающий слой, но различие в параметрах решетки Ge и Si приводит к тому, что Ge при этом растёт сжатым в плоскости подложки и в нём накапливаются упругие напряжения сжатия. Упругая энергия эпитаксиальной плёнки растет линейно с увеличением толщины осаждённого слоя *d*. После превышения последней некоторого критического значения происходит релаксация упругих напряжений по одному из нижеперечисленных механизмов. Рассмотрим эти механизмы более подробно:

1. Процесс образования дислокаций несоответствия. Когда накопленной упругой энергии достаточно для преодоления энергетического барьера образования дислокации (~ 5 эВ для системы GeSi/Si [1,5]) происходит формирование дислокации несоответствия. Критическая толщина образования дислокаций зависит от параметра *х*. При дальнейшем росте релаксация упругих напряжений, накапливаемых по мере увеличения *d*, происходит путем образования всё новых дислокаций несоответствия.

2. Релаксация упругих напряжений путем формирования наноостровков по механизму Странски-Крастанова. По достижении плёнкой Ge некоторой критической толщины, называемой толщиной смачивающего слоя, происходит срыв слоевого роста и начинается образование наноостровков (Рис. 23). При этом упругие напряжения растяжения концентрируются вблизи вершины островков, а напряжения сжатия локализуются у границы островка и смачивающего слоя. Указанное перераспределение упругих напряжений способствует уменьшению общей свободной энергии системы подложка — смачивающий слой — островки (с учетом упругой и

42

поверхностной энергии).



Рис. 23 Схема расположения атомных плоскостей в пирамидальном кластере Ge/Si[2]

Критическая толщина перехода от слоевого роста к трехмерному зародышеобразованию зависит от параметра x, а также от условий роста и лежит в диапазоне от 0,75 нм до 0,45 нм. Стоит отметить, что в современной литературе под механизмом Странски-Крастанова понимают самоформирование бездефектных островков на бездислокационной поверхности (так называемый «когерентный рост» по механизму Странски-Крастанова). Однако, в оригинальной статье Ивана Странского и Людвига фон Крастанова [6] описано зарождение островков в местах выхода на растущую поверхность дислокаций несоответствия. В этих местах происходит локальное изменение параметра решетки и уменьшение рассогласования кристаллических решеток пленки и подложки, что приводит к локальному уменьшению химического потенциала в области образования дислокации и способствует диффузии осаждаемого материала в эту область с образованием над дислокацией трёхмерного зародыша. По какому именно из вышеперечисленных механизмов роста будет происходить релаксация упругих напряжений в пленке, зависит от величины рассогласования параметров решетки и от условий роста [5]. Обычно релаксация упругих напряжений путем образования дислокаций реализуется при параметре *x* < 0,5, а путём формирования островков — при x > 0,5 (граничное значение xзависит от условий роста). После начала образования островков Ge каждый зародыш растёт свободно, принимая огранку, которая определяется минимумом свободной энергии системы "подложка — смачивающий слой островки". Для каждого данного объёма островков характерна своя, соответствующая минимуму свободной энергии, форма, (а также расстояние между островками, их поверхностная плотность N_s , и т. д.). Для системы Ge/Si и Ge/Si-Si характерно сосуществование при определённых объёмах разных форм. При росте Ge/Si наблюдается несколько стадий эволюции формы островков в процессе увеличения их объёма. Эти стадии различны для подложек ориентации (001) и (111). Поверхность (001) в отношении создания самоформирующихся наноостровков уникальна, только на ней удаётся вырастить бездислокационные островки Ge. Интерес к изучению гетероструктуры, содержащей островки германия, как было ранее нами указано, обусловлен интенсивной фотолюминесценцией области $\lambda = 1.3 \div 1.55 \mu$ [4,5]. Однако, несмотря на то, что на этом пути были достигнуты значительные успехи, получить лазерную генерацию в структурах с наноостровками GeSi/Si пока не удалось. Закономерности трансформации в процессе роста морфологии и состава наноостровков Ge/Si оказываются весьма сложными и до сих пор ещё до конца не изучены. Это обстоятельство затрудняет получение гетероструктур Ge/Si с необходимыми параметрами (здесь ключевыми параметрами являются поверхностная плотность островков N_S , их однородность по размерам, энергии основных межзонных переходов E_0).

Однако, с другой стороны, в последние годы усилился интерес к фотоэлектрическим свойствам гетероструктур GeSi/Si (прежде всего, в спектральной области ближнего инфракрасного (ИК) диапазона $1.3 \div 1.55 \mu$), связанный с расширением рабочего спектрального диапазона фотодетекторов на базе Si в ИК область [5]. Очевидно, что для построения интегрально-оптических устройств необходимы не только излучатели, но и фотоприемники на базе Si. В настоящее время ситуация сложилась таким образом, что в оптоэлектронных ИС на базе Si будет использоваться, в основном, оптическое излучение в диапазоне $\lambda=1.3 \div 1.55 \mu$ в силу следующих обстоятельств:

1. Пассивные волоконно-оптические волноводы и оптические усилители на базе Si предполагается изготовлять на основе систем материалов Si/Ge_x Si_{1-x}/Si, либо на основе системы SiO₂/Si/SiO₂. В любом случае, энергия квантов используемого излучения *hv* не должна превышать ширину запрещенной зоны Si ($E_g(Si) = 1.11$ эВ). Соответствующее значение $\lambda_{min} = 1.12$ μ .

2. Наиболее перспективными светоизлучающими приборами на основе Si в настоящее время считаются светоизлучающие диоды с активной областью на основе Si:Er, излучающие на длине волны λ=1.54 μ.

3. В современных скоростных линий оптоволоконной связи используется оптическое излучение с $\lambda = 1.55 \mu$. Это значение совпадает с минимумом спектральной зависимости потерь в кварцевом оптоволокне. В линиях дальней связи широко используются волоконные усилители на основе Si-SiO₂:Er (рабочая длина волны $\lambda = 1.54 \mu$). К настоящему времени освоено производство безводного кварцевого оптоволокна с окном прозрачности $\lambda =$ $1.3 \div 1.55\mu$. В перспективе ожидается появление оптоволоконных линий, использующие весь указанный диапазон со спектральным мультиплексированием и рамановскими волоконными усилителями.

Таким образом, чтобы состыковать скоростные линии оптоволоконной связи с ИС обработки информации на базе Si, необходимы интегральные фотоприемники на базе Si, работающие в спектральном диапазоне $\lambda = 1.3 \div 1.55 \mu$. В настоящее время в качестве фотоприемников, работающих в указанном диапазоне длин волн, используются *p*—*i*—*n* фотоди-

44

оды на основе гетероструктур InGaAs/InP. Как и традиционные полупроводниковые лазеры на базе InGaAsP, они плохо интегрируются в интегрально-оптические структуры на базе Si. Наиболее перспективным путем расширения спектрального диапазона интегральных фотоприемниками на основе Si в область $\lambda = 1.3 \div 1.55 \ \mu$ в настоящее время считается использование в качестве материала активной области фотодетекторов на основе гетероструктур на базе Ge/Si. Работа таких приборов основана на межзонном оптическом поглощении в квантовых ямах или островках GeSi/Si. В связи с тем, что контакт Ge/Si является гетеропереходом II рода [4,5], и в них возможны межзонные оптические переходы с туннелированием электрона из Ge в Si. Таким образом, в гетероструктурах GeSi/Si возможны межзонные оптические переходы с энергиями, намного меньшими ширины запрещенной зоны как Si, так и Ge. Минимальная энергия основного межзонного перехода E_0 в гетероструктуре Ge/Si составляет 0.35 эB (при 300К), что соответствует длине волны излучения λ =3.54 μ . Наиболее перспективными фотоприёмниками указанного диапазона на базе Si на данный момент считаются *p*—*i*—*n* фотодиоды с массивами наноостровков GeSi, встроенными в *i*-область кремния [4]. Другим направлением исследований, интенсивно развивающееся в настоящее время — исследование фотоэлектрических эффектов при межподзонном фотовозбуждении и фотоионизации квантовых ям и наноостровков GeSi. На основе этих эффектов могут быть созданы фотодетекторы среднего и дальнего ИК-диапазонов [4,5].

В случае эпитаксиального роста Ge_XSi_{1-x} на Si растущая псевдоморфно плёнка сжата в плоскости роста и, следовательно, для минимизации упругой энергии в слое, растянута в перпендикулярном направлении. Деформацию такого типа можно представить как суперпозицию всестороннего сжатия и одноосного растяжения по оси *z* (Рис. 24).



Рис. 24 Деформация слоя GeSi/Si при псевдоморфном росте [2]

При всестороннем сжатии/растяжении симметрия полупроводника не изменяется, следовательно, такая (однородная) деформация не снимает вырождения электронных и дырочных состояний. Меняются лишь параметры зонной структуры, такие как расстояния между ветвями E(k) (в частности, E_g и энергетические зазоры между различными долинами внутри зоны проводимости) и эффективные массы плотностей состояний. При всестороннем сжатии долина Γ_6 удаляется от потолка валентной зоны (долина Γ_8), а *X*- и Δ -долины приближаются к нему (Рис. 25).

В упруго напряжённых гетероэпитаксиальных слоях GeSi/Si, ввиду наличия одноосного растяжения по оси z, симметрия кристалла понижается, что приводит к снятию вырождения зон лёгких и тяжёлых дырок в точке Γ_8 . Меняются также энергия спин-орбитального расщепления (SO).

Изменение структуры зоны проводимости GeSi под действием одноосного сжатия имеет более сложный характер. В зоне проводимости Si и Ge имеется соответственно 6 и 8 эквивалентных долин, расположенных в точках *L* на краю зоны Бриллюэна. В ненапряженных твердых растворах Ge_xSi_{1-x} при x < 0.85 глобальный минимум зоны проводимости соответствует Δ -долинам (подобно Si), а при x > 0.85 — *L*-долинам (подобно Ge). В связи с этим, зависимость ширины запрещенной зоны *Eg* твердого раствора Ge_xSi_{1-x} от *x* имеет характерный излом при $x = \Box 0.85$ (Рис. 26).

Одноосное растяжение по оси *z* приводит к снятию вырождение шести

эквивалентных ∆-долин в зоне проводимости GeSi и образованию 2- и 4- кратно вырожденных долин. Двукратно вырожденные долины расположены вдоль направлений [001] и [00ī] и находятся выше четырехкратновырожденных долин, которые образуют минимум зоны проводимости в слое GeSi.



Рис. 25

Структура валентной зоны объёмного кремния (*a*) и напряженного твердого раствора Ge0,4Si0,6/Si (б) [2]



Зависимость ширины запрещенной зоны ненапряженного твердого раствора GexSi1–x и напряженного псевдоморфного слоя GexSi1–x/Si(001) от x [15]

В реальных гетероструктурах с самоформирующимися островками GeSi/Si имеет место загиб зон вблизи гетерограницы GeSi/Si, который образует потенциальную яму для электронов и способствует их локализации вблизи гетерограниц. Указанный загиб вызван двумя причинами:

- Неоднородными упругими напряжениями растяжения в Si вблизи вершины и дна островка, под влиянием которых локальное значение ширина запрещенной зоны Si уменьшается по сравнению с объёмным.
- 2) Влиянием кулоновского потенциала дырок, локализованных в области GeSi.

Рассмотрим подробнее механизм фотоэлектрических явлений в полупроводниковых гетероструктурах в спектральной области межзонного оптического поглощения, происходящего в наноразмерных объектах (квантовых ямах, квантовых точках) включает в себя 4 этапа [6]:

- 1. межзонное поглощение фотонов и генерацию электронно- дырочных пар в квантовых ям или квантовых точек;
- 2. эмиссию фотовозбужденных носителей из квантовых ям (или квантовых точек) в окружающий материал (матрицу);
- 3. диффузию неравновесных носителей к потенциальному барьеру;
- 4. разделение электронов и дырок в электрическом поле потенциального барьера.

В случае, если квантовые ямы или квантовые точки встроены в область пространственного заряда (ОПЗ) p—n перехода (или барьера Шоттки), то третий этап (диффузия) отсутствует. Необходимо подчеркнуть факт, что фотоэлектрические явления в наноструктурах GeSi/Si имеют ряд отличительных особенностей по сравнению с гетероструктурами на основе полупроводников типа A^3B^5 . Эти особенности связаны, в первую очередь, с тем, что, как уже отмечалось, гетероструктуры GeSi/Si относятся ко II типу.

В квантоворазмерных гетероструктурах спектр малосигнального отклика в спектральной области межзонного оптического поглощения в квантоворазмерном слое независимо от метода ее измерения (фотоЭДС p—n перехода, барьера Шоттки и т. п.) пропорционален спектру межзонного оптического поглощения в квантоворазмерных объектах, при условии, что квантовая эффективность эмиссии фотовозбужденных носителей из квантовых ям не зависит от энергии фотона hv:

$$S(hv) \approx \beta(hv)$$
 (90)

например, в квантовой яме энергетические зависимости плотности электронных состояний как в валентной зоне, так и в зоне проводимости представляют собой ступенчатые функции (Рис. 27 *a*):

$$g_{c}(E) = \frac{m_{n}^{e}}{\hbar^{2}\pi} \sum_{n} \Theta(E - E_{n})$$

$$g_{v}(E) = \frac{m_{n}^{h}}{\hbar^{2}\pi} \sum_{m} \Theta(E - E_{m})$$
(91)
(92)

где m_n^h - эффективная масса дырок в подзоне размерного квантования в КЯ с номером m, m_n^e – эффективная масса электронов в подзоне размерного квантования с номером $n; \Theta(E)$ — ступенчатая функция Хэвисайда.

