

Особенности оптических свойств твердых растворов $Al_xGa_{1-x}N$

© В.Г. Дейбук[¶], А.В. Возный^{¶¶}, М.М. Слетов, А.М. Слетов

Черновицкий национальный университет,
58012 Черновцы, Украина

(Получена 3 сентября 2001 г. Принята к печати 27 сентября 2001 г.)

В оптических спектрах отражения тонких пленок $Al_{0.1}Ga_{0.9}N$, осажденных на подложки из сапфира, наблюдались особенности в области 4.0–5.5 эВ, что подтверждается модуляционными спектрами и спектрами фоточувствительности. Данные особенности можно объяснить на основе учета биаксиальной деформации при расчетах диэлектрической функции в псевдопотенциальном подходе.

1. Введение

За последние несколько лет бурный прогресс в развитии оптических и электронных приборов был достигнут на основе нитридов III группы AlN , GaN и InN . Созданы активные оптоэлектронные приборы, работающие в зеленой, голубой и ультрафиолетовой областях спектра [1], а также высокочастотные и высокотемпературные электронные приборы — полевые транзисторы, гетероструктурные биполярные транзисторы, туннельные диоды и др. [2].

Характерной особенностью тройных нитридных сплавов, как в объемном, так и в эпитаксиальном варианте, является наличие внутренних локальных деформаций, связанных с рассогласованием постоянных решеток и различием коэффициентов теплового расширения исходных соединений. Так, рассогласование решеток GaN и AlN составляет 2.5 и 4.5% для постоянных гексагональной решетки a и c соответственно. Коэффициенты теплового расширения изменяются между $5.6(3.2) \cdot 10^{-6}$ и $4.2(5.3) \cdot 10^{-6} K^{-1}$ для направлений, соответствующих $a(c)$ в гексагональных GaN и AlN [3]. Различие постоянных решетки и коэффициентов теплового расширения приводит к возникновению значительных внутренних деформаций. В неупорядоченных сплавах такие деформации, подобно гидростатической, приводят к пропорциональному изменению постоянных решетки без заметного изменения симметрии кристалла в целом. Это в свою очередь является причиной пропорционального энергетического сдвига основных пиков большинства оптических функций с некоторым перераспределением их относительной интенсивности. В то же время эпитаксиальные слои соответствующих тройных сплавов, выращенные псевдоморфно на различных подложках, подвержены дополнительно биаксиальной деформации. Последняя ведет к тетрагональной дисторсии решетки и, как следствие, изменяются правила отбора для межзонных электронных переходов. Поэтому можно ожидать в таких системах качественных изменений их оптических функций.

Влияние вышеуказанных факторов на структурные и термодинамические свойства, электронный спектр, экс-

тонную структуру и некоторые оптические характеристики нитридов и их твердых растворов в последнее время довольно интенсивно изучается [4–6] в связи с еще одной степенью свободы в улучшении характеристик соответствующих приборов.

В данной работе изучается влияние как внутренних локальных, так и биаксиальных деформаций на электронный спектр и диэлектрическую функцию объемных кристаллов и эпитаксиальных слоев твердых растворов $Al_xGa_{1-x}N$. Наблюдаемые особенности в спектрах отражения тонких пленок $Al_{0.1}Ga_{0.9}N$ на сапфире в области энергий $E = 4.0–5.5$ эВ теоретически объяснены на основе учета биаксиальной деформации в пленке.

