

# Спектры электроотражения гетероструктур с квантовыми ямами типа InGaN/AlGaIn/GaN<sup>1</sup>

© Л.П. Авакянц, М.Л. Бадгутдинов, П.Ю. Боков, А.В. Червяков, С.С. Широков, А.Э. Юнович<sup>¶</sup>,  
А.А. Богданов<sup>+</sup>, Е.Д. Васильева<sup>+</sup>, Д.А. Николаев<sup>+</sup>, А.В. Феопентов<sup>+</sup>

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова (физический факультет),  
119992 Москва, Россия

<sup>+</sup>ЗАО „Светлана-Оптоэлектроника“,  
194156 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 7 декабря 2006 г. Принята к печати 25 декабря 2006 г.)

Методом спектроскопии электроотражения исследованы  $p$ - $n$ -гетероструктуры InGaN/AlGaIn/GaN с множественными квантовыми ямами InGaN/AlGaIn. Структуры были выращены методом металлорганической эпитаксии и смонтированы  $p$ -областью к теплоотводу. Свет падал и отражался от структур через сапфировую подложку. Для модуляции коэффициента отражения к  $p$ - $n$ -переходу прикладывалось напряжение в виде прямоугольных импульсов с постоянным смещением в обратном направлении. В спектрах электроотражения обнаружена линия, соответствующая межзонным переходам в области множественных квантовых ям InGaN/GaN, максимум которой смещен в коротковолновую область по отношению к максимуму полосы инжекционной люминесценции светодиодных структур. Для описания спектра электроотражения использовалась низкополевая модель Аспнеса. Из подгонки параметров модели определена эффективная ширина запрещенной зоны в активной области структуры  $E_g^* = 2.76-2.78$  эВ. Наблюдаемая зависимость  $E_g^*$  от приложенного напряжения объясняется влиянием пьезоэлектрических полей в квантовых ямах InGaN. В спектрах электроотражения обнаружена интерференция в широкой спектральной области от 1.4 до 3.2 эВ, обусловленная зависимостью эффективного показателя преломления от электрического поля.

PACS: 78.40.Fy, 78.60.Fi, 78.67.De

## 1. Введение

Методы модуляционной спектроскопии, в частности спектроскопии электроотражения, позволяют получить уникальные сведения об оптических свойствах гетероструктур [1]. В статьях [2,3] была описана методика исследования спектров фотоотражения гетероструктур соединений типа  $A^{III}B^V$  с квантовыми ямами. Ранее методы фотоотражения и бесконтактного электроотражения применялись для исследования межзонных и внутризонных переходов в гетероструктурах с квантовыми ямами на основе InGaIn/GaN для светодиодов [4], на основе AlInN/GaInN [5] и AlGaIn/GaN для полевых транзисторов [6], а также для исследования двумерного электронного газа в легированных гетероструктурах AlGaIn/GaN [7].

Структуры типа InGaIn/AlGaIn/GaN, выращенные для создания светодиодов (СД), дают уникальную возможность исследований  $p$ - $n$ -гетероструктур с квантовыми ямами методами модуляционной спектроскопии. Если они смонтированы  $p$ -областью к теплоотводу (см. например, [8]), их можно осветить через прозрачную подложку и  $n$ -область и наблюдать спектры отражения от структуры в целом. Для модуляции коэффициента отражения к  $p$ - $n$ -переходу прикладывается периодическое напряжение в обратном направлении, которое изменяет электрическое поле в активной области  $p$ - $n$ -структуры. Изменение электрического поля влияет на

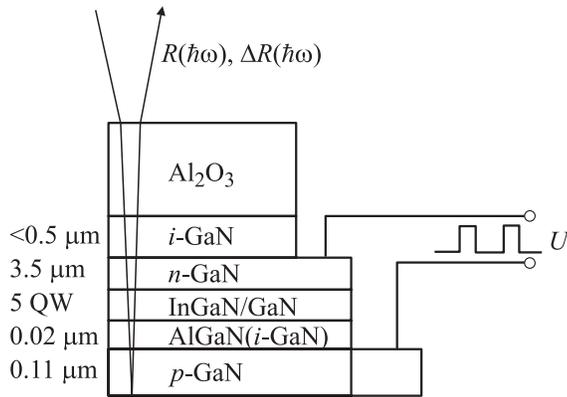
энергетический спектр электронов в квантовых ямах и на гетерограницах, что должно изменять спектры оптического отражения. Хотя относительные изменения коэффициента отражения малы,  $\Delta R/R \sim 10^{-4}$ , они могут быть зарегистрированы с помощью техники синхронного детектирования. В статье [9] были описаны подобные структуры, разработанные для мощных светодиодов синего свечения. Спектры излучения и электрические свойства этих СД описаны в работе [10]. В настоящей статье методом электроотражения исследуются  $p$ - $n$ -гетероструктуры InGaIn/AlGaIn/GaN/GaN с множественными квантовыми ямами InGaIn/AlGaIn, созданные с использованием методики [9].

