

УДК 621.383.4/5

Особенности спектральных зависимостей поглощения в структурах A_3B_5 и A_2B_6

Н. И. Яковлева, А. В. Никонов

Проведены экспериментальные исследования коэффициента поглощения в структурах HgCdTe с одним фоточувствительным слоем р-типа проводимости, выращенных методами жидкофазной эпитаксии на подложках CdZnTe, эпитаксией из металлоорганических соединений и молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs, а также сравнение экспериментальных данных с теоретической классической моделью коэффициента поглощения, основанной на явлении собственного поглощения и общей теории прямых межзонных оптических переходов, и другими эмпирическими зависимостями. В области энергий $\hbar\omega > E_g$ (области собственного поглощения) для всех образцов на основе материала HgCdTe получено удовлетворительное соответствие экспериментальных и теоретических зависимостей коэффициента поглощения. В области энергий $\hbar\omega < E_g$ (область Урбаха) у структур HgCdTe, выращенных методами ЖФЭ, МЛЭ и МОС, наблюдаются отклонения характеристик поглощения по сравнению с теоретическими экспоненциальными зависимостями Урбаха. Экспериментальные исследования коэффициента поглощения структур InGaAs, выращенных эпитаксией из металлоорганических соединений на кристаллически соответствующих подложках InP, показали соответствие экспериментальных и теоретических зависимостей в рабочей области длин волн. Отклонение угла наклона теоретической и экспериментальной характеристик поглощения структур на основе InGaAs в 6—10 раз меньше, чем у структур HgCdTe, что показывает на лучшее кристаллическое совершенство материалов группы A_3B_5 и их пригодность для изготовления фотоприемных устройств с предельными параметрами.

PACS: 42.79.Pw, 85.60.Gz, 07.57.Kp, 85.60.Dw

Ключевые слова: коэффициент поглощения, InGaAs, HgCdTe, диэлектрическая проницаемость, зона Бриллюэна.

Введение

Оптические явления в гетероэпитаксиальных структурах, состоящих из конечного ряда тонких слоев, можно описать с помощью основных оптических параметров: коэффициента поглощения α ; коэффициента отражения R ; коэффициента про-

пускания T ; показателя преломления n , а также зависимостей перечисленных параметров от энергии падающего излучения $\hbar\omega$ или от длины волны излучения λ .

Спектры оптических параметров содержат уникальную информацию об электронных явлениях в полупроводниках. В общем случае вид спектра оптического параметра зависит от условий измерений, строения полупроводниковой структуры, характеристик границ раздела, особенностей подложки и др. Для оценки оптических параметров материалов использовалась модель диэлектрической функции Лорентца [1]. Для моделирования коэффициента поглощения при прямых межзонных переходах использовалось квантомеханическое описание взаимодействия излучения с осцилляторами различного типа и зонная модель Кейна [2], что предполагает учет в аналитической модели

Яковлева Наталья Ивановна, зам. начальника НИЦ¹.

Никонов Антон Викторович, ведущий инженер^{1,2}.

¹ АО «НПО «Орион».

Россия, 111538, Москва, ул. Косинская, 9.

Тел. 8 (499) 374-81-30. E-mail: orion@orion-ir.ru

² Московский физико-технический институт

(государственный университет).

Россия, 141700, Московская обл., г. Долгопрудный,

Институтский пер., 9.

Статья поступила в редакцию 8 июля 2016 г.

© Яковлева Н. И., Никонов А. В., 2016

основных характеристик зонной структуры: энергии запрещенной зоны; величины квазиимпульса; дисперсии энергии зоны проводимости, валентных зон легких и тяжелых дырок; величины спин-орбитального расщепления.

Отметим, что большинство характеристик фоточувствительных приборов, а именно, таких как квантовая эффективность, спектральная чувствительность [3] и обнаружительная способность, определяется особенностями края собственного поглощения $E_g \geq \hbar\omega$. Детальное изучение края поглощения дает сведения о ширине запрещенной зоны, плотности электронных состояний дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, вероятности оптических переходов и качественно характеризует структурное совершенство материала поглощающего излучение.

Задачей данной работы являлось исследование спектров поглощения полупроводниковых структур групп A_3B_5 и A_2B_6 (тройных соединений $InGaAs$ и $HgCdTe$), а также сравнение фундаментальных характеристик поглощения и данных экспериментов при прямых межзонных переходах электронов из валентной зоны в зону проводимости в области собственного поглощения.

Основы теоретического моделирования

Основой теоретического вывода коэффициента поглощения являлась комплексная составляющая диэлектрической функции, которая, с точки зрения квантово-механических приближений, имеет вид:

$$\epsilon_2(\hbar\omega) = \frac{4\pi^2 e^2}{m^2 \omega^2} \langle |P_{CV}|^2 \rangle \rho_{CV}(k)$$

где $\hbar\omega$ — энергия фотона с частотой ω ; \hbar — постоянная Планка; e — заряд электрона; m — масса электрона в вакууме; $\rho_{CV}(k)$ — функция комбинированной плотности заполнения единичного объема при поглощении фотона с энергией $\hbar\omega$; $\langle |P_{CV}|^2 \rangle$ — квадрат модуля матричного элемента оператора квазиимпульса, который определяется через амплитуды функций Блоха, описывающие состояния электронов вблизи дна зоны проводимости и дырок у потолка валентной зоны.