2. Эксперимент

Исследовались оптические свойства эпитаксиальных слоев $Al_{0.1}Ga_{0.9}N$ толщиной до 5 мкм, осажденных на сапфировые подложки с ориентацией (0001). Слои выращивались методом пиролиза неорганических аммиачных соединений галогенидов алюминия и галлия [7]. Состав твердых растворов определялся по рентгеноспектральному анализу на микроанализаторе IXA и из исследований длинноволнового края оптического поглощения. Монокристалличность структуры подтверждается результатами электроно- и рентгенографии. Методами рентгеновской топографии, кривых качания, двух- и многоволновой дифрактометрии показано, что несовершенства структуры обусловлены в основном рассогласованием параметров решеток эпитаксиальных слоев и сапфира. В области длинноволнового края зависимость коэффициента поглощения α от энергии фотонов E описывается известными выражениями для прямых межзонных переходов

$$\alpha(h\nu) = \alpha_0(E_g - E)^{1/2}, \quad (1)$$

где E_g — ширина запрещенной зоны, α_0 — параметр, не зависящий от E . В соответствии с (1) $\alpha^2 = f(E)$ аппроксимируется линейной зависимостью в пределах 5 порядков изменения α .

Оптическое отражение исследовалось в области $E \geq E_g$ по известной методике с использованием дифракционного монохроматора МДР-23, обтюлятора и

[¶] E-mail: vdei@chdu.cv.ua

^{¶¶} E-mail: avozny@elegance.cv.ua

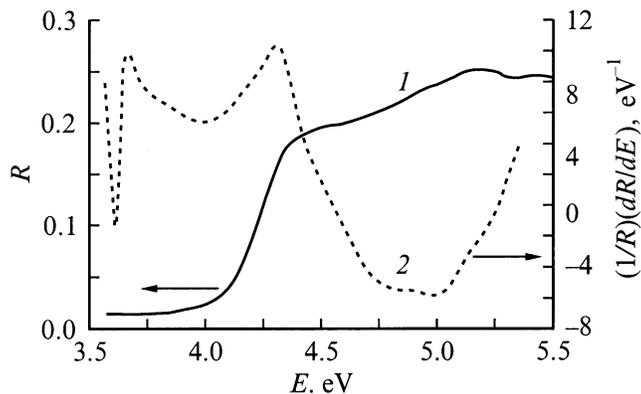


Рис. 1. Экспериментальные спектры отражения тонкой пленки $Al_xGa_{1-x}N$. 1 — спектр коэффициента отражения R , полученный обычной методикой, 2 — λ -модуляционный спектр $(1/R)(dR/dE)$.

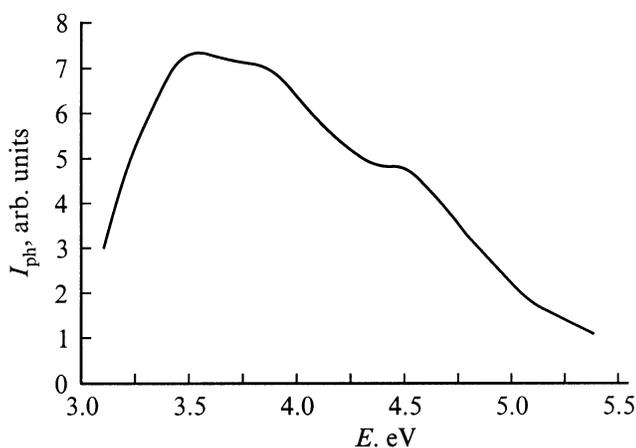


Рис. 2. Спектр фоточувствительности I_{ph} диодной структуры.

системы синхронного детектирования [8]. Предварительно проводилась химическая обработка слоев в 1%-м растворе $(NH_4)_2S$ в изопропиловом спирте [9]. С целью выявления особенностей, которые в спектрах, измеренных по обычной методике, слабо выявляются, при исследованиях спектров отражения использовался метод λ -модуляции [10]. Так, в частности, его использование позволило получить $E_g = 3.61$ эВ — значение, согласующееся с величиной, определенной путем экстраполяции линейной зависимости $\alpha^2 = f(E)$ на ось энергий фотонов.

На рис. 1 приведены экспериментальные спектры отражения R , полученные обычным методом, (кривая 1) и спектры $(1/R)(dR/dE)$, полученные при использовании λ -модуляции (кривая 2). Наблюдаются особенности в области энергий $E = 4.0$ – 5.5 эВ. Необходимо отметить, что их положение коррелирует с максимумами спектров фоточувствительности I_{ph} (рис. 2) диодных структур $Au-Al_xGa_{1-x}N$, изготовленных на этих же ге-

терослоях путем взрывного напыления полупрозрачной пленки Au.