Комбинированная плотность состояний при прямых межзонных переходах представляет собой свертку по энергии, то есть также ступенчатую функцию:



Энергетическое распределение плотности электронных состояний в квантоворазмерных структурах на основе полупроводников, образующих гетеропереходы I типа (*a*, *б*) и в структурах GeSi/Si (II типа): *a* — КЯ, *б*, *в* — КТ

$$g(E) = \frac{m_{mn}^*}{\hbar^2 \pi} \sum_{m,n} \Theta(E - E_{mn})$$
(93)

где m_{mn}^* - приведенная масса электронов и дырок для подзон размерного квантования *n* и *m*, которая определяется соотношением : $(m_{mn}^*)^{-1} = (m_n^e)^{-1} + (m_m^h)^{-1}$. В структурах же GeSi/Si, вследствие того, что согласование зон в гетеропереходах GeSi/Si происходит по II типу, основными являются переходы из локализованных дырочных состояний в GeSi в зону

проводимости окружающей матрицы (Si, Puc. 27 в). Даже если дырочные состояния в GeSi являются размерно-квантованными по всем трем компонентам квазиимпульса (то есть включения GeSi в матрицу Si представляют собой квантовую точку для дырок), то в этом случае плотность состояний в валентной зоне представляет собой функцию Гаусса. В то же время, в зоне проводимости имеется трехмерная плотность состояний [155] (Рис. 27 в) которая является непрерывной неубывающей функцией. Свертка этих двух функций представляет собой также непрерывную неубывающую функцию. В связи с этим, спектр фоточувствительности гетероструктур GeSi/Si имеет полосовую структуру независимо от природы исходных состояний. В силу вышеуказанных причин, определение природы начальных и конечных состояний оптических переходов в наноструктурах GeSi и положения края соответствующих им полос фоточувсвительности нельзя провести столь же непосредственно, как в квантовразмерных гетероструктурах I типа. В [7,8] для анализа формы края спектров ФЧ наноструктур GeSi/Si, связанной с межзонным оптическим поглощением в слоях и наноостровках GeSi, и определения спектрального положения края полос ФЧ (то есть энергии основных межзонных оптических переходов в наноразмерных слоях GeSi E_0) был предложен и применен следующий подход. При поглощении света в тонком слое GeSi, встроенном в ОПЗ барьера, носители генерируются в этом слое, который можно рассматривать как источник электронно-дырочных пар. При этом процесс диффузии неосновных носителей к барьеру отсутствует, таким образом, зонная структура гетероструктуры с самоформирующимися островками Ge_xSi_{1-x}/Si качественно имеет вид, показанный на Рис. 41. Основным межзонным оптическим переходом в них является переход из дырочных состояний вблизи потолка зоны тяжелых дырок в валентной зоне Ge_xSi_{1-x} в электронные состояния вблизи дна долин в Si.Находящиеся в этих состояниях электроны и дырки пространственно разделены потенциальными барьерами на гетерогранице Si и GeSi, но амплитуды огибающих волновых функций как электронов, так и дырок в соответствующих барьерах конечной высоты отличны от нуля. Следовательно, имеет место перекрытие огибающих, а значит, будет отлична от нуля вероятность межзонных переходов, связанных с туннелированием в прямом пространстве через гетерограницу GeSi/Si. Такие переходы называют пространственно непрямыми. На Рис. 28 представлена зависимость энергии таких переходов в напряженных слоях Ge_xSi_{1-x}/Si от x при 4.2К (без учета эффекта размерного квантования) [6].



Зависимость энергии минимума долины в *с*-зоне и потолка зоны тяжелых дырок (*hh*) в напряженных слоях Ge_xSi_{1-x}/Si(001) от *x* (4.2K) [10]

Стрелками показаны области энергий, в которых экспериментально наблюдалась ФЛ от dome-островков, и соответствующий этой области энергий диапазон *x* в материале островков. На вставке схематически показаны зонная диаграмма гетероструктуры и пространственно непрямые излучательные оптические переходы в них. В гетероструктурах GeSi/Si образуются экситоны особого рода, в которых электроны и дырки, в отличие от гетероструктурах I типа, локализованы по разные стороны гетерограницы GeSi/Si. Такие экситоны называются пространственно непрямыми [4,5]. Они также являются непрямыми и в обратном пространстве, поскольку, как уже отмечалось выше, минимумы энергий электрона и дырки расположены в разных точках зоны Бриллюэна [5].

На Рис. 29*а* приведены расчетные профили потенциала электронов и тяжелых дырок вдоль оси [001], проходящей через вершину пирамидального наноостровка Ge/Si с длиной стороны основания 15 нм [1]. Там же приведены расчетные профили модулей огибающих волновых функций основных размерно-квантованных состояний электрона и тяжелой дырки, составляющих пространственно непрямой экситон в наноостровке. На Рис. 29*б* приведены пространственные распределения $|\psi_{e_1}|$ и $|\psi_{h_1}|$ в плоскости (101), проходящей через вершину островка.

В идеальных квантовых ямах с симметричным профилем потенциала волновая функция электрона, входящего в состав пространственно непрямого экситона, имеет 2 максимума по обе стороны от квантовой ямы. В отличие от квантовых ям, в квантовых точках из Ge/Si профиль потенциала асимметричен, что связано с неоднородным распределением упругих напряжений в объеме островка и в окружающем материале. В связи с этим, минимум энергии электронов находится вблизи вершины островка, тогда как дырки локализованы вблизи основания.

Напротив, в случае биэкситона кулоновское взаимодействие приводит к тому, что электроны локализованы по разные стороны островка: один — вблизи вершины, а другой — вблизи основания. Энергия связи одиночного экситона в пирамидальном островке Ge/Si(001) с указанными параметрами составляет 30 мэВ [1].



Рис. 29

а — расчетные профили потенциала электронов и тяжелых дырок и модулей волновых функций электрона и тяжелой дырки, составляющих пространственно непрямой экситон, /ψ_{el}/ и /ψ_{hl}/ в пирамидальном островках Ge/Si (001) вдоль оси [001], проходящей через вершину островка; б — пространственное распределение /ψ_{el}/ и |ψ_{hl}/ в плоскости (101), проходящей через вершину островка. *в*, *г* — то же для биэкситона [15]

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ:

- 1. Что вы понимаете под термином «гетеропереход» и на какие классы можно разделить гетеропереходы.
- 2. Почему сейчас изучению гетероструктур уделяется большое внимание исследователей?
- 3. На основе какого правила строится зонная диаграмма гетероперехода?
- 4. Какими способами создаются гетеропереходы кремний-германий?
- 5. Расскажите о фотоэлектрических свойствах в ИК диапазоне гетероструктур Ge-Si.

СПИСОК ОСНОВНОЙ И ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ЛИТЕРАТУРЫ ПО ТЕМЕ ЛЕКЦИИ:

- 1. F. Namavar, R.A.Soref. Optical waveguiding in Si/Si1-XGeX/Si heterostructures. J. Appl. Phys. 70, 3370 (1991)
- 2. K.Suto, J.Nishizawa. Semiconductor Raman Lasers. Artech, 1994.
- 3. М. М. Соболев, Г. Э. Цырлин, А. А. Тонких и др. Эффект Ваннье-Штарка в сверхрешетке квантовых точек Ge/Si. ФТП 42, 311 (2008).
- E. Kasper. SiGe alloys and heterojunctions extending the performance of Si devices. Current Opinion in Solid State and Materials. Science 2, 48 (1997).
- 5. U. König. Challenges for a Si/Ge heterodevice technology. Microelectron. Eng. 23, 3 (1994).
- 6. S. Tiwary, F. Rana, H. Hanafi et al. A silicon nanocrystals based memory, Appl.Phys.Lett., 68, 1377, (1996).
- D.J.Paul, P.See, I.V.Zozoulenko et al. Si/SiGe electron resonant tunneling diodes. Appl. Phys. Lett. 77, 1653 (2000).
- 8. Y. H. Xie. SiGe field effect transistors. Mat. Sci. Eng. R 25, 89 (1999).
- 9. Б.Л. Шарма, Р.К. Пурохит « Полупроводниковые гетеропереходы» М., Советское радио, 1979.
- 10. Д.О. Филатов, М.А. Исаков, М.В. Круглова « Фотоэлектрические свойства наноструктур SiGe/Si», Н.Новгород, ННГУ, 2010.
- 11. Г. Э. Цырлин, В. Н. Петров, В. Г. Дубровский и др. Гетероэпитаксиальный рост InAs на Si: новый тип квантовых точек. ФТП 33, 1066 (1999).
- W.-C. Wang, J. P. Denton, G. W. Neudeck et al. Selective epitaxial growth of Si_{1-x}Ge_x/Si strained-layers in a tubular hot-wall low pressure chemical vapor deposition system. J. Vac. Sci. Technol. B 15, 138 (1997).
- L. Vescan, K. Grimm, C. Dieker. Facet investigation in selective epitaxial growth of Si and SiGe on (001) Si for optoelectronic devices. J. Vac. Sci. Technol. B 16, 1549 (1998).
- З. Ф. Красильник, А. В. Новиков. Оптические свойства напряжённых ге- тероструктур на основе Si_{1-x}Ge_x и Si_{1-x-y} Ge_xCy. УФН 170, 338 (2000).
- В. Я. Алешкин, Н. А. Бекин, Н. Г. Калугин и др. Самоорганизующиеся наноостровки Ge в Si, полученные методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Письма в ЖЭТФ, 67, 46 (1998).

Лекция № 6 ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Изучение процессов фотопроводимости в монокристаллических полупроводниках и эпитаксиальных слоях.

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

Монокристаллические кремний и германий. Эпитаксиальные слои кремния и германия. Тонкопленочные структуры на основе кремния и германия или их сплавов.

ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ В РАБОТЕ

- 1. Определение эффекта фотопроводимости в полупроводниках и полупроводниковых структурах.
- 2. Описание эффекта фотопроводимости в собственных и примесных полупроводниках различного уровня легирования.
- 3. Изучение процесса релаксации фотопроводимости в полупроводниках
- 4. Изучение влияния поверхностных ловушек и диффузии носителей заряда на процесс релаксации фотопроводимости

Эффект фотопроводимости

Фотопроводимость – это добавочная проводимость, обусловленная неравновесными носителями заряда, которые создаются падающим на поверхность полупроводника излучением.

В свою очередь, эффект фотопроводимости или как его еще называют фоторезистивный эффект заключается в изменении электрического сопротивления полупроводника под действием падающего на полупроводник излучения. Часто фоторезисторный эффект называют внутренним фотоэффектом. При внутреннем фотоэффекте все физические процессы в рассматриваемом полупроводнике обусловлены процессом первичного поглощения падающего фотона.

Рассмотрим случай собственного полупроводника. Под действием падающего излучения происходит генерация неравновесных носителей заряда и электроны переходят из зоны проводимости в валентную зону. То есть, имеет место собственная проводимость, обусловленная электронами и дырками.

В случае полупроводников с прямыми долинами при собственной фотопроводимости энергия фотона должна быть не меньше ширины запрещенной зоны полупроводника:

$$hv \ge E_g$$
 (94)

в случае рассмотрения фотопроводимости в полупроводнике с непрямыми долинами, иными словами, рассмотрения непрямых переходов, необходимо учитывать закон сохранения квазиимпульса. В этом случае закон сохранения квазиимпульса обеспечивается за счет эмиссии фонона и нижняя граница спектрального распределения фотопроводимости будет равна:

$$h\upsilon = E_g + E_p \tag{94}$$

где *E*_{*p*} – энергия фонона.

В случае рассмотрения сильно легированного полупроводника n-типа (Рис. 30), у которого уровень Ферми расположен выше края зоны проводимости на величину ξ_n , нижняя граница фотопроводимости может быть описана соотношением:



Рис. 30 Схема оптических переходов при фотопроводимости

В случае сильно легированного полупроводника р-типа, у которого уровень Ферми смещен на величину ξ_n ниже края валентной зоны (рис.29), нижняя граница фотопроводимости будет определяться следующим образом:

$$hv = E_g + \xi_p \tag{96}$$

Рассмотрим случай, когда в запрещенной зоне полупроводника присутствуют локальные энергетические уровня, обусловленные наличием примеси. В этом случае падающее излучение будет вызывать переходы электронов между уровнями примеси и зонами (Рис. 31):



Рис. 31

Схема возможных оптических переходов при фотопроводимости

Фотопроводимость, обусловленная уровнями примеси и зонами, называется примесной фотопроводимостью.

Так как величина энергии ионизации примеси E_{np} меньше E_g , то длинноволновая граница примесного фототона сдвинута в длинноволновую сторону по отношения к собственной фотопроводимости. Рассмотрим случай экситонного поглощения света в полупроводнике. При экситонном механизме поглощения падающего света происходит генерация связанной пары электрон-дырка, которая является электрически нейтральным образованием. В этой связи поглощение падающего излучения при экситонном механизме поглощения в первый момент времени не ведет к генерации свободных носителей заряда. В реальных полупроводниках, имеющих в своем объеме дефекты, экситоны будут с большой вероятностью безъизлучательно диссоциировать с образованием свободных электронов и дырок.