В данном приближении величину ϵ_2 можно описать как произведение сомножителей, один из которых — комбинированная плотность состояний $\rho_{cv}(\hbar\omega)$, зависящая от энергетического спектра электронов и дырок вблизи краёв зон (E_C и E_V); другой $\langle |P_{CV}|^2 \rangle$ — квадрат модуля матричного

элемента оператора квазиимпульса. Комбинированная плотность состояний определяется как интеграл по всем состояниям в двух зонах с энергиями E_C и E_V , удовлетворяющих закону сохранения энергии при оптическом переходе. При этом функция плотности состояний при поглощении фотона с энергией $\hbar\omega$ определяется как

$$\rho_{CV}(k) \equiv \int \frac{2d^3k}{(2\pi)^3} \delta[E_C(k) - E_V(k) - \hbar\omega].$$

Допуская, что при низких температурах валентная зона полностью заполнена электронами, а зона проводимости пуста, а также суммируя по волновому вектору \mathbf{k} все состояния электронов в единичном объеме валентной зоны и зоны проводимости, в том числе спин-орбитальные, можно рассчитать при этом энергию, накопленную при поглощении в единичном объеме полупроводника фотонов с частотой ω в единицу времени, с помощью следующего выражения [4]:

$$W(\omega) = \frac{2\pi \left(\frac{eA_0}{mc} \right)^2}{\hbar} \times \sum_{C,V} \int \frac{2dk^3}{(2\pi)^3} |\hat{A}M_{CV}|^2 \delta[E_C(k) - E_V(k) - \hbar\omega].$$

Затем разделив $W(\omega)$ на плотность $U = \frac{n^2 A_0^2 \omega^2}{2\pi c^2}$ и учитывая связь коэффициента поглощения с комплексной диэлектрической функцией, можно рассчитать коэффициент поглощения α :

$$\alpha = \frac{4\pi^2 e^2}{ncm^2 \omega} \times \sum_{C,V} \int \frac{2d^3k}{(2\pi)^3} \langle |P_{CV}|^2 \rangle \delta[E_C(k) - E_V(k) - \hbar\omega].$$

Данная формула является основой дальнейших расчетов, в частности для вывода теоретической модели коэффициента поглощения в материалах A_2B_6 и A_3B_5 . Используя законы дисперсии энергии зоны проводимости и валентной зоны и рассчитав данный интеграл в явном виде, можно вывести формулу коэффициента поглощения. В различных литературных источниках для описания дисперсии энергии валентной зоны и зоны проводимости используются уравнения Кейна и более простые распределения, например, в виде аппроксимации дисперсии энергии параболическими и гиперболическими функциями [5—8].

Особенности моделирования края собственного поглощения структур HgCdTe

Для анализа коэффициента собственного поглощения в структурах HgCdTe рассматривался диапазон энергий, больших энергии запрещенной зоны E_g ($\hbar\omega > E_g$), что составляет величину, примерно на несколько сотен мэВ выше уровня зоны проводимости и. симметрично, — ниже уровня валентной зоны. Данная область энергий считается зоной собственного (фундаментального) поглощения или областью Кейна (Kane region), так как в ней располагаются энергетические уровни, на которые вследствие поглощения оптического излучения переходят валентные электроны [9, 10].

По теории зонных переходов в собственных полупроводниках известно, что запрещенная область энергии должна иметь резкие границы, а это предполагает, что коэффициент поглощения в области энергий ($\hbar\omega < E_g$) равен нулю. Тем не менее, на краю поглощения коэффициент поглощения не обращается строго в ноль, а убывает по экспоненциальному закону. Область энергий, меньших E_g , т. е. в которой ещё возможно поглощение оптического излучения («Urbach tail»), учитывается при анализе коэффициента поглощения [11] в соответствии с экспоненциальной зависимостью Урбаха [12, 13]. В результате имеем выражение:

$$\alpha = \alpha_0 \exp\left(\frac{\sigma(E - E_0)}{k_B T}\right)$$

где $E = \hbar\omega$ — энергия фотона излучения,

α_0 — коэффициент поглощения при значении энергии $E = E_0$;

k_B — постоянная Больцмана;

T — рабочая температура;

$\frac{\sigma}{k_B T}$ — наклон Урбаха, который характеризу-

ет степень крутизны зависимости коэффициента поглощения и зависит от параметров материала.

Возникновение «хвоста» Урбаха в материале Hg_{1-x}Cd_xTe можно объяснить флуктуациями ширины запрещенной зоны, возникающими из-за несовершенства кристаллической структуры материала вследствие неоднородности состава по толщине и площади пластин ГЭС HgCdTe, что неоднократно подтверждалось при исследовании кристаллического совершенства (К. Moazzami, 2004, [14]).