3. Моделирование спектра диэлектрической функции

Расчет электронной зонной структуры, необходимый для описания оптических свойств, проводился методом модельного эмпирического псевдопотенциала, который описан в работе [11].

При выращивании твердых растворов GaAlN в них возникают локальные деформации из-за различия постоянных решеток составных бинарных соединений, в эпитаксиальных образцах добавляются также деформации несоответствия. Для их учета в расчетах использовалась функциональная форма псевдопотенциала [12], которая непрерывна в обратном пространстве и зависит от деформации ϵ . Независимые от деформации псевдопотенциалы, которые дают зонную структуру в состоянии равновесия (например, для объемных кристаллов), имеют недостатки при описании деформированных систем, так как форма псевдопотенциала $v_\alpha(\mathbf{k}, 0)$ не содержит никакой информации о локальном атомном окружении. Этот недостаток не возникает в самосогласованных экранированных потенциалах, поскольку они рассчитываются исходя из перераспределения заряда при деформации. Чтобы описать изменения в атомном окружении, мы моделируем зависимость псевдопотенциала от ϵ используя след тензора деформации $Tr(\epsilon)$:

$$v_\alpha(\mathbf{k}, \epsilon) = a_{0\alpha} \frac{(\mathbf{k}^2 - a_{1\alpha})}{a_{2\alpha} \exp(a_{3\alpha} \mathbf{k}^2) - 1} [1 + a_{4\alpha} Tr(\epsilon)], \quad (2)$$

где $a_{i\alpha}$ ($i = 0, 1, 2, 3, 4$) — подгоночные параметры.

Функциональная форма выбрана так, чтобы получить достаточную гибкость для описания как можно большего количества физических свойств и при этом не иметь много параметров, что важно для процесса подбора. Изначально параметры a_0, a_1, a_2, a_3 в (2) находились из процедуры аппроксимации по известным форм-факторам, взятым из других работ [13]. Окончательно параметры подбирались так, чтобы получить удовлетворительное согласие рассчитанной зонной структуры, оптических свойств и значений деформационных потенциалов с известными из эксперимента [5,14–16]. Параметры $a_{i\alpha}$ псевдопотенциальных форм-факторов, использованные в данной работе, приведены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры экранированных атомных псевдопотенциалов в GaN и AlN

Параметры форм-факторов	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4
Ga	20.9	1.68	216	0.144	15
N в GaN	60.9	7.62	77.8	0.543	0
Al	10	2.39	28.5	0.23	12
N в AlN	23.2	7.05	84.2	0.251	0

Таблица 2. Разрешенные переходы в точке Γ в различных направлениях поляризации ($\mathbf{e} \perp \mathbf{c} - xy$; $\mathbf{e} \parallel \mathbf{c} - z$)

Точка Γ	Γ_{1c}	Γ_{2c}	Γ_{3c}	Γ_{4c}	Γ_{5c}	Γ_{6c}
Γ_{1v}	z					xy
Γ_{2v}		z				xy
Γ_{3v}			z		xy	
Γ_{4v}				z	xy	
Γ_{5v}			xy	xy	z	xy
Γ_{6v}	xy	xy			xy	z

Постоянные решетки GaN и AlN при расчетах брались равными экспериментально определенным: $a_{\text{GaN}} = 3.190 \text{ \AA}$, $c_{\text{GaN}} = 5.189 \text{ \AA}$, $u_{\text{GaN}} = 0.377$, $a_{\text{AlN}} = 3.111 \text{ \AA}$, $c_{\text{AlN}} = 4.978 \text{ \AA}$, $u_{\text{AlN}} = 0.382$ [17,18].