С меньшей вероятностью экситоны будут рекомбинировать с испусканием кванта света. Таким образом, образование экситонов приводит, в конечном итоге, к образованию свободных носителей заряда, и, вследствие их транспорта, к фототону.

Экситонное поглощение характеризуется узкими полосами поглощения и узкими спектральными полосами фототона.

Необходимо подчеркнуть, что спектральная зависимость фототона в области электронного поглощения зависит как от состояния поверхности, так и от соотношения диффузионной длины экситонов $L_{3\kappa c}$ и биполярной диффузионной длины *L*.

Спектральная зависимость фототона при экситонном поглощении будет изменяться при модификации поверхности полупроводника. Например, травление поверхности полупроводника приводит к увеличению диффузионной длины экситонов $L_{_{ЭКС}}$ по сравнению с величиной биполярной диффузионной длины L.

Следует отметить, что поглощение света свободными носителями заряда и колебаниями решетки (фононами) непосредственно не могут привести к изменению концентрации носителей заряда. В этом случае концентрация носителей заряда происходит из-за увеличения кинетической энергии свободных носителей заряда или увеличения концентрации фононов, которые впоследствии отдают свою энергию на возбуждение носителей заряда.

При падении света на полупроводник полная проводимость полупроводника будет определяться равновесными носителями заряда с концентрацией n_0 , p_0 и неравновесными носителями заряда (которые генерируются светом) с концентрацией Δn и Δp .

Поэтому полная проводимость может быть записана следующим образом:

$$\sigma = e[n_0 + \Delta n) \cdot \mu_n + (p_0 + \Delta p) \cdot \mu_p]$$
(97)

где μ_n и μ_p –подвижность электронов и дырок соответственно.

Обозначим темновую проводимость σ_T в виде:

$$\sigma_T = \sigma_0 = e(n_0 \cdot \mu_n + p_0 \cdot \mu_p) \tag{98}$$

Тогда фотопроводимость полупроводника, обусловленная непосредственно действием падающего излучения, будет в виде:

$$\sigma_{\Phi} = \sigma \cdot \sigma_0 = e(\Delta n \cdot \mu_n + \Delta p \cdot \mu_p) \tag{99}$$

Свяжем концентрацию неравновесных носителей заряда Δn и Δp с интенсивностью падающего света I и длиной волны λ . Пусть на слой полупроводника толщиной dx, имеющего коэффициент поглощения $\alpha(\lambda)$, падает свет с интенсивностью I. Тогда количество поглощенной в единицу времени световой энергии в единице объема будет:

$$\frac{dI}{dx} = \alpha(\lambda) \cdot I \tag{100}$$

Поэтому при поглощении квантов света с энергией hv в единице объема за одну секунду в области поглощения образуются неравновесные электроны и дырки в следующем количестве:

$$G = \frac{\beta \alpha(\lambda) \cdot I}{hv} \tag{101}$$

где β – квантовый выход фотоионизации.

Квантовый выход фотоионизации определяет число пар электрондырка при собственном поглощении или число носителей заряда при примесной фотопроводимости, которые образуются вследствие акта поглощения одного фотона. Интенсивность света *I* измеряется числом квантов в секунду на единицу поверхности.

Определим концентрацию неравновесных носителей заряда Δn и Δp следующим образом:

$$\Delta n_{cmmaquohap} = G_n \cdot \tau_n = \frac{\beta \alpha(\lambda) \cdot I}{h \nu} \tau_n \qquad (102)$$
$$\Delta p_{cmmaquohap} = G_p \cdot \tau_p = \frac{\beta \alpha(\lambda) \cdot I}{h \nu} \tau_p \qquad (103)$$

где τ_n и τ_p – время жизни электронов и дырок соответственно.

Стационарные концентрации неравновесных носителей заряда $\Delta n_{\rm cr}$ и $\Delta p_{\rm cr}$ обуславливают стационарную фотопроводимость:

$$\sigma_{\phi.cmay.} = e \cdot \beta \cdot \alpha(\lambda)(\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p) \frac{I}{h\nu} (104)$$

Введем вспомогательные параметры полупроводника, необходимые для сравнения величины фотопроводимости у различных полупроводниковых материалов.

Удельная фоточувствительность S_{ϕ} равна отношению величины фотопроводимости к интенсивности падающего света *I*:

$$S = \frac{\sigma_{\phi}}{I} \tag{105}$$

Рассмотрим случай, когда вследствие фотогенерации создается преобладающая концентрация неравновесных носителей заряда одного знака, либо Δn , либо Δp . Тогда стационарная фотопроводимость будет определяться носителями одного знака, и в этом случае будет называться монополярной:

$$\sigma_{\phi.cmau.} = e \cdot \beta \cdot \alpha(\lambda) \tau \mu \frac{I}{h\nu}$$
(106)

Запишем выражение, которое определяет плотность стационарного фототона:

$$j_{\phi} = \sigma_{\phi.cmay.} E = e \cdot \beta \cdot \alpha(\lambda) (\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p) \frac{I \cdot E}{hv} \quad (107)$$

Пусть: $\mu_n \cdot E = V_n$, а $\mu_p \cdot E = V_p$. Длина полупроводника будет равна *l* (в направлении поля *E*). Время дрейфа неравновесных носителей заряда составит: $t_n = \frac{l}{V}$ и $t_p = \frac{l}{V_1}$.

Тогда:

$$j_{\phi} = e \cdot \beta \cdot \alpha(\lambda) \left[\frac{\tau_n}{t_n} + \frac{\tau_p}{t_p} \right] \frac{I \cdot}{hv} \cdot l$$
(108)

По известным величинам, входящим в (108), на основе экспериментальной зависимости $j_{\phi}(hv)$ можно определить спектральную зависимость квантового выхода $\beta(hv)$.

Необходимо подчеркнуть, что для кремния спектральная зависимость $\beta(hv)$ имеет вид прямой до hv=3 эВ. А затем претерпевает излом и наблюдается резкий рост $\beta(hv)$. В спектральном диапазоне от 1.1 эВ до 3 эВ $\beta=1$, после hv=3 эВ β резко вырастает до 4 при комнатной температуре. Этот факт модно объяснить следующим образом: при энергии фотона $hv\geq3$ эВ квантовый выход β резко увеличивается вследствие генерации носителей заряда, у которых кинетическая энергия значительно превышает величину E_g . Так называемые «горячие электроны» обладают необходимой энергией для образования вторичных электронно-дырочных пар путем ударной ионизации.

Так как E_g уменьшается с ростом температуры, то точка начала роста квантового выхода β будет смещаться в сторону меньших энергий. Таким образом, наличие области на спектральной зависимости $\beta(hv)$, где $\beta>1$, будет обусловлено не генерацией одним фотоном нескольких пар носителей заряда, а сугубо процессом (механизмом) ударной ионизации.

Релаксация фотопроводимости

Пусть поверхность кремния освещается импульсом света прямоугольной формы (Рис. 32):



Релаксация фотопроводимости при возбуждении импульсом света

Стационарные значения фотопроводимости достигаются через некоторое время после начала освещения. При выключении света неравновесная проводимость также исчезает не сразу.

Кривые $\sigma_{\Phi}(t)$ нарастания и спада неравновесной проводимости называются кривыми релаксации фотопроводимости.

Рассмотрим по отдельности случаи малого и большого уровня интенсивности возбуждения. Обозначим изменение концентрации неравновесных носителей заряда в единицу времени как $\left(\frac{d\Delta n}{dt}\right)$.

 $\left(\frac{d\Delta n}{\alpha}\right)$ - есть по сути разность между скоростями генерации (G_k) и рекомби-

нации (*R*) неравновесных носителей заряда:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \frac{\beta \cdot \alpha(\lambda) \cdot I}{h\nu} - R \tag{109}$$

Для случая малого уровня освещения: $\Delta n << (n_0+p_0)$ и $R = \frac{\Delta n(t)}{\tau}$. Тогда:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \frac{\beta \cdot \alpha(\lambda) \cdot I}{h\nu} - \frac{\Delta n(t)}{\tau}$$
(110)

Решим дифференциальное уравнение (17) методом разделения переменных с учетом начального условия: $\Delta n \Big|_{t=0} = 0$. Для нарастания:

$$\Delta n = \beta \cdot \alpha(\lambda) \cdot \tau \cdot \frac{I}{h\nu} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) = \Delta n_{CTAU_{\cdot}} \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right)$$
(111)

Для области спада:

$$\Delta n = \beta \cdot \alpha(\lambda) \cdot \tau \cdot \frac{I}{h\nu} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} = \Delta n_{CTAU} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$$
(112)

Таким образом:

Кривая релаксации фотопроводимости, измеренная при малом уровне освещения определяется экспоненциальным законом с постоянной времени, соответствующей времени жизни неравновесных носителей заряда.

В случае возбуждения светом большой интенсивности: $\Delta n >> (n_0 + p_0)$ и рекомбинация носителей заряда будет описываться законом: $R = \gamma \cdot \Delta n^2$.

Тогда уравнение (16) принимает вид:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \frac{\beta \cdot \alpha(\lambda) \cdot I}{h\nu} - \gamma (\Delta n)^2$$
(113)

Введем начальные условия: $\Delta n=0$ при t=0. Решим (113) методом разделения переменных с учетом начальных условий. Тогда закон изменения концентрации неравновесных носителей заряда в области нарастания имеет вид:

$$\Delta n(t) = \sqrt{\frac{\beta \cdot \alpha(\lambda) \cdot I}{\gamma \cdot h \cdot \nu} \cdot th\left(t \cdot \sqrt{\frac{\beta \cdot \alpha(\lambda) \cdot I}{h \cdot \nu}}\right)}$$
(114)

Для области спада:

$$\Delta n(t) = \sqrt{\frac{\beta \cdot \alpha(\lambda) \cdot I}{\gamma \cdot h \cdot \nu}} \cdot \frac{1}{\left[1 + \sqrt{\frac{\beta \cdot \alpha(\lambda) \cdot \gamma \cdot I}{\gamma \cdot h \cdot \nu} \cdot t}\right]}$$
(115)

Таким образом, при большом уровне засветки область нарастания $\Delta n(t)$ описывается гиперболической тангенсоидой, а область спада – гиперболическим законом.

Из соотношения $\Delta n(t)$ можно сделать выводы: при линейном законе рекомбинации (случай низкой интенсивности засветки) фотопроводимость пропорциональна интенсивности засветки:

$$\sigma_{\phi} \approx \frac{I}{h\nu} \quad \text{if } j_{\phi} \approx \frac{I}{h\nu} \tag{116}$$

В случае квадратичного закона рекомбинации (когда имеет место высокий уровень засветки), фотопроводимость пропорциональна:

$$\sigma_{\phi} \approx \frac{\sqrt{I}}{\sqrt{h\nu}} \quad \text{if } j_{\phi} \approx \sqrt{\frac{I}{h\nu}} \tag{117}$$

Необходимо рассмотреть случай, когда в полупроводнике имеются центры захвата (ловушки), которые напрямую оказывают влияние на кинетику фотопроводимости. Неравновесные носители заряда, электроны, будут не только рекомбинировать с дырками, но также будут захватываться ловушками, что уменьшит скорость нарастания стационарной концентрации неравновесных носителей заряда (Рис. 33).



Рис. 33

Кривая релаксации фотопроводимости при отсутствии (1) и при наличии (2) центров захвата

Фотопроводимость при наличии поверхностной рекомбинации и в случае наличия диффузии носителей заряда

Рассмотрим случай, когда падающее излучение поглощается полупроводником неравномерно по толщине образца и, вследствие, градиента концентрации неравновесных носителей заряда имеет быть диффузия носителей заряда.

Пусть в полупроводнике нет ловушек. Тогда для вычисления стационарной концентрации фотогенерируемых носителей заряда необходимо решить уравнение непрерывности, например, для электронов (или для дырок):

$$-\frac{\Delta n}{\tau_n} + D\frac{d^2\Delta n}{dx^2} + G\exp(-\alpha \cdot x) = 0$$
(118)

Первое слагаемое учитывает рекомбинацию неравновесных носителей заряда (электронов), второе слагаемое учитывает диффузию носителей заряда, третье слагаемое ответственно собственно за генерацию неравновесных носителей заряда. Не нарушая общности в рассмотрении, будем считать, что фотогенерация носителей заряда происходит по закону:

$$G\exp(-\alpha \cdot x) = \frac{\beta(1-R_s) \cdot I_0}{h\nu} \exp(-\alpha \cdot x)$$
(119)

где: β – квантовый выход, R_S – коэффициент отражения от поверхности полупроводника, α – коэффициент поглощения света в полупроводнике.