В общем случае коэффициент поглощения зависит от уровня легирования полупроводника, причем дополнительно необходимо учитывать смещение уровня Ферми вследствие эффекта Бурштейна-Мосса, что актуально для вырожден-

ных узкозонных материалов, работающих при высоких температурах. Для расчета коэффициента поглощения $\alpha(\hbar\omega)$ для образцов HgCdTe различного состава в широком диапазоне температур использовалась модель Чу (Junhao Chu, Arden Sher, 2008) с учетом метода Кейна (E. Kane, 1957), модели Урбаха и закона Бурштейна-Мосса. Полный коэффициент поглощения рассчитывается как сумма двух составляющих, учитывающих переходы электронов из зон легких и тяжелых дырок в зону проводимости, т. е. имеем следующие соотношения:

$$\alpha_{\Sigma} = \alpha_{lh} + \alpha_{hh} \quad (1)$$

$$\alpha_{c-lh}(\hbar\omega) = \frac{1 + 2(E_g / \hbar\omega)^2}{137\sqrt{6}\sqrt{\epsilon_{\infty}}} \times \times \frac{\sqrt{(\hbar\omega)^2 - E_g^2}}{4P} \times BM_{lh} \quad (2)$$

$$\alpha_{c-hh}(\hbar\omega) = \frac{\sqrt{3/2}}{137\sqrt{\epsilon_{\infty}}} \times \frac{1}{P} \times \times \frac{\sqrt{\hbar\omega} \times \sqrt{\hbar\omega - E_g}}{1 + \frac{3}{4} \frac{\hbar^2 E_g}{m_0 P^2} \left(1 + \frac{m_0}{m_{hh}}\right) \left(\frac{2\hbar\omega}{E_g} - 1\right)} \times BM_{hh}, \quad (3)$$

где BM_{lh} и BM_{hh} — коэффициенты Бурштейна-Мосса для зон легких и тяжелых дырок, а ϵ_{∞} — высокочастотная составляющая диэлектрической функции, которую можно определить из формулы:

$$\epsilon_{\infty} = 15,2 - 15,5x + 13,76x^2 - 6,32x^3,$$

где $\hbar\omega$ — энергия кванта, c — скорость света, n — коэффициент преломления; $P = 8 \times 10^{-8}$ эВ см — момент матричного элемента; $m_{hh} = 0,55m_0$ — масса тяжелых дырок; m_0 — масса свободного электрона; k_B — постоянная Больцмана; T — температура; E_F — энергия, соответствующая уровню Ферми.

На рис. 1 представлены теоретические зависимости коэффициента поглощения для трех различных составов $x = 0,2; 0,3; 0,4$ мол. долей Hg_{1-x}Cd_xTe, рассчитанные при $T = 80$ К согласно представленной модели в области $E > E_g$ и $E < E_g$ при отсутствии вырождения. Зависимость коэффициента поглощения состоит из двух частей: экспоненциальной и корневой, состыкованных в точке перегиба, соответствующей энергии E_{opt} , которая должна совпадать со значением энергии запрещенной зоны в нулевой точке зоны Бриллюэна.

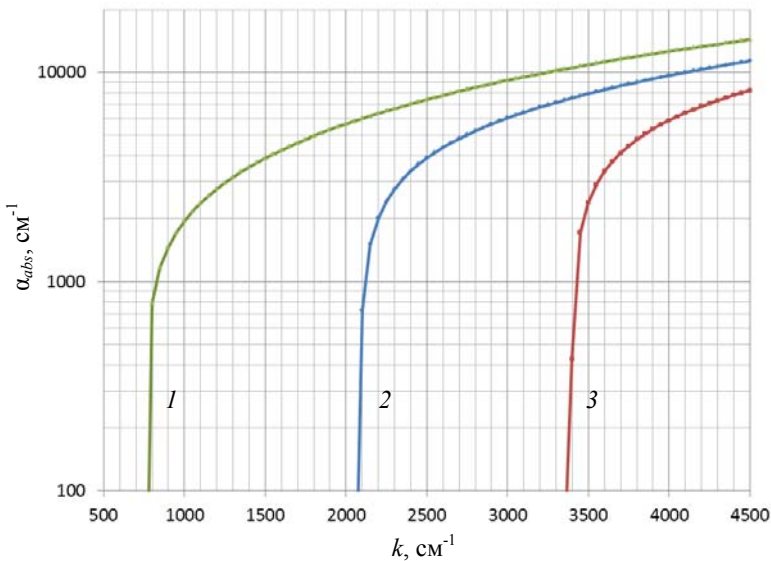


Рис. 1. Зависимости коэффициента поглощения α для трех различных составов $x = 0,2; 0,3; 0,4$ мол. дол. (соответственно кривые 1, 2, 3), рассчитанные и построенные в соответствии с теоретической моделью (1) для невырожденных полупроводников при $T = 80$ К.

Экспериментальное исследование края собственного поглощения структур HgCdTe

Экспериментальные исследования края собственного поглощения проводились для структур HgCdTe, выращенных методами жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) на подложках CdZnTe (111)В, эпитаксией из металлорганических соединений (МОС) на подложках GaAs (310) и молекулярно-лучевой эпитаксией (МЛЭ) на подложках GaAs (013), предназначенных для изготовления матриц фоточувствительных элементов [15]. Структуры содержали одинарный вакансионно-легированный поглощающий эпитаксиальный слой p -типа проводимости с концентрацией акцепторов порядка $N_A \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$, выращенный на оптически прозрачной подложке (собственной CdZnTe или альтернативной GaAs). При выращивании слоев HgCdTe для уменьшения количества дефектов в структурах использовались буферные, переходные и варизонные слои.