Оптические характеристики материалов можно рассчитать, зная их диэлектрическую функцию, мнимая часть которой ε_2 определяется зонной структурой [17],

$$\varepsilon_2(E) = \frac{\hbar^2 e^2}{3\pi m^2 E^2} \sum_{ij} \int_{E_{ij}=E} |M_{ij}(\mathbf{k})|^2 \frac{dS}{|\nabla_k E_{ij}(\mathbf{k})|}, \quad (3)$$

где i, j — номера зон, между которыми происходят переходы, $M_{ij}(\mathbf{k})$ — сила осциллятора для межзонных переходов. В наших расчетах рассматривались переходы из 8 валентных зон в 12 нижних зон проводимости.

Действительная часть диэлектрической функции ε_1 связана с мнимой частью ε_2 соотношением Крамерса–Кронига

$$\varepsilon_1(E) = 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{E' \varepsilon_2(E')}{E'^2 - E^2} dE'. \quad (4)$$

Интегрирование в (3) по поверхности постоянной энергии $E_{ij} = E$ в зоне Бриллюэна проводилось методом тетраэдров [19]. В наших расчетах мы определяли значения энергий на сетке из 726 точек, которые потом использовались для интегрирования в полученных при этом 3000 тетраэдрах.

Обычно при расчетах оптических свойств считают, что матричные элементы $M_{ij}(\mathbf{k})$ остаются неизменными, независимо от положения в зоне Бриллюэна. На необходимость расчета матричных элементов для структуры вюрцита указывают изменение зависимости диэлектрической функции от энергии для разных направлений поляризации [15,16] и равенство нулю матричных элементов для большинства переходов [20].

Рассчитанные псевдоволновые функции позволяют перейти к определению матричных элементов:

$$M_{ij}(\mathbf{k}) = \frac{1}{V_{\text{crystal}}} \int_{V_{\text{crystal}}} \Psi_i^*(\mathbf{k}, \mathbf{r}) \cdot (\mathbf{e} \nabla_k) \Psi_j(\mathbf{k}, \mathbf{r}) d^3 \mathbf{r}, \quad (5)$$

где \mathbf{e} — вектор поляризации падающей электромагнитной волны. Учитывая явный вид псевдоволновых функ-

ций, (5) можно преобразовать к виду

$$M_{ij}(\mathbf{k}) = \frac{1}{V_{\text{cell}}} \sum_{mn} C_{im}^* C_{jn} i[(\mathbf{k} + \mathbf{G}_m) \mathbf{e}] \times \int_{V_{\text{cell}}} \exp[i(\mathbf{G}_n - \mathbf{G}_m) \mathbf{k}] d^3 \mathbf{r}, \quad (6)$$

где C_{im} — блоховские амплитуды, \mathbf{G}_m — векторы обратной решетки. Вследствие периодичности решетки интеграл в (6) принимает ненулевые значения лишь при $\mathbf{G}_m = \mathbf{G}_n$, при этом подынтегральное выражение равно 1. Тогда

$$M_{ij}(\mathbf{k}) = \sum_m C_{im}^* C_{jm} i[(\mathbf{k} + \mathbf{G}_m) \mathbf{e}]. \quad (7)$$

Правильность расчета матричных элементов подтверждается результатами теоретико-группового анализа в точке Γ (табл. 2) [20].

Полученные таким образом спектры диэлектрической функции для GaN и AlN в поляризации xy изображены на рис. 3, 4. Для обоих материалов в спектре мнимой части диэлектрической функции можно выделить 3 группы пиков — в области 7–9 (8–9), 9.5–10.5 (9.5–11.5) и 12–14 эВ для GaN (AlN), что согласуется с другими теоретическими расчетами [15,16].