Введем граничное условие для света, падающего с интенсивностью І₀:

$$D\frac{d\Delta n}{dx}\Big|_{x=0} = S \cdot \Delta n\Big|_{x=0}$$
(120)

где *S* – скорость поверхностной рекомбинации на освещенной стороне полупроводника. Будем рассматривать случай толстого слоя (*d*) полупроводника: d >> L и $d >> 1/\alpha$, где L – диффузионная длина. Общее решение уравнения непрерывности имеет вид:

$$\Delta n(x) = A \cdot e^{-\frac{x}{L}} - \frac{\tau \cdot G \cdot e^{-\alpha x}}{L^2 \alpha^2 - 1}$$
(121)

Используя приведенное выше граничное условие можно получить частное решение уравнения непрерывности:

$$\Delta n(x) = \frac{G \cdot \tau}{L^2 \alpha^2 - 1} \left[\frac{\alpha \cdot L^2 + S \cdot \tau}{L + S \cdot \tau} e^{-\frac{x}{L}} - e^{-\alpha x} \right]$$
(122)

Проанализируем влияние скорости поверхностной рекомбинации (S) на фотопроводимость и выясним спектральную зависимость фотопроводимости вблизи границы собственного поглощения. Для этого определим полное число фотогенерируемых носителей заряда к единице площади S поверхности образца толщиной α . Полное количество фотогенериоуемых носителей заряда можно получить, если проинтегрировать $\Delta n(x)$ в пределах от 0 до *d*:

$$\Delta n = \int_{o}^{d} \Delta n(x) dx = \frac{\beta(1-R_{s}) \cdot I_{0}\tau \cdot \alpha}{h\nu(\alpha^{2}L^{2}-1)} \left(\frac{\alpha \cdot L^{2} + S \cdot \tau}{L+S \cdot \tau} \cdot L\left(1-e^{-\frac{d}{L}}\right) - \frac{1}{\alpha}\left(1-e^{-\alpha d}\right)\right) (123)$$

Рассмотрим зависимость собственного поглощения полупроводника в области малого коэффициента α : $\alpha \cdot d < 0$ и $\alpha \cdot L << 1$.

В этом случае функция $(1-e^{-\alpha \cdot d}) \approx \alpha \cdot d$, а $e^{-\frac{\alpha}{L}} \approx 0$, так как d >> L. Таким образом, уравнение для Δn имеет вид:

$$\Delta n = \frac{\beta(1-R_s) \cdot I_0 \tau \cdot \alpha}{h\nu} \cdot \left(d - \frac{\alpha \cdot L^2 + S \cdot \tau}{L + S \cdot \tau} \cdot L \right) \approx \frac{\beta(1-R_s) \cdot I_0 \tau \cdot \alpha}{h\nu} \cdot \left(d - \frac{S \cdot \tau}{L + S \cdot \tau} \cdot L \right) (124)$$

Отсюда следует, что в области малого коэффициента поглощения фотопроводимость линейно растет с увеличением α . Если $S \cdot \tau << d$, то поверхностная рекомбинация слабо влияет на фотопроводимость. В том случае, когда $S \cdot \tau >> d$, величина фотопроводимости будет меньше, чем при S=0.

Рассмотрим случай, когда $\alpha \cdot d > 1$, а $\alpha \cdot L < 1$. Тогда:

$$\Delta n = \frac{\beta(1-R_s) \cdot I_0 \tau \cdot \alpha}{h\nu} \cdot \left(\frac{1}{\alpha} - \frac{\alpha \cdot L^2 + S \cdot \tau}{L + S \cdot \tau}\right) \approx \frac{\beta(1-R_s) \cdot I_0 \tau \cdot \alpha}{h\nu} \cdot \left(1 - \frac{\alpha \cdot S \cdot \tau}{L + S \cdot \tau}\right) (125)$$

С дальнейшим ростом коэффициента поглощения *а* фотопроводимость будет уменьшаться. В случае отсутствия поверхностной рекомбинации (*S*=0) – фотопроводимость стремится к насыщению.

Следовательно, наличие рекомбинации приводит к появлению максимума на кривой спектральной зависимости фотопроводимости (Рис. 34).



Рис. 34

Спектральные зависимости фотопроводимости при наличии поверхностных ловушек

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ:

- 1. Дайте определение эффекта фотопроводимости в полупроводниках
- 2. От чего зависит величина фотопроводимости в полупроводниках?
- 3. Каким образом связана концентрация неравновесных носителей заряда и интенсивность излучения, падающего на поверхность полупроводника?
- 4. Каким образом можно описать релаксацию фотопроводимости в полупроводниках, свободных от ловушек.
- 5. Каким образом влияют поверхностные ловушки и эффект диффузии носителей заряда на процесс релаксации фотопроводимости?

СПИСОК ОСНОВНОЙ И ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ЛИТЕРАТУРЫ ПО ТЕМЕ ЛЕКЦИИ:

- 1. К.В. Шалимова, М., Энергия, 1978
- 2. В.Л.Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников, М., Мир, 1977.
- 3. С.М. Рывкин «Фотоэлектрические явления в полупроводниках», М. Физматгиз, 1963.
- 4. Р.Бьюб «Фотопроводимость твердых тел», М. Издательство иностранной литературы, 1962.

Лекция № 7 ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Изучение процессов люминесценции в полупроводниках и полупроводниках и полупроводниковых структурах.

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

Образцы монокристаллического кремния и германия, сплав Si/Ge, эпитаксиальные слои кремния и германия, эпитаксиальные слои антимонида индия и фосфида индия.

ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ В РАБОТЕ

- 1. Определение люминесценции в полупроводниках и полупроводниках и ковых структурах.
- 2. Изучение рекомбинационного излучения в полупроводниках при фундаментальных переходах носителей заряда.
- 3. Изучение процесса релаксации люминесценции
- 4. Изучение процесса температурного тушения люминесценции в полупроводниках.

Типы люминесценции

У полупроводников, находящихся в возбужденном состоянии, может наблюдаться испускание электромагнитного излучения - люминесценция, которая является процессом, обратным поглощению. Такое состояние вещества можно осуществлять различными способами. При фотолюминесценции излучение появляется за счет поглощаемой энергии света. Свечение, возникающее при бомбардировке образца электронами, называют катодолюминесценцией. Люминесценция может наблюдаться при возбуждении вещества рентгеновским (рентгенолюминесценция) и γ-излучением (радиолюминесценция). Возбуждение может происходить под действием электрического поля (электролюминесценция) или в результате механического воздействия на вещество (триболюминесценция), а также при химических и биологических процессах (хеми - и биолюминесценция).

Согласно определению, впервые сформулированному С. И. Вавиловым, люминесценция есть избыток над температурным излучением тела в том случае, если это избыточное излучение обладает конечной длительностью, значительно превышающей период световых колебаний. Данное определение отделяет люминесценцию от теплового равновесного излучения тела и дает право отнести ее к разряду неравновесных излучений. Кроме того, это определение выделяет люминесценцию из всех других видов неравновесного излучения, таких, как отражение и рассеяние света, тормозное излучение, излучение Вавилова—Черенкова и др. Люминесценция, как любое электромагнитное излучение, характеризуется интенсивностью, спектральным составом, поляризацией, когерентностью и длительностью послесвечения. И только длительность послесвечения отличает люминесценцию от всех других видов неравновесного излучения, которые практически безынерционны; их длительность составляет примерно период световых колебаний (10⁻¹⁵с). В случае люминесценции акты поглощения и излучения света разделены промежуточными процессами, что и приводит к продолжительному существованию свечения после прекращения возбуждения.

У твердых тел различают три вида люминесценции: мономолекулярную, метастабильную и рекомбинационную. Люминесценция, которая происходит во время возбуждения, носит название флюоресценции. Люминесценция, которая продолжается некоторое время после окончания возбуждения, называется фосфоресценцией.

Мономолекулярное свечение твердых тел

Мономолекулярное и метастабильное излучение твердых тел имеет место в том случае, когда поглощение и излучение света происходят внутри примесного центра.

Спектры люминесценции твердых тел, т. е. зависимость интенсивности свечении от энергии излученного фотона или длины волны, отличаются от соответствующих спектров изолированных атомов примеси двумя основными чертами. Во-первых, твердых тел наблюдается обычно в виде широких полос, и, во-вторых, их спектр люминесценции, как правило, смещен в длинноволновом направлении по сравнению со спектром поглощения, т. е. излучаемая энергия меньше, чем поглощаемая. Разницу этих двух энергий называют «сдвигом Франка—Кондона». Эти особенности оптических свойств твердых тел обязаны своим происхождением взаимодействию центра с вечения с полем кристаллической решетки. При взаимодействии центра с ближайшим окружением его потенциальная энергия складывается из кулоновского притяжения, обменного взаимодействия и Ван-дер-Ваальсовского притяжения. В результате этих сил взаимодействия атомные уровни примеси основного U_0 и возбужденного U_B состояний в кристаллической решетке будут квазимолекулярными, как показано на Рис. 35.



Рис. 35 Схема энергетических уровней примесного центра в твердом теле

При такой ситуации возможно поглощение света примесным центром, в результате которого электрон с основного уровня U_0 перейдет на возбужденный U_B . Самопроизвольный обратный переход электрона с возбужденного уровня центра на основной будет сопровождаться излучением. Если учесть заселенность колебательных уровней электронами в основном и возбужденном состояниях, то совокупность соответствующих фотонов образует полосы поглощения и излучения, которые на Рис. 35 изображены на оси ординат - шкале энергии. Длительность такой люминесценции твердого тела будет определяться временем жизни электрона в возбужденном состоянии центра. Оно постоянно, не зависит от внешних факторов и, в частности, для дипольного излучения атомов составляет примерно 10^{-8} с.

В том случае, когда люминесценция происходит при воздействии на возбужденный примесный центр внешних факторов, сообщающих ему энергию активации, свечение называют метастабильным. Это излучение запаздывает относительно возбуждения на время, равное длительности пребывания на метастабильном уровне примеси, которое непостоянно и зависит от температуры.

Рекомбинационное излучение полупроводников при фундаментальных переходах

При возбуждении полупроводника, создающем электронно-дырочные пары, рекомбинационное излучение может возникнуть при непосредственной рекомбинации свободных электронов н свободных дырок, при аннигиляции экситона, а также при рекомбинации свободных электронов и свободных дырок через рекомбинационные ловушки, которые выступают здесь в качестве центров свечения. Сначала рассмотрим фундаментальные переходы, при которых изменение энергии равно ширине запрещенной зоны или близко к ней.

1. Прямые переходы «зона проводимости — валентная зона»

В полупроводнике с прямой запрещенной зоной поглощение света сопровождается образованием свободного электрона и свободной дырки, волновые векторы которых одинаковы (k=k'). После процесса поглощения света образовавшиеся свободные носители заряда претерпевают рассеяние, в результате чего за время релаксации электрон опускается на дно зоны проводимости, а дырка поднимается к потолку валентной зоны. Такое состояние между свободными носителями заряда и кристаллической решеткой устанавливается за время порядка 10^{-10} — 10^{-12} с. Прямая рекомбинация свободного электрона и свободной дырки с излучением фотона наиболее вероятна, если после процесса релаксации волновые векторы электрона и дырки будут одинаковы (Рис. 36).



Рис. 36 Прямые излучательные переходы

В этом случае, спектр излучения описывается выражением: $I(hv)=B(hv-E_g)^{1/2}$ (126)

где *В* — постоянная.

Из этой формулы следует, что излучение при рекомбинации свободных носителей заряда должно иметь порог со стороны низких энергий при $hv=E_g$ (Рис. 36, сплошная кривая). При увеличении температуры, а также при возрастании энергии возбуждения заполняются более высокие состояния в зоне проводимости. Эго обусловит излучение при более высоких энергиях фотонов, приводящее к появлению в спектре люминесценции высокоэнергетического «хвоста».



В качестве примера прямой излучательной межзонной рекомбинации на Рис. 37 представлен спектр фотолюминесценции InSb n-типа с различным уровнем легирования. Сдвиг максимума излучения и его высокоэнергетического края в сторону больших энергий фотонов при возрастании легирования обусловлен смещением уровня Ферми в зону проводимости.

2. Непрямые переходы «зона проводимости — валентная зона»

В полупроводнике с непрямой запрещенной зоной поглощение света происходит с поглощением или излучением фонона. В таком полупроводнике при рекомбинации свободного электрона и свободной дырки должны также принимать участие фононы, которые обеспечивают сохранение квазиимпульса (Рис. 38).



Непрямые излучательные переходы

Рис. 38 Спектр излучения образца Ge

2,1

Наиболее вероятным процессом является эмиссия фонона. Процесс поглощения фонона несуществен при излучении фонона, поскольку его вероятность в $N_p/(N_p+1)$ раз меньше вероятности испускания фонона. Оптиче-

ский переход, сопровождаемый испусканием фонона, имеет меньшую энергию, чем ширина запрещенной зоны, равную $hv_{Muh} = E_g - E_p$. В таком случае по аналогии с коэффициентом поглощения спектр излучения описывается выражением

$$I(hv) = B(hv - E_g + E_p)^2 \tag{127}$$

где *E_p* - энергия фонона, участвующего в рекомбинации.

Если у полупроводника возможны прямые и непрямые переходы, в спектре его излучения наблюдаются две полосы люминесценции, как, например, в германии (Рис. 38). Длинноволновая полоса излучения определяется непрямой излучательной рекомбинацией. Коротковолновая полоса люминесценции обусловлена переходами электронов с излучением из прямой долины, которая расположена на 0.15 эВ выше дна самой низкой долины. Кривая 2 на этом рисунке — экспериментальная, а кривая 1 получена из кривой 2 путем введения поправки на поглощение в образце.

3. Сильно легированный полупроводник

У сильно легированного полупроводника уровень Ферми лежит внутри разрешенной зоны (в зоне проводимости для n-типа и в валентной зоне для p-типа). На Рис. 39 приведена энергетическая диаграмма полупроводника, в котором за счет возбуждения создана концентрация электронов в зоне проводимости.