На рис. 2 представлены экспериментальные данные и расчетные данные коэффициента поглощения, вычисленные по эмпирическим зависимостям Шу, Финкмана, Натана [16—18] для образцов КРТ с поглощающим слоем различного состава.

В области энергий $\hbar\omega > E_g$ (области собственного поглощения) для образцов, выращенных методом ЖФЭ и МОС с одним эпитаксиальным слоем HgCdTe, получено удовлетворительное соответствие экспериментальных и теоретических зависимостей коэффициента поглощения как при

использовании уравнений моделей Кейна, так и более простых эмпирических зависимостей, представленных на рисунке. Для образца, выращенного методом МЛЭ, получено наибольшее рассогласование экспериментальных и теоретических данных, поскольку структура данного образца является наиболее сложной.

По данным экспериментальной характеристики спектра поглощения рассчитывалась производная, максимальное значение которой соответствует точке перегиба экспериментальной характеристики, причем данная точка считается точкой сопряжения корневой и экспоненциальной зависимостей, определяющих оптический коэффициент поглощения.

У всех исследованных образцов экспериментальные характеристики коэффициента поглощения имеют точку перегиба E_{opt} , в которой производная максимальна и не равна значению энергии запрещенной зоны $E_{\text{opt}} \neq E_g$, рассчитанному по найденному составу и заданной температуре [19]. Используя значения энергии E_{opt} в точке перегиба и энергию ширины запрещенной зоны E_g , можно определить смещение уровня Ферми в запрещенной зоне для исследованных образцов HgCdTe. В табл. 1 представлены значения смещения ϕ представленных образцов HgCdTe, которые находятся в диапазоне 0,010—0,025 эВ.