На данный момент опубликованы несколько работ по экспериментально измеренным диэлектрическим функциям GaN и AlN [14,15]. В первой группе пиков для GaN выделяются три пика: E_1 , E_2 и E_3 с энергиями 7, 8 и 9.1 эВ (при 130 К) [15]. В наших расчетах этим пикам соответствуют значения энергий 7, 8, 9 эВ (при 0 К), что является лучшим результатом по сравнению с расчетами методом LMTO (6.2, 7.3, 8.2 эВ) [16] и методом сильной связи (6.4, 7.5, 8.4 эВ) [6]. Однако правильное распределение интенсивности пиков получено только в расчетах из первых принципов методом функционала плотности с учетом электрон-дырочного взаимодействия [15].

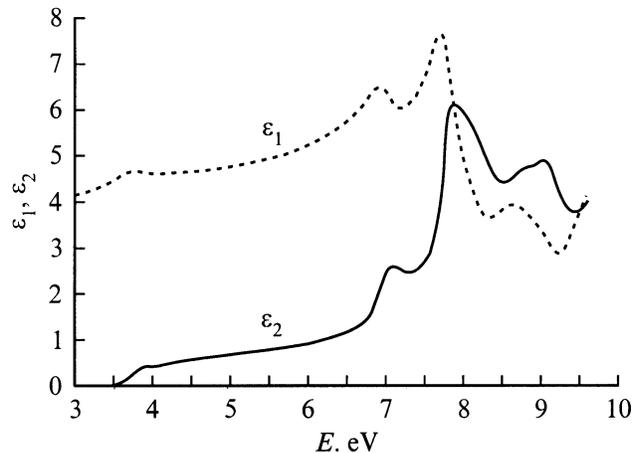


Рис. 3. Рассчитанный спектр диэлектрической функции GaN для поляризации $\mathbf{e} \perp \mathbf{c}$.

Таблица 3. Сопоставление экспериментальных пиков мнимой части диэлектрической функции GaN и AlN с рассчитанными электронными переходами

Пик		Эксперимент [15]	LMTO [16] ($T = 300\text{ K}$)		Наш расчет (модельный псевдопотенциал) ($T = 0\text{ K}$)		
		Энергия, эВ ($\mathbf{e} \perp \mathbf{c}$, $T=130\text{ K}$)	Энергия, эВ	Переход	Энергия, эВ	Переход, $\mathbf{e} \perp \mathbf{c}$	Переход, $\mathbf{e} \parallel \mathbf{c}$
GaN	E_0	3.4	3.6	$\Gamma: 8-9$	3.5	$\Gamma: 7,8-9$	$\Gamma: 6-9$
	E_1	7.1	6.2	$U: 8-9$	7	$A: 5,6-9; 7,8-9$	
	E_2	8	7.2	$M: 8-10$	8	$L: 5-10; 6,7-9$	$L: 7,8-9,10$
	E_3	9.1	8.2	$M: 8-10$ $S': 7,8-9,10$ $M: 6-9$ $\Sigma: 6-10; H: 8-9$	9	$U: 8-9; M: 8-10$ $H: 7,8-9,10$	$U: 7-9$ $H: 7-10; 8-9$
AlN	E_0	6.1	4.9	$\Gamma: 8-9$	6	$\Gamma: 6,7-9$	$\Gamma: 8-9$
	E_1	7.9	7.1	$L: 7,8-9,10$	8.3	$M: 8-10; H: 8-9$	$H: 7-10; 8-9$
	E_2	9.05	8.1	$R: 7,8-9,10$ $U': 6-10; M: 6-10$	8.8	$U: 8-9$ $M, \Sigma: 6-9$	$U: 7-9$

Для AlN в первой группе наблюдается два пика при энергиях 7.9 и 9.05 эВ; рассчитанные нами значения — 8.3 и 8.8 эВ соответственно.

В табл. 3 сопоставляются оптические переходы (на основе рассчитанных матричных элементов) пикам в спектре мнимой части диэлектрической функции, а также результатам других расчетов [16] и экспериментальным данным [15].

Наши расчеты матричных элементов показывают, что правила отбора не зависят от форм-факторов, а определяются лишь симметрией задачи, хотя относительное положение разрешенных переходов может изменяться.