Рис. 39

Для полупроводника с прямой запрещенной зоной для прямых переходов интенсивность излучения с увеличением частоты должна расти как $I(hv)=B(hv-E_g)^{1/2}$ (128)

В случае непрямых переходов, при которых закон сохранения квазиимпульса осуществляется за счет процессов электрон-электронного рассеяния или рассеяния «электрон-примесь», все занятые состояния в зоне проводимости могут давать начало излучательным переходам во все пустые состояния валентной зоны. В этом случае одной и той же энергии hv могут отвечать переходы между различными верхними и нижними состояниями, поэтому спектр излучения описывается выражением

$$I(hv) = B(hv - E_g)^2 \tag{129}$$

4. Экситонная рекомбинация

В достаточно чистом полупроводнике при возбуждении светом, энергия которого близка к ширине запрещенной зоны, возможно возникновение экситона - свободного электрона и свободной дырки, связанных силой кулоновского притяжения. При рекомбинации таких носителей заряда, т. е. при аннигиляции экситона, будет излучаться узкая спектральная линия.



```
Прямая экситонная рекомбинация
```

В полупроводнике с прямой запрещенной зоной, имеющего разрешенные переходы (Рис. 40а), энергия экситонного излучения равна:

 $hv = E_g - E_{x\varepsilon}$ (

(130)

где *Е*_{*x*}*ɛ* - энергия связи экситона.

Экситон может иметь возбужденные состояния, энергия ионизации которых в n^2 раз меньше, чем энергия ионизации основного состояния, соответствующего n=1. Поэтому излучение свободного экситона может состоять из серии узких линий.



Рис. 42

Зависимость фотолюминесценции InP при 6 К от энергии фотонов

В полупроводнике с непрямой запрещенной зоной (Рис. 40б), у которого закон сохранения квазиипмпульса осуществляется за счет испускания оптического фонона с энергией *E*_p, энергия излученного фотона

$$hv = E_g - E_{x\varepsilon} - E_p$$

У полупроводников с прямыми разрешенными переходами излучение свободного экситона может также происходить с испусканием одного или несколько фононов (Рис. 41), но вероятность таких переходов уменьшается и соответствующая линия излучения становится слабее.

В присутствии примесей могут образоваться связанные экситоны. Их спектр излучения состоит из узких линий с энергиями меньшими, чем при рекомбинации свободного экситона. На Рис. 42 в качестве примера приведен спектр фотолюминесценции достаточно чистого фосфида индия. Пик излучения, обозначенный цифрой 1, относят к рекомбинации свободного экситона, а линии 2, 3, 4 и 5 обусловлены рекомбинацией связанного экситона с испусканием соответственно 0, 1, 2 и 3 продольных оптических фононов LO, энергия которого составляет 43 мэВ. Полосы излучения I и II вызваны процессами не экситонного характера.

Рекомбинационное излучение полупроводников при переходах между зоной и примесными уровнями

В примесных полупроводниках, в которых в качестве примеси могут выступать не только доноры и акцепторы, по и разного рода дефекты, нарушения кристаллической периодичности на поверхности полупроводника, сверхстехиометрический избыток одного из компонентов в случае сложного полупроводникового материала, важную роль в процессах люминесценции играют локализованные центры, энергетические уровни которых попадают в запрещенную зону полупроводника. В таких случаях люминесценция идет преимущественно через локализованные центры рекомбинации. Уровни электронно-дырочной рекомбинации характеризуются эффективными сечениями захвата электронов σ_n и дырок σ_p . Ловушки и донорные уровни имеют большую вероятность захвата электронов из зоны проводимости, однако обмен с валентной зоной для этих уровней практически невозможен, т. е. $\sigma_n > \sigma_p$. Если уровень не занят электроном, то это электронная ловушка, если же уровень занят электроном, то он является донором.

$$E_c$$

$$\underbrace{A}_{F_{H}} \clubsuit E_{H}$$

Рис. 43 Мелкие переходы

Переходы при нейтрализации ионизированных доноров и акцепторов (Рис. 43) в принципе могут являться излучательными, давая свечение в далекой инфракрасной области спектра. Однако, как показали расчеты, вероятности переходов с испусканием фононов значительно больше, чем вероятность излучательных переходов. Например, для Ge n-типа при 4 К сечение захвата для переходов с испусканием фонона равно примерно 10^{-12} см², а сечение захвата при переходе с излучением фотона составляет $4 \cdot 10^{-19}$ см². Процесс безызлучательной рекомбинации происходит следующим образом. Сначала электрон зоны проводимости захватывается на возбужденный уровень донора. Затем он совершает каскадные переходы на нижележащие энергетические уровни, испуская фонон при каждом переходе.

1. Переход «зона – уровень примеси»

В достаточно чистом полупроводнике при возбуждении светом, У полупроводников n- и p-типа, как следует из Pиc. 44, возможны излучательные переходы с донорного уровня в валентную зону или из зоны проводимости на акцепторный уровень. Такие центры отличаются от ловушек лишь несколько большей глубиной залегания уровней и тем, что захват дырки из валентной зоны хотя и менее вероятен по сравнению с захватом электрона из зоны проводимости, но все же имеет заметную величину ($\sigma_n >> \sigma_p$). Согласно (Рис. 44 а) сначала происходит захват электрона из зоны проводимости локальным уровнем (переход 2), а затем осуществляется излучательная рекомбинация локализованного электрона и дырки валентной зоны (переход 3).



Рис. 44 Излучательные переходы между зоной и примесными состояниями



Спектр катодолюминесценции при 4,2 К арсенида галлия, легированного цинком.

В другой модели люминесценции (Рис. 44, б) локализованный уровень расположен немного выше валентной зоны и имеет большую вероятность захвата дырки ($\sigma_p >> \sigma_n$), но вместе с тем имеет и заметную вероятность захвата электронов зоны проводимости. Люминесцентное излучение возникает при рекомбинации свободного электрона зоны проводимости с захваченной этим уровнем дыркой (переход 3).

При прямых переходах излучается фотон с энергией $hv = F_{r_{e}} - F_{r_{e}}$ (131)

$$hv = E_g - E_{\mu}, \qquad (131)$$

а при непрямых переходах энергия излученного фотона равна:

 $hv = E_g - E_H - E_p. \tag{132}$

где: *E*_и - энергия ионизации примесного атома; *E*_p - энергия фонона, принимающего участие в рекомбинации.

Такого типа излучательная рекомбинация возможна только для полупроводников с относительно низкой концентрацией примесей. Увеличение концентрации доноров (или акцепторов) вызовет размытие энергетического уровня примеси и превращение его в примесную зону, которая будет смыкаться с краями основной зоны. В качестве примера на Рис. 45 приведен спектр катодолюминесценции арсенида галлия, легированного цинком. Из рисунка видно, что при возрастании концентрации акцепторов имеет место расширение полосы излучения и наблюдается сдвиг ее максимума в сторону низких энергий, что вызывается сужением запрещенной зоны, обусловленным высоким уровнем легирования.



Рис. 46

Спектральное распределение примесной излучательной рекомбинации в Si при 20 К

У полупроводников с непрямой запрещенной зоной при малых концентрациях доноров в переходах «донор - валентная зона», а также в переходах «зона проводимости - акцептор» должен принимать участие фонон. На Рис. 46 приведены спектры излучения для образцов кремния, легированных разными примесями. В рекомбинационных переходах принимает участие поперечный акустический фонон TA с энергией 0.016 эВ и поперечный оптический фонон TO с энергией 0.055 эВ, которые обеспечивают сохранение квазиимпульса носителя заряда. На рисунке длинная вертикальная черта соответствует энергии $hv=E_g-E_H-E_p$ (TO), короткая - энергия $hv=E_g-E_H-E_p$ (TA). Значения энергий ионизации для примесей (в электронвольтах) составляют: 0.046 (В); 0.069 (Ві); 0.071 (Ga) и 0.16 (In). У образца, легированного индием, в низкоэнергетической части спектра наблюдаются бесфононные переходы.
2. Донорно-акцепторные пары

Если в полупроводнике присутствуют донорная и акцепторная примеси с энергией ионизации соответственно E_d и E_a , то они могут образовывать пары, которые будут действовать как неподвижные молекулы, погруженные в кристалл (Рис. 47).



Донорно-акцепторные переходы

Кулоновское взаимодействие между донором и акцептором, находящимися в среде с диэлектрической проницаемостью є, вызывает уменьшение их энергии связи на величину

$$\Delta E = \frac{e^2}{\varepsilon r} \tag{133}$$

где *r* — расстояние между донором и акцептором, образующими пары. Поэтому энергетический зазор между донорным и акцепторным уровнями (Рис. 47) будет равен:



Поскольку примеси могут занимать дискретные положения в решетке (например, примесь замещения занимает узлы), расстояние в донорно-акцепторной паре меняется конечными порциями. Это должно обусловить наличие в спектре тонкой структуры. При больших расстояниях между донором и акцептором (r>40 A) линии излучения перекрываются, образуя широкий спектр. Спектральное положение как широкой полосы, так и структуры узких линий должно зависеть от типа примесей. При этом в зависимости от мест, занимаемых примесями, могут образовываться различные типы пар. Если донор и акцептор занимают в решетке одинаковые места, то образуются пары типа I. Если донор и акцептор занимают различные места, то возникают пары типа II.

Излучение донорно-акцепторных пар было обнаружено в ряде полупроводников. В частности, на Рис. 48 дан спектр фосфида галлия при 1.6 К, имеющего донорно-акцепторные пары Si-S и Si-Te, в которых Si является акцептором. И доноры и акцепторы занимают узлы вместо фосфора.

Релаксация люминесценции полупроводников

При выключении источника возбуждения излучение полупроводника исчезает не мгновенно. Поскольку интенсивность люминесценции пропорциональна числу актов рекомбинации в секунду

$$I_n \approx -\left(\frac{dn}{dt}\right)_r \tag{135}$$

то изменение ее яркости во времени после снятия возбуждения будет различной в зависимости от вида люминесценции.

В случае мономолекулярного свечения, когда процесс поглощения и излучения происходит в одном и том же центре, уменьшение концентрации возбужденных электронов во времени определяется соотношением вида

 $n=n_0e^{-t/\tau}$ (136) где n_0 - концентрация возбужденных электронов в момент $t=0; \tau$ - время жизни электрона на возбужденном уровне центра. Следовательно, интенсивность мономолекулярной люминесценции после прекращения возбуждения

т. е. убывает по экспоненциальному закону с постоянной времени τ .

 $I_{\pi} \approx e^{-t/\tau}$

Для рекомбинационной люминесценции закон затухания определяется степенью ее возбуждения. Рассмотрим два крайних случая. При слабом возбуждении, когда концентрация избыточных носителей заряда Δn значительно меньше равновесных $\Delta n << n_0+p_0$, интенсивность рекомбинации согласно пропорциональна первой степени концентрации, т. е.

$$\frac{d\Delta n}{dt} = -\frac{\Delta n}{\tau} \tag{138}$$

(137)

Поэтому:

$$I_{n} = I_{0} e^{-t/\tau} \qquad (139)$$

Где: Δn и I_0 — концентрация избыточных носителей заряда и интенсивность люминесценции в момент времени t=0, т. е. в момент выключения возбуждающего света.

Вид излучения полупроводника, интенсивность которого описывается равенством (139), носит название мономолекулярного рекомбинационного свечения. По его экспоненциальной кривой релаксации можно определить время жизни т неравновесных носителей заряда.

В случае сильного возбуждения, когда $\Delta n >> n_0 + p_0$, интенсивность рекомбинации пропорциональна квадрату концентрации избыточных носителей заряда, т. е.

$$\frac{d\Delta n}{dt} = -\lambda_r \Delta n^2 \tag{140}$$

Поскольку концентрация избыточных носителей убывает во времени:

$$\Delta n = \frac{\lambda_r \Delta n_0}{1 + \lambda_r \Delta n_0 t} \tag{141}$$

то интенсивность люминесценции описывается соотношением вида

$$I_{\mathcal{I}} = \frac{\lambda_r \Delta n_{_0}^2}{\left(1 + \lambda_r \Delta n_0 t\right)^2}, \qquad (142)$$

а люминесценция называется бимолекулярным рекомбинационным свечением.

Температурное тушение люминесценции полупроводников

У полупроводников интенсивность излучения уменьшается при повышении температуры, т. е. наблюдается температурное тушение люминесценции. Если через P_r обозначить вероятность излучательных переходов, которая предполагается не зависящей от температуры, а через P_{nr} - вероятность безызлучательных переходов, то квантовый выход люминесценции η описывается выражением

$$\eta = \frac{P_r}{P_r + P_{nr}} \tag{143}$$

Вероятность P_{nr} зависит от температуры

$$P_{nr} = P_{nr0} e^{-E^*/kT} \tag{144}$$

В этом выражении E^* - энергия активации; P_{nr0} - коэффициент, не зависящий от температуры. Следовательно, температурная зависимость квантового выхода излучения имеет вид:

$$\eta = \frac{1}{1 + Ce^{-E^*/kT}}$$
(145)

где $C = P_{nr0}/P_r$ - константа.