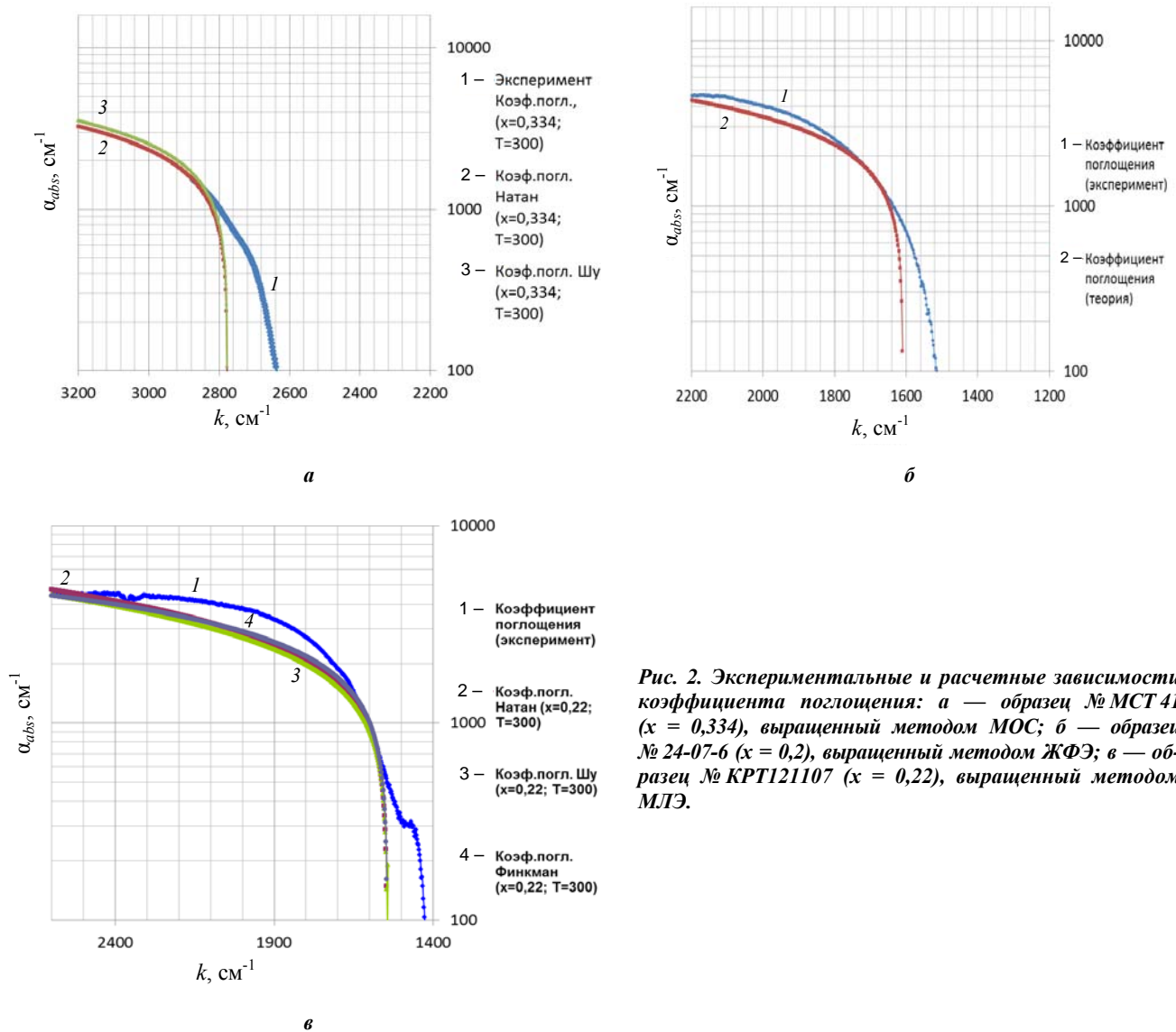


Рис. 2. Экспериментальные и расчетные зависимости коэффициента поглощения: а — образец № МСТ 41 ($x = 0,334$), выращенный методом МОС; б — образец № 24-07-6 ($x = 0,2$), выращенный методом ЖФЭ; в — образец № КРТ121107 ($x = 0,22$), выращенный методом МЛЭ.

Таблица 1

Номер образца	24-07-6	МСТ 50	МСТ 41	КРТ121107
Состав x , мол. дол.	0,22	0,28	0,334	0,22
$E_{\text{опт}}$, эВ	0,2036	0,3045	0,3639	0,1963
E_g , эВ	0,1920	0,2790	0,3457	0,1920
φ , эВ	0,0116	0,0255	0,0182	0,0043

Минимальное рассогласование теоретической и экспериментальной точек перегиба получено для образца, выращенного методом МЛЭ. Наклон экс-

периментальных характеристик поглощения у исследованных образцов сравнивался с моделью Урбаха, данные расчетов представлены в таблице 2.

Таблица 2

Номер образца	Состав, x , мол. дол.	Наклон характеристики поглощения $\frac{\sigma}{k_B T}$ (теория) ($T = 300 \text{ K}$), эВ ⁻¹	Наклон характеристики поглощения $\frac{\sigma}{k_B T}$ (эксперимент) ($T = 300 \text{ K}$), эВ ⁻¹
24-07-6 (ЖФЭ)	0,2	100,810	112,162
МСТ 50 (МОС)	0,28	100,557	92,517
МСТ 41 (МОС)	0,334	100,377	114,531
КРТ121107 (МЛЭ)	0,22	100,715	116,514

В области энергий $\hbar\omega < E_g$ (область Урбаха) у всех образцов наблюдается бóльший наклон экспериментальной характеристики поглощения по сравнению с теоретической, что свидетельствует о наличии в структурах локальных неоднородностей состава и варизонных слоев.

Отличие расчетных и экспериментальных данных наклона характеристик поглощения у исследованных образцов составляет 8—17%. Увеличение наклона коэффициента поглощения по сравнению с теоретической зависимостью является качественным показателем структурного совершенства материала. Наибольшее отклонение наблюдается у образцов, выращенных методом мосгидридной эпитаксии, наименьшее у образцов, выращенных методом ЖФЭ.

Проведена оценка локального изменения состава по толщине образцов по наклону характеристики поглощения. Получены следующие результаты: у образцов, выращенных методом ЖФЭ на подложке CdZnTe ($x = 0,22$), неоднородность состава $\Delta x \approx 0,005—0,010$ мольных долей; а у образцов, выращенных методом МОС на подложках GaAs ($x = 0,28—0,334$), — неоднородность состава $\Delta x \approx 0,015—0,025$ мольных долей; у образцов, выращенных методом МЛЭ ($x = 0,22$), неоднородность состава $\Delta x \approx 0,004—0,010$ мольных долей. У всех тестируемых структур HgCdTe неоднородность состава по толщине примерно в 2—3 раза меньше неоднородности состава по площади.

Особенности моделирования и исследования края собственного поглощения структур InGaAs

Проведены исследования края собственного поглощения структур InGaAs, предназначенных для изготовления фотоприемных устройств коротковолнового ИК-диапазона спектра [20]. Так же, как и в материалах A_2B_6 , область краевого поглощения можно рассматривать с точки зрения квантово-механических приближений. Для анализа энергетической структуры полупроводникового соединения A_3B_5 с параболическим распределением энергии использовалась классическая формула для коэффициента поглощения $\alpha(\hbar\omega)$ (А. В. Войцеховский, 2013, стр. 27, [21]) с корневой зависимостью разницы энергий падающего излучения и ширины запрещенной зоны, т. е. использовалось выражение:

$$\alpha = \left(\frac{A}{\hbar\omega} \right) (\hbar\omega - E_g)^{1/2}$$

где коэффициент A , который в общем случае зависит от параметров зонной диаграммы (энергии

спин-орбитального расщепления, энергии запрещенной зоны и эффективной массы Δ_{SO} , E_g , m_{CV}^*) и коэффициента преломления n , рассчитывался по формуле из [22]:

$$A = 5,7 \times 10^5 \left[\frac{1}{n} \times \left(\frac{m_{CV}^*}{m_0} \right) \right]^{3/2}, \text{ см}^{-1} \cdot \text{эВ}^{1/2}$$

Край оптического поглощения изучался в структурах InGaAs, выращенных методом МОС на подложках InP (100) в АО «НИИ «Полус». Исследуемые образцы состояли из оптически прозрачной подложки InP (100), буферного слоя InP n -типа, поглощающего эпитаксиального слоя $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ с фоновой концентрацией примеси $N_D = (0,7—2) \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, толщиной $d \approx 2,0 \text{ мкм}$, верхнего широкозонного фотодиодного слоя InP p -типа проводимости.