Зонная структура и диэлектрическая функция твердого раствора $Al_xGa_{1-x}N$ моделировались в приближении виртуального кристалла [11], что оправдано небольшим отличием псевдопотенциалов исходных соединений.

4. Влияние деформаций на оптические свойства

Для объяснения особенностей экспериментально измеренных спектров отражения в области $E = 4-5.5$ эВ мы учли наличие как локальных, так и биаксиальных деформаций, возникающих в псевдоморфной эпитаксиальной пленке $Al_{0.1}Ga_{0.9}N$, выращенной на подложке из сапфира. Эти деформации связаны с различием постоянных решеток исходных соединений (локальные деформации), с несогласованностью постоянных решеток пленки и подложки (биаксиальные деформации), а также с различием коэффициентов теплового расширения пленки и подложки.

Для учета влияния локальной деформации, подобно гидростатической деформации, параметры форм-факторов a_4 (табл. 1) подбирались так, чтобы получить значения деформационных потенциалов

$$a_g = V \frac{\partial E_g}{\partial V} \quad (8)$$

равными экспериментально известным: -7.8 эВ для GaN и -8.8 эВ для AlN [5,16]. При этом диагональные элементы тензора деформаций брались равными между собой: $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{zz}$. Влияние локальной деформации на диэлектрическую функцию сплава оказалось незначительным.

Для учета биаксиальной деформации постоянная решетки сплава в плоскости xy $a(x)$ бралась равной постоянной решетки подложки a_{sub} . При этом

$$\epsilon_{\parallel} = \epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \frac{a_{sub} - a(x)}{a(x)}, \quad (9)$$

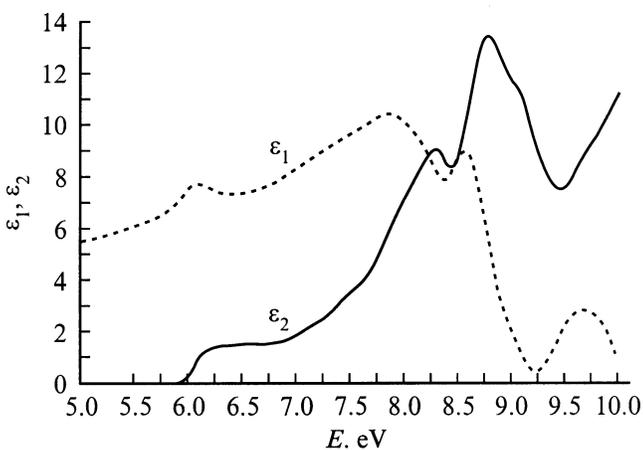


Рис. 4. Рассчитанный спектр диэлектрической функции AlN для поляризации $\mathbf{e} \perp \mathbf{c}$.

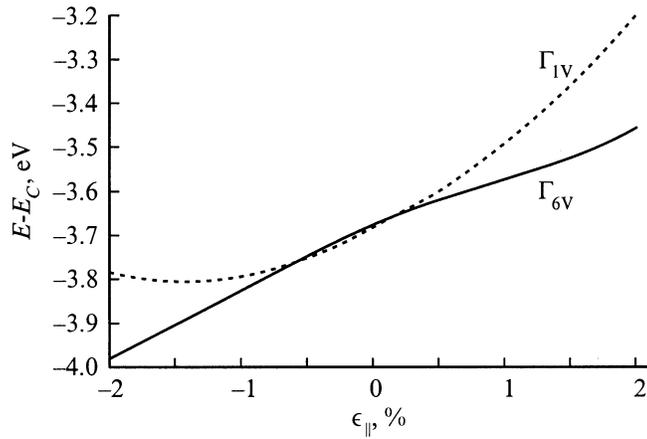


Рис. 5. Расщепление верхней валентной зоны в зависимости от величины биаксиальной деформации.