Тушение мономолекулярного свечения твердых тел, когда поглощение и излучение света происходят в одном центре, можно объяснить следующим "образом. При поглощении кванта света электрон центра, переходя на возбужденный уровень, может при высокой температуре попасть на колебательный энергетический уровень, соответствующий ближайшему расположению потенциальных кривых U_0 и U_B (точка «а» на Рис. 35). Затем он безызлучательным способом перейдет в основное состояние. Для такого механизма температурного тушения выход люминесценции будет описываться формулой (145). В этом случае E^* есть энергия активации, необходимая для перевода электрона в возбужденном состоянии в точку ближайшего расположения потенциальных кривых U_0 и U_B .

Температурное тушение люминесценции полупроводника, обусловленной рекомбинацией свободных носителей заряда через локализованный центр, также будет описываться соотношением (145). Например, центр свечения расположен на некотором расстоянии от потолка валентной зоны (Рис. 44б). Такой центр, поглощая квант света, может возбуждаться. Затем ионизированный центр захватывает электрон из валентной зоны. Теперь электрон, сорванный с центра возбуждающим светом, не может излучательным путем возвратиться на центр, а вынужден некоторое время диффундировать в зоне проводимости, пока не прорекомбинирует безызлучательно с дыркой валентной зоны. Например, безызлучательные переходы при участии меди в германии имеют термическую энергию активации $E^*=0,14$ эВ.

В случае излучательной рекомбинации свободных электронов и свободных дырок температурное тушение люминесценции можно описать формулой

$$\eta = \frac{1}{1 + CT^s} \tag{146}$$

где *С* и *g* — константы.

При выводе этого соотношения использовалась теория прямой безызлучательной рекомбинации электрона зоны проводимости и дырки валентной зоны.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ:

- 1. Дайте определение эффекта люминесценции в полупроводниках
- 2. Что такое мономолекулярное свечение в твердых телах?
- 3. Какие типы рекомбинационного излучения могут быть в полупроводниках?
- 4. Каким образом происходит релаксация люминесценции в полупроводниках?
- 5. Расскажите об эффекте температурного тушения люминесценции.

СПИСОК ОСНОВНОЙ И ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ЛИТЕРАТУРЫ ПО ТЕМЕ ЛЕКЦИИ:

- 1. К.В. Шалимова, М., Энергия, 1978
- 2. В.Л.Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников, М., Мир, 1977.
 - 3. Б.И.Степанов, В.П. Грибковский « Введение в теорию люминесценции», Минск, Издательство АН БССР, 1962.

Лекция № 8 ТЕОРИЯ КРЕМНИЕВЫХ ПЛАНАРНЫХ ВОЛНОВОДОВ

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Изучение процессов распространения излучения, происходящих в планарных волноводах на основе лучевой модели.

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

Планарные волноводные структуры, используемые в кремниевой фотонике.

ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ В РАБОТЕ

- 1. Ознакомление с основными типами планарных волноводов, применяемых в кремниевой фотонике.
- 2. Вывод характеристического уравнения для планарных кремниевых волноводов.
- 3. Изучение распространения излучения по асимметричному и симметричному планарным волноводам.

Основные характеристики кремниевых планарных волноводов

Ограничимся кратким рассмотрением физических явлений в планарных и градиентных волноводах с целью определения их основных характеристик, необходимых для интерпретации экспериментальных результатов.



Пленочный плоский волновод

Пленочный кремниевый волновод изображен на Рис. 49, пример его практической реализации приведен на Рис. 50, где 2a = d - толщина пленки, θ_m - угол распространения для мод различных порядков (в данном случае $\theta_{m=0}$ - угол распространения TE₀ моды, $\theta_{m=1}$ – угол распространения TE₁ моды, $\theta_{m=2}$ – угол распространения TE₂ моды), n_1 , n_2 , n_3 – соответственно показали преломления пленки, подложки и среды, находящейся над волноводом (обычно $n_2 = 1$).



Рис. 50 Пример практической реализации планарного волновода по технологии кремний на изоляторе (SOI)

Соотношение

 $n_1 > n_2, n_3$ (147)

является необходимым условием волноводного режима, т.е. существования поверхностных световых волн в волноводе. Каждая из таких волн представляет собой плоскую монохроматическую волну, распространяющуюся по пленке в процессе многократных полных отражений от ее стенок. Согласно этой модели волноводная мода представляется суперпозицией плоских волн, распространяющихся по зигзагообразному пути в пленке. Амплитуда поля вдоль координаты Z описывается выражением вида $exp(-j\beta Z)$ с константой распространения β_m , связанной с углом падения и отражения φ_m

 $\beta = kn \sin \varphi_m$ (148) где: $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$, λ - длина волны излучения в вакууме; $m = 0, 1, 2 \dots$ порядковый номер волноводной моды.

Рассмотрим трехслойный диэлектрический волновод, в котором распространяется TE-электромагнитная волна в однородном изотропном слое с показателем преломления n_1 и толщиной 2a = d. Сверху и снизу от слоя с показателем преломления n_1 расположены два полубесконечных диэлектрических слоя, имеющих более низкий показатель преломления n_2 и n_3 . Для определенности предположим, что $n_1 > n_2 \ge n_3$.

При $n_2 \neq n_3$ мы имеем асимметричную волноводную структуру, а при $n_2 = n_3$ имеем симметричную волноводную структуру. Так как у рассматриваемой волноводной структуры имеется две границы раздела, то луч света распространяется в волноводном слое, претерпевая полное внутреннее отражение на каждой границе раздела. Продольная постоянная распространения β связана с углом φ следующим образом: $\beta = n_1 k \cos(\varphi)$.

Следовательно, значения постоянной распространения заключены в интервале: $n_1 k \ge \beta \ge n_2 k \ge n_3 k$

Минимально возможное значение постоянной β , при котором ещё имеет место волноводное распространение, можно выразить следующим образом: $\beta = n_2 k$. Это условие отсечки волноводной моды.

Тем не менее, изменение величин β и φ между соответствующими пределами происходит не непрерывно, а дискретно. На основании условия поперечного фазового резонанса (полное изменение фазы за один зигзаг траектории луча должно быть кратно 2 π) выведем уравнение, связывающее β и k. Поскольку длина оптического пути за один зигзаг траектории луча составляет $4a \sin(\varphi)$, учитывая набег фазы, происходящий при отражении луча от границ раздела, запишем условие фазового резонанса в виде:

$$4a \cdot k \cdot \sin(\varphi) - \delta_{12} - \delta_{13} = 2N\pi$$
, (N = 0, 1, 2, ...0), (149)
где δ_{12} , δ_{13} – сдвиги фазы, происходящие на границе 1 – 2 и 1 – 3 соответственно
Для луча, электрическое поле которого перпендикулярно плоскости падения
(ТЕ-мода),

$$\delta_{12} = 2 \operatorname{arctg} \left[\frac{\left(\cos^2 \varphi - (n_2 / n_1)^2 \right)^{1/2}}{\sin \varphi} \right] = 2 \operatorname{arctg} \left[\left(\frac{\beta^2 - n_2^2 k^2}{n_1^2 k^2 - \beta^2} \right)^{1/2} \right]$$
$$\delta_{13} = 2 \operatorname{arctg} \left[\frac{\left(\cos^2 \varphi - (n_3 / n_1)^2 \right)^{1/2}}{\sin \varphi} \right] = 2 \operatorname{arctg} \left[\left(\frac{\beta^2 - n_3^2 k^2}{n_1^2 k^2 - \beta^2} \right)^{1/2} \right]$$
(150)

Для удобства дальнейшего описания введем следующие обозначения:

$$P^{2} = \beta^{2} - n_{2}^{2}k^{2}$$
(151)

$$q^{2} = n_{1}^{2}k^{2} - \beta^{2}$$
(152)

$$r^{2} = \beta^{2} - n_{3}^{2}k^{2}$$
(153)

Тогда уравнения (149), (150) с учетом выражений (151-153) принимают вид:

$$4aq - 2arctg (p/q) - 2 arctg (r/q) = 2N\pi \qquad (N = 0, 1, 2, ...0) \quad (154)$$

$$tg(2aq - N\pi) = \frac{(p+r)q}{q^2 - pr} \qquad (N = 0, 1, 2, ...0), \quad (155)$$

Эти уравнения называются характеристическим уравнением для TE-лучей в плоском трехслойном диэлектрическом волноводе. Область допустимых значений для β , соответствующих волноводным модам, ограничена прямыми $\beta_{max} = kn_1$ и $\beta_{min} = kn_2$. Различным значениям номера моды (величины N) в характеристическом уравнении соответствуют различные зависимости β от волнового числа k.

Для обозначения моды в распределении поля, в котором имеется N узлов, будем использовать обозначение TE_N . Для нахождения величины N рассмотрим уравнение (154) с учетом условия отсечки $\beta = n_2 k$. Условие отсечки с точки зрения лучевой модели распространения соответствует нарушению полного внутреннего отражения. С точки зрения электромагнитной модели описания, условие отсечки означает нарушение локализации поля излучения в области 1 и расплывании этого поля в область 2.

Для ТЕ-мод, подставив в уравнение (154) значения, описанные формулами (151), (152), (153) с учетом условия отсечки, получим выражение, определяющее частоту отсечки.

$$tg \left[2ak_c \left(n_1^2 - n_2^2 \right)^{1/2} - N\pi \right] = \left(\frac{n_2^2 - n_3^2}{n_1^2 - n_2^2} \right)^{1/2}$$
(156)

где: k_c – значение волнового числа, соответствующего условию отсечки.

До сих пор мы представляли распространяющуюся световую волну в волноводе в виде суммы плоских волн. Для более точного описания преломления луча света на границе раздела фаз необходимо учитывать эффект Гуса-Хенкена. Суть сдвига Гуса-Хенкена заключается в том, что отраженный луч сдвигается в пространстве относительно падающего луча на величину z_s . Такой пространственный сдвиг луча весьма важен для понимания потока энергии в диэлектрических волноводах с позиции геометрической оптики. Чтобы определить поперечный сдвиг луча, равный $2z_s$, необходимо провести расчеты, аналогичные сделанным в работе [5]. Согласно расчетов, проведенным в указанной работе, z_s имеет для ТЕ-мод следующий вид:

$$z_{s} = \left(N^{2} - n_{s}^{2}\right)^{-1/2} tg\Theta$$
(157)

для ТМ-мод:

$$z_{s} = \left(N^{2} - n_{s}^{2}\right)^{-1/2} tg\Theta / \left[\frac{N^{2}}{n_{s}^{2}} + \frac{N^{2}}{n_{f}^{2}} - 1\right]$$
(158)

Этот пространственный сдвиг луча света означает, что световая волна, прежде, чем отразиться от границы раздела, проникает на глубину x_s в подложку (Рис. 51).



Рис. 51 Эффект сдвига Гуса-Хенкена

Для удобства расчетов введем нормированную частоту $v: v = ak(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$ Будем считать, что первая мода распространяющегося в волноводе излучения имеет индекс N = 0, тогда для нормированной частоты v общее число распространяющихся мод M волновода находится следующим образом

$$M = \operatorname{int}\left[\frac{1}{\pi}\left(2\nu - \operatorname{arctg}\left[\left(\frac{n_2^2 - n_3^2}{n_1^2 - n_2^2}\right)^{1/2}\right]\right)\right]$$
(159)

Где операция «int» указывает на то, что следует брать минимальное целое число, превышающее выражение в скобках.

Часто стоит задача по предварительной оценке числа мод на основе геометрических размеров волновода или оценке разности показателей преломления волноводной структуры для поддержания известного числа мод. Число поддерживаемых волноводных мод зависит от толщины волноводного слоя, длины волны излучения и значений показателей преломления слоев n₁, n₂, n₃. Для данных значений существует частота отсечки, соответствующая максимальной длине волны, способной распространяться в волноводе. Определим выражение для изменения показателя преломления, которое необходимо для определения количества мод, способных распространяться в волноводе. В этом случае необходимо отдельно рассмотреть симметричный оптический волновод и ассиметричный оптический волновод.

Частный случай трехслойной волноводной структуры называется симметричным волноводом, когда $n_2 = n_3$ и приведен на Рис. 52.



Рис. 52 Кремниевый трехслойный волновод

Такие симметричные волноводы часто используются в оптических интегральных схемах, когда направляющий слой (слой волновода) с показателем преломления n_1 ограничивается на обеих поверхностях одинаковыми слоями с несколько меньшими показателями преломления n_1 . Подставляя условие отсечки в выражения (149 - 151), находим, что

p = r = 0 и $q = k(n_1^2 - n_3^2)^{1/2} = k(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$ Подставляя полученные выражения с учетом того, что:

 $q2a = \pi N$, где N = 0, 1, 2, 3, ... M,

получаем:

$$\Delta n = n_1 - n_2 > \frac{N^2 \lambda^2}{4a^2 (n_1 + n_2)}$$
(160)

Если n_1 приблизительно равно n_2 , то условие отсечки можно представить в следующем виде:

$$\Delta n = n_1 - n_2 > \frac{N^2 \lambda^2}{8a^2 n_2}$$
(161)

В том случае, если n_1 много больше n_2 , то условие отсечки описывается следующим выражением:

$$\Delta n = n_1 - n_2 > \frac{N^2 \lambda^2}{4a^2 n_1}$$
(162)

Другим важным частным случаем волноводной структуры является ассиметричный волновод, в котором значение показателя преломления n_3 много больше n_2 . В этом случае, чтобы имело место каналирование оптической энергии, также необходимо соблюдение условия, чтобы показателя преломления n_1 было больше n_3 .