На спектрофотометре Cary 6000 проводились измерения коэффициентов пропускания и отражения фоточувствительных структур при одинаковых значениях волновых чисел в диапазоне от 400 до 7500 см^{-1} при температуре $T = 300 \text{ К}$, после которых выполнялся расчет коэффициентов поглощения.

На рис. 3 представлены экспериментальная и теоретическая характеристики коэффициента поглощения вблизи точки Γ зонной диаграммы. Здесь графики демонстрируют хорошее соответствие теоретических и экспериментальных данных, что указывает на высокое кристаллическое совершенство структур InGaAs/InP.

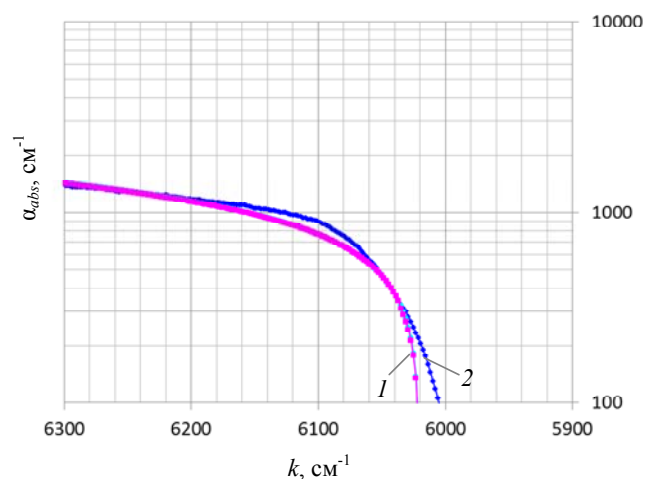


Рис. 3. Коэффициент поглощения образца ГЭС InGaAs № V2072: кривая 1 — теоретическая зависимость; кривая 2 — экспериментальная зависимость.

На рис. 4. представлена экспериментальная зависимость величины $(\alpha\hbar\omega)^2$ от энергии квантов E .

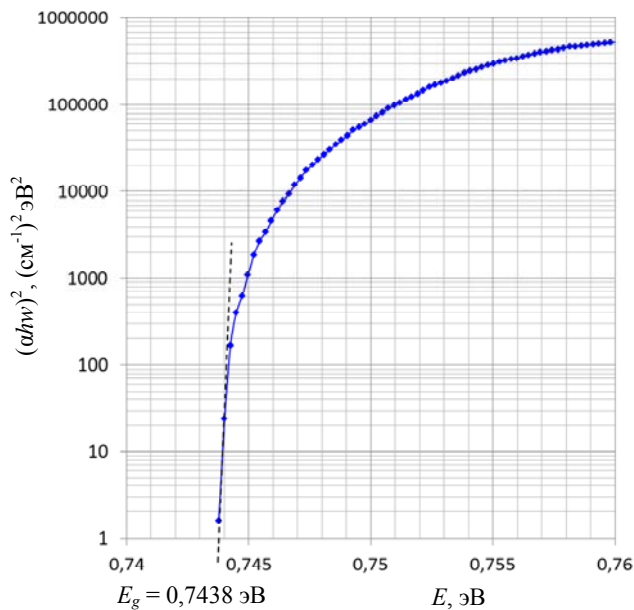


Рис. 4. Зависимость $(\alpha\hbar\omega)^2$ от энергии кванта для прямых разрешённых переходов вблизи краев запрещённой зоны в точке Γ зоны Бриллюэна (образец ГЭС InGaAs № V2072)

По полученным экспериментальным данным графическим методом определялась зависимость $(\alpha\hbar\omega)^2$ от энергии квантов. В частности, по наклону характеристики рис. 4 определено значение энергии запрещённой зоны для образца ГЭС InGaAs № V2072, которое составило $E_g = 0,7438$ эВ, что близко к теоретическому значению $E_T = 0,75$ эВ.

Заключение

Проведены экспериментальные исследования коэффициента поглощения структур HgCdTe с одним фоточувствительным слоем p -типа проводимости, выращенных методами жидкофазной эпитаксии на подложках CdZnTe, эпитаксией из металлоорганических соединений и молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs, а также сравнение экспериментальных данных с теоретической классической моделью спектра поглощения, основанной на явлении собственного поглощения и общей теории прямых межзонных оптических переходов, и другими эмпирическими зависимостями.

В области энергий $\hbar\omega > E_g$ (область собственного поглощения Кейна) у всех исследованных образцов, выращенных методами МЛЭ, ЖФЭ и МОС, получено удовлетворительное соответствие экспериментальных и теоретических данных.