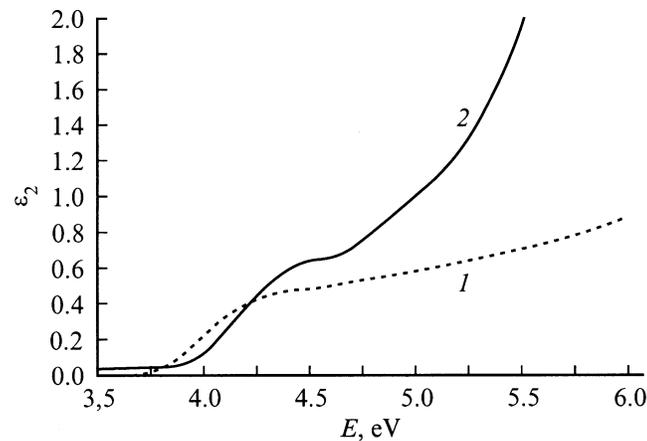


Рис. 6. Рассчитанная мнимая часть диэлектрической функции твердого раствора $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$. 1 — без учета деформации пленки. 2 — с учетом биаксиальной деформации $\epsilon_{\parallel} = 4\%$.

z-компонента деформаций

$$\epsilon_{\perp} = \epsilon_{zz} = \frac{c_l - c(x)}{c(x)}, \quad (10)$$

где c_l — постоянная решетки в z-направлении деформированной пленки, $c(x)$ — постоянная решетки недеформированной пленки.

Для гексагональных кристаллов z-компонента напряжения и тензор деформации связаны соотношением [21]

$$\tau_3 = C_{13}\epsilon_{xx} + C_{13}\epsilon_{yy} + C_{33}\epsilon_{zz}, \quad (11)$$

где C_{13} и C_{33} — упругие константы сплава, которые выбирались линейной аппроксимацией упругих постоянных бинарных соединений. Принимая $\tau_3 = 0$, получим

$$\epsilon_{\perp} = \frac{-2C_{13}}{C_{33}} \epsilon_{\parallel}. \quad (12)$$

Из (10) и (12) найдем постоянную деформированной решетки c_l :

$$c_l = c(x) \left(1 - \frac{2C_{13}}{C_{33}} \epsilon_{\parallel} \right). \quad (13)$$

Найденные таким образом компоненты тензора деформаций использовались в (2) при расчете зонной структуры.

В результате учета биаксиальной деформации зонная структура рассматриваемого сплава несколько изменится. В частности, при отсутствии спин-орбитального взаимодействия верхняя валентная зона расщепится на двукратно и однократно вырожденные состояния Γ_{6V} и Γ_{1V} соответственно (рис. 5), что согласуется с результатами расчетов из первых принципов [5]. Учет биаксиальной деформации приводит также к изменению правил отбора для разрешенных межзонных переходов [20].

На рис. 6 показана рассчитанная мнимая часть диэлектрической функции $\epsilon_2(E)$ исследуемого твердого раствора $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$ в области энергий $E = 3.5\text{--}6\text{ эВ}$ с учетом и без учета биаксиальных деформаций пленки. Учет биаксиальной деформации приводит к появлению характерного максимума при 4.5 эВ, что в основном связано с межзонными электронными переходами $\Gamma_{5V}\text{--}\Gamma_{1C}$ и $\Gamma_{6V}\text{--}\Gamma_{3C}$, которые становятся разрешенными при наличии биаксиальной деформации. Последняя, кроме того, сдвигает основные максимумы спектра в низкоэнергетическую область. Теоретически рассчитанная зависимость $\epsilon_2(E)$ позволяет объяснить экспериментально наблюдаемые особенности в спектре отражения эпитаксиальной пленки $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$ на подложке сапфира.

Заключение

В оптических спектрах отражения тонких пленок $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$, осажденных на подложке сапфира, наблюдались особенности в области энергии $E = 4.0\text{--}5.5\text{ эВ}$, что подтверждается модуляционными спектрами и спектрами фоточувствительности. Данные особенности можно объяснить на основе учета биаксиальной деформации при расчетах диэлектрической функции в псевдопотенциальном подходе.