Волноводы такого типа часто используют в оптических интегральных схемах, в которых тонкий световод формируется на материале подложки с меньшим показателем преломления, а верхняя поверхность световода либо остается открытой на воздухе, либо для обеспечения электрического контакта покрывается слоем металла. Проводя выкладки, аналогичные, приведенным нами выше для симметричного волновода, получим следующее выражение для условия отсечки:

$$\Delta n = n_1 - n_3 > \frac{(2N+1)^2 \lambda^2}{16a^2 (n_1 + n_3)}$$
(163)

В том случае, если показатель преломления n_1 приблизительно равен n_3 , то выражение будет иметь вид:

$$\Delta n = n_1 - n_3 > \frac{(2N+1)^2 \lambda^2}{32a^2 n_1}$$
(164)

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ:

- 1. Дайте определение асимметричного и симметричного планарного волновода.
- 2. Выведите характеристическое уравнение для тонкопленочного волновода.
- 3. Выведите уравнение, определяющее частоту отсечки.
- 4. Каким образом можно вычислить число мод, распространяющихся в тонкопленочном волноводе?

СПИСОК ОСНОВНОЙ И ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ЛИТЕРАТУРЫ ПО ТЕМЕ ЛЕКЦИИ:

- 1. М. Барноски «Введение в интегральную оптику», М.Мир, 1977.
- 2. М.Адамс «Введение в теорию оптических волноводов», М.Мир, 1984.
- 3. Р.Хаспенджер «Интегральная оптика. Теория и технология» М.Мир, 1985.
- 4. Х.Г. Уингер «Планарные и волоконные оптические волноводы», М.Мир.1980.

Лекция № 9 ЭЛЕКТРОМАНИТНАЯ ТЕОРИЯ КРЕМНИЕВЫХ ПЛАНАРНЫХ ВОЛНОВОДОВ

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Изучение распространения излучения, происходящего в планарных волноводах с позиции электродинамики и физической оптики.

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

Планарные волноводные структуры, используемые в кремниевой фотонике.

ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ В РАБОТЕ

1. Решение волнового уравнения Максвелла для планарного волновода.

2. Вывод характеристического уравнения для различных типов волноводов;

3. Вывод уравнений, расписывающих ТЕ и ТМ волны в различных волноводах, использующихся в кремниевой фотонике.

Плоские волноводы.

Как было рассмотрено нами в предыдущей лекции, плоские волноводы обладают определенной геометрией, которая была рассмотрена многими авторами в качестве основы для волноводов с более сложной структурой. Мы будем следовать рассмотрению электромагнитной теории оптических волноводов, принятой в книгах М.Адамса, М.Барноски, Т.Тамира, Р.Хаспенжера, Х.Уингера [1-5].

Трехслойный плоский волновод.

Рассмотрим основную структуру трехслойного плоского волновода, представленную на Рис. 53. Будем считать, что ограничивающие свет слои с показателями преломления n_1 и n_3 распространяются до бесконечности в направлениях +x и -x соответственно. Главное достоинство подобного предположения состоит в том, что в направлении x нет необходимости учитывать отражение, за исключением отражения, существующего на границах n_1 - n_2 и n_2 - n_3 . Для плоской ТЕ-волны, распространяющейся в направлении z с постоянной распространения β , соответствующее уравнение Максвелла сводится к уравнению

$$\nabla^2 E_y = \frac{n_i^2}{c^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}, i = 1, 2, 3, \dots$$
(165)

Которое имеет решение в виде

$$E_{v}(x, y, t) = \mathcal{E}_{v}(x)e^{i(\omega t - \beta z)}$$
(166)

Индекс і в уравнении естественно соответствует одному из слоев волноводной структуры. Напомним, что у ТЕ-волны компоненты E_x и E_z равны нулю. Отметим также, что функция \mathcal{E}_y не зависит от *y* и от *z* в силу предположения о неограниченности плоских слоев в этих направлениях, что исключает возможность отражения и образования стоячих волн.



Рис. 53 Структура трехслойного плоского волновода

Функция $\mathcal{E}_{y}(x)$ имеет общий вид

$$\mathcal{E}_{y}(x) = \begin{cases} A \exp(-qx), & 0 \le x \le \infty \\ B \cos(hx) + C \sin(hx), -t_{g} \le x \le 0 \\ D \exp\left[p(x+t_{g})\right], & -\infty \le x \le -t_{g} \end{cases}$$
(167)

Где А, В, С, D, *q*, *h*, *p* – постоянные, которые могут определяться условиями согласования на границах, требующими сохранения непрерывности функций $\mathcal{E}_{y}(x)$ и $\mathcal{H}_{z} = (i/\omega\mu)\partial \mathcal{E}_{y}(x)/\partial x$. Так как по предположению магнитная проницаемость μ и частота ω – константы, второе условие сходится к требованию, чтобы производная $\partial \mathcal{E}_{y}(x)/\partial x$ была непрерывной функцией. Таким образом, постоянные А, В, С, D можно определить, если сделать \mathcal{E}_{y} и $\partial \mathcal{E}_{y}(x)/\partial x$ непрерывными на границе между областями 1 и 3 (*x*=0), а \mathcal{E}_{y} – непрерывной при *x*= -*t*_g. При этом имеем три уравнения с четырьмя неизвестными, и \mathcal{E}_{y} можно выразить только через одну-единственную постоянную С':

$$\mathcal{E}_{y}(x) = \begin{cases} C' \exp(-qx), & 0 \le x \le \infty \\ C' [\cos(hx) - (g/h)\sin(hx)], -t_{g} \le x \le 0 \\ C' [\cos(ht_{g}) + (g/h)\sin(ht_{g})], -\infty \le x \le -t_{g} \\ X \exp\left[p(x+t_{g})\right], \end{cases}$$
(168)

Постоянные q, h, p, можно представить следующим образом:

$$q = (\beta^2 - n_1^2 k^2)^{1/2}, \qquad h = (n_2^2 k^2 - \beta^2)^{1/2}, \\ p = (\beta^2 - n_3^2 k^2)^{1/2}, \qquad k \equiv \omega/c$$

Отметим, что в выражении величины q, h, p, выражены лишь через единственную неизвестную величину β , которая является постоянной распространения волны в направлении z. Из условия непрерывности $\partial \mathcal{E}_{y}(x)/\partial x$ при $x=-t_{g}$ получим выражение для β . Взяв выражение для $\partial \mathcal{E}_{y}(x)/\partial x$ из (167) и используя непрерывность функции при $x=-t_{g}$ приходим к условию $-h \sin(-ht_{g})-h(g/h) \cos(-ht_{g})=p [\cos(ht_{g})=\sin(ht_{g})]$ (169) или после упрощения $tg(ht_g) = (p+q)/[h(1-pq/h^2)]$ (170)

Трансцендентное уравнение (167) совместно с выражением (170) можно решить либо графически, если начертить правую и левую стороны в виде кривой, зависящей от β , и отметить точки пересечения, либо численно на ЭВМ. Независимо от метода решения результатом является набор разрешенных дискретных значений β , соответствующих разрешенным модам.

Одна оставшаяся неизвестная константа С'выбирается произвольно. Однако удобно провести нормировку таким образом, чтобы функция $\mathcal{E}_{y}(x)$ представляла собой поток мощности, выраженный в ваттах на единицу ширины и в направлению. Таким образом, мода, для которой $E_y = A \mathcal{E}_g(x)$, имеет поток мощности $|A|^2$ Вт/м. В таком случае условие нормировки имеет вид :

$$-\frac{1}{2}\int_{-\infty}^{\infty} E_{y}H_{x}^{*}dx = \frac{\beta m}{2\omega\mu}\int_{-\infty}^{\infty} \left[\varepsilon_{y}^{(m)}(x)\right]^{2}dx = 1$$
(171)

Тогда константа С' может быть определена следующим образом:

$$C_{m} = 2h_{m} \left[\frac{\omega \mu}{\left| \beta_{m} \right| (tg + 1/q_{m} + 1/p_{m})(h_{m}^{2} + q_{m}^{2})} \right]$$
(172)

Ведем условие ортогональности мод :

$$\int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon_{\scriptscriptstyle H}^{(l)} \varepsilon_{\scriptscriptstyle H}^{(m)} dx = (2\omega\mu/\beta_{\scriptscriptstyle H})\delta_{l,m}$$
(173)

В случае ТМ-мод ход рассуждений полностью повторяет сказанное для мод ТЕ-волн, за исключением того, сто ненулевыми компонентами являются (составляющие) H_y , E_x , $u E_z$, а не E_y , H_x , $u H_z$. Результирующими составляющими поля являются

$$H_{y}(x,z,t) = \mathscr{H}_{y}(x)e^{i(\omega t - \beta z)}$$
(174)

$$E_{x}(x,z,t) = (i/\omega\varepsilon)(\partial H_{y}/\partial z) = (\beta/\omega\varepsilon) \mathscr{H}_{y}(x)e^{i(\omega t - \beta z)}$$
(175)

$$E_{z}(x,z,t) = -(i/\omega\varepsilon)(\partial H_{y}/\partial z)$$
(176)

Поперечная магнитная составляющая $\mathscr{H}(x)$ задается выражением

$$\mathscr{H}(x) = \begin{cases} -C' \left[(h/\bar{q}) \cos(ht_g) + \sin(ht_g) \right] \exp[p(x + t_g)], & -\infty \le x \le -t_g \\ C' \left[(-h/\bar{q}) \cos(hx) + \sin(hx) \right] \exp[p(x + t_g)], & -t_g \le x \le 0 \\ -C' = (h/\bar{q}) \exp[-qx], & 0 \le x \le \infty \end{cases}$$
(177)

где:

$$\bar{q} = (n_2^2 / n_1^2) q$$
 (178)

Если условия согласования на границе выполнены подобно тому, как это имело место для ТЕ-мод, то можно обнаружить, что разрешены только такие значения β, для которых выполняется соотношение:

$$tg(ht_g) = \left[h(\overline{p} + \overline{q})\right] / (h^2 - \overline{pq})$$
(179)

где

$$p = (n_2^2 / n_3^2) p \tag{180}$$

Постоянную С' в выражении (172) для нормировки можно выбрать такой, чтобы поле, описываемое выражениями (177), переносило мощность в один ватт на единицу ширины в направлении у; это приводит к выражению

$$\dot{C_m} = 2\sqrt{\omega\varepsilon_0 / \beta_m t_g}$$
(181)

где

$$t_{g}^{'} \equiv \frac{\overline{q^{2}} + h^{2}}{\overline{q^{2}}} \left(\frac{t_{g}}{n_{2}^{2}} + \frac{q^{2} + h^{2}}{\overline{q^{2}} + h^{2}} \frac{1}{n_{1}^{2}q} + \frac{p^{2} + h^{2}}{\overline{p^{2}} + h^{2}} \frac{1}{n_{3}^{2}p} \right)$$
(182)

Симметричный волновод.

Частный случай структуры трехслойного плоского волновода, представляющий для кремниевой фотоники особый интерес, встречается, когда выполняется условие: $n_1=n_3$. Такие симметричные волноводы часто используются в оптических интегральных схемах, например, когда направляющий слой с показателем преломления n_2 ограничивается на обеих поверхностях одинаковыми слоями с несколько меньшими показателями преломления n_1 . В многослойных оптических интегральных схемах часто используются волноводы такого типа. Выражения, выведенные в предыдущем разделе применимы и к волноводам такого типа, однако можно сделать весьма серьезное упрощение в определении того, какие моды будут поддерживаться в таких волноводах. Во многих случаях не требуется знать значение β для различных мод. Возникает единственный вопрос: может ли волновод направлять конкретную оптическую моду или нет?

В этом случае аналитическое выражение для условия отсечки для TEмод можно вывести, имея в виду, что при отсечке (то есть в точке, в которой электрическое поле становится осциллирующим в областях 1 и 3) величина β задается соотношением

$$\beta = kn_1 = kn_3 \tag{183}$$

Находим, что

$$p = q = 0 \ u \ h = k \left(n_2^2 - n_1^2 \right)^{1/2} = k \left(n_2^2 - n_3^2 \right)^{1/2}$$
(184)

Приходим к условию :

$$tg(ht_g) = 0 \tag{185}$$

или, в более общем случае:

$$ht_g = m_s \pi, \ m_s = 0, \ 1, \ 2, \ 3, \ \dots$$
 (186)

В результате получаем соотношение:

$$k(n_2^2 - n_3^2)^{1/e} t_g = m_S \pi$$
(187)

Таким образом, чтобы распространяющаяся волна в виде данной моды могла распространяться в волноводе, необходимо выполнение следующего условия:

$$\Delta n = (n_2 - n_1) > m_s^2 \lambda_0^2 / [4t_g^2(n_2 + n_1)] \qquad m_s = 0, 1, 2, 3, \dots (188)$$

в котором используется равенство: $k \equiv \omega/c = 2\pi/\lambda_0$. Условие отсечки, определяет, какие моды могут поддерживаться в волноводе при заданных значениях Δn и отношении λ_0/t_g . Интересно отметить, что мода низшего порядка

 $(m_8=0)$ в симметричных волноводах не обычна в том смысле, что для нее нет отсечки, как для всех других мод. В принципе этой моде может отвечать любая длина волны с бесконечно малым значением приращения Δn . Однако, для малых значений Δn и (или) больших значений λ_0/t_s ограничение обычно незначительно с относительно большими «хвостами» моды, заходящими в подложку.