В области энергий $\hbar\omega < E_g$ (область Урбаха) у структур КРТ, выращенных методами ЖФЭ, МЛЭ

и МОС, наблюдаются существенные отклонения характеристик поглощения по сравнению с теоретическими зависимостями поглощения в соответствии с экспоненциальным законом Урбаха, что свидетельствуют о наличии локальных неоднородностей состава по толщине и площади поглощающих слоев, достигающих значений $\Delta x = 0,025$ мол. дол. и приводящих к неоднородности граничных длин волн в матрицах фотодиодов на основе КРТ.

Проведена оценка локального изменения состава по наклону характеристики поглощения. Получены следующие результаты: у образцов КРТ ($x = 0,22$), выращенных методом ЖФЭ на подложке CdZnTe, неоднородность состава $\Delta x \approx 0,005$ — $0,010$ мольных долей; а у образцов КРТ ($x = 0,28$ — $0,334$), выращенных методом МОС на подложках GaAs — неоднородность состава $\Delta x \approx 0,015$ — $0,025$ мольных долей; у образцов КРТ ($x = 0,22$), выращенных методом МЛЭ, неоднородность состава $\Delta x \approx 0,004$ — $0,010$ мольных долей, для всех образцов это примерно в 2—3 раза меньше неоднородности состава по площади пластин HgCdTe. Рассогласование теоретических и экспериментальных характеристик поглощения указывает на необходимость улучшения кристаллической структуры материала КРТ.

Исследования края поглощения образцов ГЭС InGaAs, выращенных методом МОС на подложках InP, показали хорошее соответствие теоретических и экспериментальных данных для исследованных образцов. Графический расчет позволил определить ширину запрещённой зоны, которая составила $E_g = 0,7438$ эВ, что находится в хорошем соответствии с теоретическими данными $E_g = 0,75$ эВ.

Отклонение угла наклона теоретической и экспериментальной характеристик структуры InGaAs в 6—10 раз меньше, чем у структур HgCdTe, что показывает на существенно лучшее кристаллическое совершенство материалов группы A_3B_5 и пригодность данных структур для изготовления фотоприемных устройств с предельными параметрами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lorentz H. The Theory of Electrons, Dover. — New York, 1952.
2. Kane E. // Journal of Physics and Chemistry of Solids. Vol. 1. Issue 4. P. 249.
3. Болтарь К. О., Никонов А. В., Яковлева Н. И. // Прикладная физика. 2012. № 3. С. 70.
4. Bassani F., Parravicini G. Electronic States and Optical Transitions in Solid. — Pergamon Press, Oxford, 1975. P. 149—167.
5. Moazzami K., Phillips J., Lee D., Krishnamurthy S., Benoit G., Fink Y., and Tiwald M. // J. Electron. Mater. 2005. Vol. 34. No. 6.

6. Hansen G. L., Schmit J. L., and Casselman T. N. // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. P. 7099.
7. Scott M. W. J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. P. 4077.
8. Krishnamurthy S. and Sher A. // J. Electron. Mater. 1995. Vol. 24. P. 641.
9. Moazzami K., Phillips J., Lee D., Edwall D., Carmody M., Piquette E., Zandian M., and Arias J. // J. Electron. Mater. 2004. Vol. 33. P. 701.
10. Яковлева Н. И., Болтарь К. О., Никонов А. В., Бункина Н. А. // Прикладная физика. 2014. № 3. С. 61.
11. Chang Y., Badano G., Zhao J., Zhou Y.D., Ashokan R., Grein C.H., and Nathan V. // J. Electron. Mater. 2004. Vol. 33. P. 709.
12. Urbach F. // Phys. Rev. 1953. Vol. 92. P. 1324.
13. Grein C. H. and John S. // Phys. Rev. B 39, 1989. P. 1140.
14. Сизов А. Л., Мирофьянченко А. Е., Ляликов А. В., Яковлева Н. И. // Прикладная физика. 2014. № 6. С. 70.
15. Boltar K. O., Burlakov I. D., Filachev A. M., Klimanov E. A., Ponomarenko V. P., Solyakov V. N., Stafeev V. I. // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). 2007. Vol. 16. No. 4. P. 234.
16. Chu Junhao, Sher Arden. Physics and Properties of Narrow Gap Semiconductors — Springer Science + Business Media, LLC, 2008, p. 239–379.
17. Finkman E. and Schacham S. E. // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 56. P. 2896.
18. Nathan V. // Journal of Applied Physics, 1998. Vol. 83. No. 5. P. 2812.
19. Chang Y., Guha S., Grein C. H., Velicu S., Flatté M. E., Nathan V., Sivananthan S. // Journal of Electronic Materials. 2007. Vol. 36. No. 8. P. 1000.
20. Филачев А. М., Таубкин И. И., Трищенко М. А. Твердотельная фотоэлектроника. Фотодиоды. — М.: Физматкнига, 2011.
21. Войцеховский А. В., Ижнин И. И., Савчин В. П., Вакив Н. М. Физические основы полупроводниковой фотоэлектроники, учебное пособие. — Томск: Издательский Дом Томского государственного университета, 2013. .
22. Юнович А. Э., Лукьянов Ф. А. Оптические явления в полупроводниках. Методическая разработка. — Изд. МГУ, 2007.