Список литературы

- [1] Shuji Nakamura. *Introduction to Nitride Semiconductor Blue Lasers and Light Emitting Diodes* (Taylor & Francis, London, 2000).
- [2] H. Markoc. *Nitride Semiconductors and Devices* (Springer Verlag, Berlin, 1999).
- [3] *Data in Science and Technology: Semiconductors*, ed. by O. Madelung (Springer Verlag, Berlin, 1991).
- [4] L.K. Teles, J. Furthmüller, L.M.R. Scolfaro, J.R. Leite, F. Bechstedt. *Phys. Rev. B*, **62**, 2475 (2000).
- [5] D. Volm, K. Oettinger, T. Streibl, D. Kovalev, M. Ben-Chorin, J. Diener, B.K. Meyer, J. Majewski, L. Eckey, A. Hoffmann, H. Amano, I. Akasaki, K. Hiramatsu, T. Detchprohm. *Phys. Rev. B*, **53**, 16 543 (1996).

- [6] Z. Yang, Z. Xu. Phys. Rev. B, **54**, 17 577 (1996).
- [7] А.В. Добрынин, М.М. Слетов, В.В. Смирнов. ЖПС, **55**, 861 (1991).
- [8] Ю.В. Воробьев, В.И. Добровольский, В.И. Стриха. *Методы исследования полупроводников* (Киев, Выща школа, 1989).
- [9] Ю.В. Жилияев, М.Е. Компан, Е.В. Коненкова, А.С. Мокеев, С.Д. Раевский. Письма ЖТФ, **24** (24), 90 (1998).
- [10] А.Н. Георгобиани, Ю.В. Озеров, И.М. Тигиняну. Тр. ФИАН, вып. 163, 3 (1985).
- [11] В.Г. Дейбук, А.В. Возный, М.М. Слетов. ФТП, **34**, 36 (2000).
- [12] T. Matilla, L.-W. Wang, Z. Zunger. Phys. Rev. B, **59**, 15 270 (1999).
- [13] S. Bloom. J. Phys. Chem. Sol., **32**, 2027 (1971).
- [14] S. Logotetidis, J. Petalas, M. Cardona, T.D. Moustakas. Phys. Rev. B, **50**, 18 017 (1994).
- [15] L.X. Benedict, T. Wethkamp, K. Wilmers, C. Cobet, N. Esser, E.L. Shirley, W. Richter, M. Cardona. Sol. St. Commun., **112**, 129 (1999).
- [16] N.E. Christensen, I. Gorczyca. Phys. Rev. B, **50**, 4397 (1994).
- [17] M.L. Cohen, J.R. Chelikowsky. *Electronic Structure and Optical Properties of Semiconductors* (Springer Verlag, Berlin, 1988).
- [18] A. Chen, A. Sher. *Semiconductor Alloys: Physics and Material Engineering* (N. Y., Plenum Press, 1995).
- [19] J. Rath, A.J. Freeman. Phys. Rev. B, **11**, 2109 (1976).
- [20] P. Tronc, Yu.E. Kitaev, G. Wang, M.F. Limonov, A.G. Panfilov, G. Neu. Phys. St. Sol. (b), **216**, 599 (1999).
- [21] G.L. Bir, G.E. Pikus. *Symmetry and Strain Induced Effects in Semiconductors* (N. Y., John Wiley Sons, 1974).

Редактор Л.В. Шаронова

Optical properties peculiarities of $Al_xGa_{1-x}N$ solid solutions

V.G. Deibuk, A.V. Vozny, M.M. Slyotov, A.M. Slyotov

Chernovtsy National University,
58012 Chernovtsy, Ukraine

Abstract The peculiarities of reflectance spectra observed in 4.0–5.5 eV region of $Al_{0.1}Ga_{0.9}N$ thin films grown on sapphire were confirmed by modulation spectra and photosensitivity. These peculiarities can be explained by taking into account the biaxial strain in dielectric function calculations in the empirical pseudopotential method.