Если
$$n_2 \approx n_1$$
, то условие отсечки приобретает вид
 $\Delta n = (n_2 - n_1) > m_s^2 \lambda_0^2 / 8t_g^2 n_2 \qquad m_s = 0, 1, 2, 3, ...$ (189)

или, если $n_2 >> n_1$, задается выражением $\Delta n = (n_2 - n_1) > m_2^2 \lambda_2^2 / 4t^2 n_2$ $m_s = 0$.

$$n = (n_2 - n_1) > m_s^2 \lambda_0^2 / 4t_g^2 n_2$$
 $m_s = 0, 1, 2, 3, ...$ (190)

Асимметричный волновод.

Другим важным частным случаем структуры трехслойного плоского волновода, применяемого в кремниевой фотонике является ассиметричный волновод, в котором выполняется соотношение: $n_3 >> n_1$. Конечно, чтобы имело место каналирование оптической энергии, необходимо, чтобы $n_2 > n_3$. Волноводы такого типа часто используют в оптических интегральных схемах, в которых тонкая световедущая пленка осаждается или формируется каким-либо способом на материале подложки, обладающем несколько меньшим показателем преломления, а верхняя поверхность световедущего слоя либо остается открытой на воздухе, либо для обеспечения электрического контакта покрывается слоем металла. Из сравнения геометрии симметричного и асимметричного волновода вывести в аналитической форме приближенное значение для условия отсечки.



Симметричный волновод

Асимметричный волновод

Соотношение мод

Рис. 54 Формы мод симметричного и асимметричного плоских волноводов

Рассмотрим асимметричный волновод, как показано на Рис. 54, который имеет толщину, равную половине толщины соответствующего ему симметричного волновода. На рисунке представлены две ТЕ-моды низшего порядка симметричного ($m_s=0, 1$) и асимметричного ($m_a=0, 1$) волноводов. От-

метим, что для хорошо ограниченных мод нижняя половина моды с индексом $m_s=1$ симметричного волновода достаточно хорошо соответствует моде с индексом $m_a=0$ асимметричного волновода половинной ширины. Этим фактом можно воспользоваться в качестве математического аргумента для получения аналитического выражения, описывающего условия отсечки в случае асимметричного волновода.

Решая уравнение для случая симметричного волновода с шириной, равной $2t_g$, таким же методом, как в предыдущих разделах, получаем следующее условие:

$$\Delta n = n_2 - n_3 > m_s^2 \lambda_0^2 / \left[4(n_2 + n_3)(2t_g)^2 \right] \quad m_s = 0, 1, 2, 3, \dots (191)$$

Однако асимметричный волновод поддерживает только моды, соответствующие нечетным модам симметричного волновода шириной, в два раза большей ширины асимметричного волновода. Поэтому условие отсечки для асимметричного волновода задается следующим неравенством:

$$\Delta n = n_2 - n_3 > m_a^2 \lambda_0^2 / \left[16(n_2 + n_3) t_g^2 \right]$$
(192)

где *m_a* – элементы подмножества, состоящего из нечетных значений m_s. Это удобно выразить следующим образом:

 $m_a = (2m+1), \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots$ (193)

В предположении n₂≈n₃ выражение принимает вид:

 $\Delta n = n_2 - n_3 > [(2m+1)^2 \lambda_0^2] / 32n_2 t_g^2 \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (194)$

Хотя условия отсечки справедливы лишь для частных случаев, их удобно использовать для оценки количества мод, которые могут поддерживаться в конкретном волноводе. В общем случае для ответа на данный вопрос или для определения значений β_m для разных мод необходимо решить трансцендентное дисперсионное уравнение.

В асимметричном волноводе отсечка имеет место для всех мод в отличие от симметричного волновода, в котором моду TE_0 нельзя отсечь. Это свойство дает возможность, в частности, использовать такие волноводы в качестве оптических переключателей.

Прямоугольные волноводы.

Плоские волноводы, рассмотренные в предыдущем разделе, находят достаточно широкое применение в различных прикладных областях интегральной оптики, несмотря на то, что с их помощью можно обеспечить ограничение оптических полей только в одном измерении. Однако, другие области применения требуют ограничения оптического поля в двух измерениях. При использовании волноводов полосковой геометрии прямоугольного сечения можно осуществить электооптический модулятор с меньшей потребляемой мощностью. В некоторых случаях двумерное ограничение оптического поля требуется просто для того, чтобы доставит свет от одной точки на поверхности оптической интегральной схемы к другой, соединить два элемента схемы аналогично тому, как это выполняется с помощью полосок из металла в электрических микросхемах.

Канальные волноводы

Общая схема прямоугольного волновода (Рис. 55) включает в себя волноводную область с показателем преломления n_1 , окруженную со всех сторон средой с меньшим показателем преломления n_2 . Подобные волноводы часто называют канальными, полосковыми или трехмерными.



Рис. 55

Структура прямоугольного диэлектрического волновода

При этом нет необходимости в том, чтобы показатель преломления среды, ограничивающей волноводную область, был бы одинаковым во всех точках этой среды. Для этих целей можно использовать несколько материалов с разными показателями преломления, но меньшими n_1 . Однако в таких случаях моды волновода на будут строго симметричными. Точное решение для такого общего случая очень сложно и до сих пор не получено. В работах [2,5] получено приблизительное решение задачи, описывающей прямоугольный канальный волновод, исходя из анализа структуры, представленной на Рис. 55, которая все еще является достаточно общей. Определенные оптические моды хорошо проходят через волновод, т.е. находятся над уровнем отсечки, а, следовательно, электромагнитное поле затухает экспоненциально в областях 2, 3, 4 и 5, а основная энергия сосредоточена в области 1. Значения поля в заштрихованных углах (Рис. 56)



Рис. 56

Поперечное сечение прямоугольного диэлектрического волновода, ограниченного областями с меньшим значением показателя преломления достаточно малы и ими можно пренебречь. Поэтому уравнения Максвелла можно решить в предположении сравнительно несложных синусоидального и экспоненциального распределений электромагнитных полей и согласования граничных условий лишь на четырех сторонах области 1. Найдено, что волновод проводит дискретное число распределяющих мод, которые можно разделить на два семейства E_{pq}^{x} и E_{pq}^{y} , где индексы *p* и *q* мод соответствуют числу потоков в распределении поля в направлениях *x* и *y* соответственно. Поперечными составляющими E_{pq}^{x} и H_{z} . Основная мода E_{11}^{y} приведена на Рис. 57.

Следует отметить, что форма этой моды определяется в областях экспоненциального распределения коэффициентами ослабления η_2 , ξ_3 , η_4 , ξ_5 , а в области 1 – постоянными распространения k_x и k_y .



Типичный вид моды Е^у11

Количественные выражения для k_x , k_y , η и ξ можно определить для мод E^{y}_{pq} следующим образом. Составляющие электромагнитного поля для пяти областей, показанных на Рис. 56 (обозначены индексами v=1, 2, 3, 4,5), имеют вид

$$H_{xv} = \exp(-ik_{z}Z + i\omega t) \begin{cases} M_{1}\cos(k_{x}x + \alpha)\cos(k_{y}y + \beta) & \text{Для } v = 1 \\ M_{2}\cos(k_{x}x + \alpha)\exp(-ik_{y2}y) & \text{Для } v = 2 \\ M_{3}\cos(k_{y}y + \beta)\exp(-ik_{x3}x) & \text{Для } v = 3 \\ M_{4}\cos(k_{x}x + \alpha)\exp(ik_{y4}y) & \text{Для } v = 4 \\ M_{5}\cos(k_{y}y + \beta)\exp(ik_{x5}x) & \text{Для } v = 5 \end{cases}$$
(195)

$$H_{yv}=0$$
 (196)

$$H_{zv} = -\frac{i}{k_z} \frac{\partial^2 H_{xv}}{\partial x \partial y}$$
(197)

$$E_{xv} = -\frac{1}{\omega \varepsilon_0 n_v^2 k_z} \frac{\partial^2 H_{xv}}{\partial x \partial y}$$
(198)

$$E_{yv} = -\frac{k^2 n_v^2 - k_{yv}^2}{\omega \varepsilon_0 n_v^2 k_z} H_{xv}$$
(199)
$$E_{zv} = -\frac{i}{\omega \varepsilon_0 n_v^2 k_z} \frac{\partial H_{xv}}{\partial y}$$
(200)

где M_v – амплитуда, ω – циклическая частота, а ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума. Фазовые постоянные α и β определяют местоположение максимумов и минимумов в области 1, а k_{xv} и k_{yv} (v=1, 2, 3, 4, 5) – постоянные распространения поперечных волн в направлениях *x* и *y* для различных сред.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ:

- 1. Выведите характеристическое уравнение для плоского трехслойного волновода.
- 2. Какой вид принимает характеристическое уравнение при рассмотрении асиметричного или симетричного планарного волновода?
- 3. Какой вид имеет модовая картина распространяющегося по волноводу излучения в случае асиметричного волновода ?
- 4. Какой вид имеет модовая картина распространяющегося по волноводу излучения в случае симетричного волновода ?
- 5. Что такое канальный волновод и каковы условия его создания?
- 6. Какой вид имеет модовая картина в случае распространения излучения по канальному волноводу?

СПИСОК ОСНОВНОЙ И ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ЛИТЕРАТУРЫ ПО ТЕМЕ ЛЕКЦИИ:

- 1. М. Барноски «Введение в интегральную оптику», М.Мир, 1977.
- 2. М.Адамс «Введение в теорию оптических волноводов», М.Мир, 1984.
- 3. Р.Хаспенджер «Интегральная оптика. Теория и технология» М.Мир, 1985.
- 4. Х.Г. Уингер «Планарные и волоконные оптические волноводы», М.Мир.1980.
- 5. Т. Тамир «Волноводная оптоэлектроника» М.Мир,1991.

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

Миссия университета – генерация передовых знаний, внедрение инновационных разработок и подготовка элитных кадров, способных действовать в условиях меняющегося мира и обеспечивать опережающее развитие науки, технологий и других областей для содействия решению актуальных задач.

КАФЕДРА ОПТОИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ И МАТЕРИАЛОВ

1994 г.: Организована базовая кафедра СПбГУ ИТМО при ГОИ им. С.И.Вавилова – кафедра оптического материаловедения. Образование кафедры явилось логичным развитием тесных связей, которые в течение многих лет существовали между ГОИ и ИТМО. В частности, для преподавания в ИТМО широко привлекались ведущие сотрудники ГОИ, а ИТМО был постоянным источником молодых кадров для ГОИ. Кафедра начала подготовку специалистов по образовательному направлению «Оптотехника», специальность «Оптические технологии и материалы».

1999 г.: На кафедре созданы три направления: оптическое материаловедение, информационная оптотехника, физическая оптика и спектроскопия. Кафедра переименована в кафедру оптического материаловедения и оптики (ОМиО).

2002 г.: Кафедра ОМиО вошла в состав нового факультета СПбГУ ИТМО – Фотоники и оптоинформатики.

2004 г.: Кафедра явилась одним организаторов создания нового образовательного направления подготовки бакалавров и магистров – «Фотоника и оптоинформатика». Подготовка бакалавров и магистров по направлению – «Фотоника и оптоинформатика».

2005 г.: Переименование в кафедру оптоинформационных технологий и материалов (ОТиМ).

с 2006 г.: Кафедра ОТиМ – лидер в России по подготовке специалистов по оптическому материаловедению. Совместные научные исследования с зарубежными компаниями Corning (USA), Samsung (Korea), PPG Inc. (USA), Oxford Instruments Analytical (Germany).

2007 г.: Первый выпуск бакалавров по направлению «Фотоника и оптоинформатика».

2007 г.: Кафедра ОТиМ – участник выполнения инновационной образовательной программы в СПбГУ ИТМО «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий», реализуемой в рамках Приоритетных Национальных Проектов «Образование».

2009 г.: Кафедра ОТиМ - участник выполнения программы развития ИТМО 2012 - 2018 г.

2013 г.: Кафедра ОТиМ - участие в программе повышения конкурентоспособности НИУ ИТМО среди ведущих мировых научно-образовательных центров на 2013-2020 гг.

2008, 2009, 2010, 2012, 2013, 2014 гг.: Кафедра ОТиМ победитель конкурса ведущих научно-педагогических коллективов НИУ ИТМО (1, 2, и 3 место). **2012 г.:** К кафедре ОТиМ присоединена кафедра оптических технологий.

2013 г.: Кафедра ОТиМ участник Программы повышения конкурентоспособности НИУ ИТМО. При кафедре создана международная лаборатория «Advanced Photonic Materials and Technologies».

2011-2014 г.: Кафедра ОТиМ награждена дипломами и медалями многочисленных международных выставок: "OPTICS-EXPO-2012", "Photonics. World of Lasers and Optics" (2011, 2013, 2014), «ВУЗПРОМЭКСПО -2013».

Леонид Владимирович Григорьев Кремниевая фотоника

Курс лекций (часть 1)

В авторской редакции Редакционно-издательский отдел Университета ИТМО Зав. РИО Н.Ф. Гусарова Подписано к печати 29.12.2016 Заказ № 3823 Тираж 50 Отпечатано на ризографе

Редакционно-издательский отдел Университета ИТМО 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49