Features of experimental absorption spectra in the A_3B_5 и A_2B_6 semiconductor structures

N. I. Iakovleva¹ and A. V. Nikonov^{1,2}

¹Orion R&P Association, Inc.
9 Kosinskaya str., Moscow, 111538, Russia

²Moscow Institute of Physics and Technology
9 Institute al., Dolgoprudny, Moscow Region, 141700, Russia

Received July 8, 2016

The main aim of this work was experimental and theoretical investigation of absorption spectra in A_3B_5 и A_2B_6 structures based on the analysis of relating to the particular nature of their electronic band structures and investigated on the basis of the fundamental absorption edge caused by transitions of electrons from the valence band to the conduction band. To investigate the absorption edge HgCdTe samples were grown on CdZnTe (111)B substrates by Liquid Phase Epitaxy (LPE) and on GaAs (310) substrates by Metal Organic Compound Vapor Deposition (MOCVD) and Molecular Beam Epitaxy (MBE). They include vacancy doped epitaxial p-layer with acceptor concentration of $N_A \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, buffer and variband layers. In the field of energy $\hbar\omega > E_g$ for measured samples with single HgCdTe epitaxial layer, one can see good agreement in experimental and theoretical spectra. In the field of energy $\hbar\omega < E_g$ for measured samples with single HgCdTe epitaxial layer, grown by LPE, MOCVD, and MBE, one can see some deviation in experimental and theoretical spectra. This effect is to broaden the conduction band and form a band tail extending into the band gap. The experimental absorption spectra for epitaxial InGaAs on InP substrates have been show good agreement with theoretical spectra in working wavelength region, that shows the best crystal lattice perfection for A_3B_5 materials as compared with A_2B_6 and an applicability for high performance FPA production.

PACS: 42.79.Pw, 85.60.Gz, 07.57.Kp, 85.60.Dw

Keywords: absorption coefficient, InGaAs, HgCdTe, dielectric permeability, Brillouin zone.

REFERENCES

1. H. Lorentz, *The Theory of Electrons*, (Dover, New York, 1952).
2. E. Kane, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, **1** (4), 249.
3. K. O. Boltar, A. V. Nikonov and N. I. Iakovleva, *Prikladnaya Fizika*, No. 3, 70 (2012).
4. F. Bassani and G. Parravicini, *Electronic States and Optical Transitions in Solid*. (Pergamon Press, Oxford, 1975), pp. 149–167.
5. K. Moazzami, J. Phillips, D. Lee, S. Krishnamurthy, G. Benoit, Y. Fink, and M. Tiwald, *J. Electron. Mater.*, **34** (6), (2005).
6. G. L. Hansen, J. L. Schmit, and T. N. Casselman, *J. Appl. Phys.* **53**, 7099 (1982).
7. M. W. Scott, *J. Appl. Phys.* **40**, 4077 (1969).
8. S. Krishnamurthy and A. Sher, *J. Electron. Mater.* **24**, 641 (1995).
9. K. Moazzami, J. Phillips, D. Lee, D. Edwall, M. Carmody, E. Piquette, M. Zandian, and J. Arias, *J. Electron. Mater.* **33**, 701 (2004).
10. N. I. Iakovleva, K. O. Boltar, A. V. Nikonov, and N. A. Bunkina, *Prikladnaya Fizika*, No. 3, 61 (2014).
11. Y. Chang, G. Badano, J. Zhao, Y. D. Zhou, R. Ashokan, C. H. Grein, and V. Nathan, *J. Electron. Mater.* **33**, 709 (2004).
12. F. Urbach, *Phys. Rev.* **92**, 1324 (1953).
13. C. H. Grein and S. John, *Phys. Rev. B* **39**, 1140 (1989).
14. A. L. Sizov, A. E. Mirifianchenko, A. V. Lyalikov, and N. I. Iakovleva, *Prikladnaya Fizika*, No. 6, 70 (2014).
15. K. O. Boltar, I. D. Burlakov, A. M. Filachev, E. A. Klimanov, V. P. Ponomarenko, V. N. Solyakov, V. I. Stafeev, // *Optical Memory and Neural Networks (Information Optics)* **16**, 234 (2007).
16. Chu Junhao, Sher Arden, *Physics and Properties of Narrow Gap Semiconductors*, (Springer Science + Business Media, LLC, 2008), pp. 239–379.
17. E. Finkman and S. E. Schacham, *J. Appl. Phys.* **56**, 2896 (1984).
18. V. Nathan, *Journal of Applied Physics* **83** (5), 2812 (1998).
19. Y. Chang, S. Guha, C. H. Grein, S. Velicu, M. E. Flatté, V. Nathan, S. Sivananthan, *Journal of Electronic Materials* **36**, 1000 (2007).
20. A. M. Filachev, I. I. Taubkin, and M. A. Trishenkov, *Solid state Photoelectronics. Photodiodes*. Moscow, Phismatkniga, 2011) [in Russian].
21. A. V. Voitsekhovskii, I. I. Iznin, V. P. Savchin, and N. M. Vakiv, *Physical Foundations of Semiconductor Photoelectronics, Tutorial*. (Tomsk: Publishing house of Tomsk State University, 2013) [in Russian].
22. A. E. Younovich and F. A. Lookianov, *Optical Phenomena in Semiconductors, Working Guide*, (Publisher. Moscow State University. 2007) [in Russian].