## 2. Образцы и методика эксперимента

Исследованные образцы представляли собой СД синего свечения. Кристаллы с  $p$ - $n$ -гетероструктурами на основе множественных квантовых ям (МКЯ) типа InGaIn/AlGaIn/GaN, выращенные методом газовой эпитаксии из металлорганических соединений (MOCVD) на сапфировой подложке ( $Al_2O_3$ ), монтировались в теплоотводящий корпус методом flip-chip. На подложке последовательно выращивались слои: буферный слой  $i$ -GaIn толщиной  $< 0.5$  мкм, слой  $n$ -GaIn толщиной 3.5 мкм, 5 квантовых ям InGaIn/GaN (активная область), слои  $i$ -GaIn (светодиоды 4 и 80) или AlGaIn (светодиоды 119 и 120) толщиной 0.02 мкм и слой  $p$ -GaIn толщиной 0.11 мкм. Со стороны контакта к  $p$ -области создавалось отражающее зеркало.

<sup>¶</sup> E-mail: yunovich@phys.msu.ru

<sup>1</sup> Работа частично доложена на VIII Международной конференции „Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы“ (Ульяновск, июнь 2006).



**Рис. 1.** Конструкция светодиода на основе гетероструктуры с 5 квантовыми ямами (5 QW) и схема экспериментов по электроотражению. Толщины слоев указаны приближенно.

Исследования СД методом спектроскопии электроотражения проводились на установке, описанной ранее в [2,3]. Гетероструктуры освещались через прозрачную в оптическом диапазоне сапфировую подложку (рис. 1). Площадь исследованных кристаллов составляла  $0.4 \text{ мм}^2$ .

Для модуляции коэффициента отражения  $R$  к  $p$ - $n$ -переходу прикладывалось напряжение  $U$  в виде прямоугольных импульсов с постоянным смещением в обратном направлении (от  $-7$  до  $+2 \text{ В}$ ). Частота модуляции составляла  $370 \text{ Гц}$ . В ходе экспериментов изменялись как амплитуда импульсов, так и величина постоянного смещения. Измерения проводились при комнатной температуре.

Спектры электроотражения сопоставлялись со спектрами электролюминесценции, полученными на тех же образцах по методике, описанной в работах [10,11].

### 3. Спектры электроотражения – полоса, обусловленная эффектом Франца–Келдыша

На рис. 2 приведены спектры электроотражения, зарегистрированные при модуляции импульсами амплитудой  $-7.8 \text{ В}$  с постоянной составляющей  $+1.8 \text{ В}$ , при этом напряжение на диоде менялось от  $-6$  до  $+1.8 \text{ В}$ . В спектре СД 80 в области  $1.4$ – $2.0 \text{ эВ}$  видны только интерференционные полосы. В спектрах СД 4, 119 и 120 видны разностные интерференционные полосы в области  $1.2$ – $2.8 \text{ эВ}$  и линия ER, соответствующая электроотражению в области МКЯ [6].

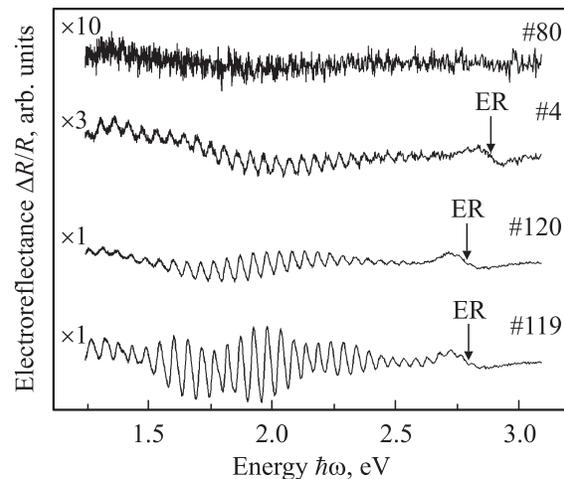
Следует отметить, что больший сигнал электроотражения (как сигнал от активной области, так и разностная интерференция) наблюдался от светодиодов 119 и 120, в которых использовался барьерный слой AlGaN для блокировки инжекции электронов в  $p$ -область.

Для определения эффективной ширины запрещенной зоны в области МКЯ InGaN/GaN мы провели аппроксимацию экспериментальных спектров с использовани-

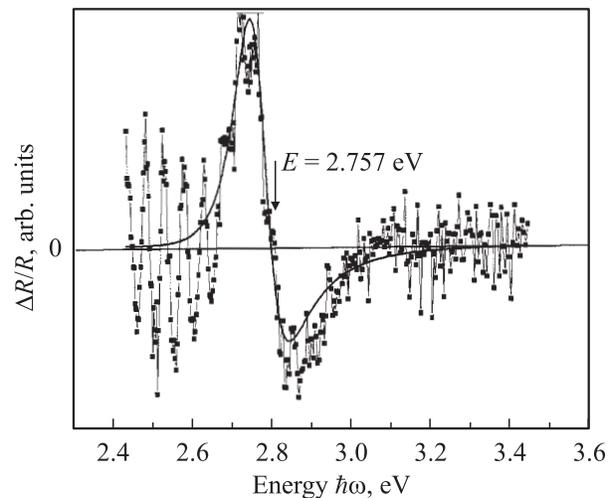
ем формулы Аспнеса, соответствующей низкополювому случаю электроотражения [12]:

$$\frac{\Delta R}{R}(E) = \text{Re} [Ae^{i\varphi}(E - E_i + i\Gamma)^{-m}], \quad (1)$$

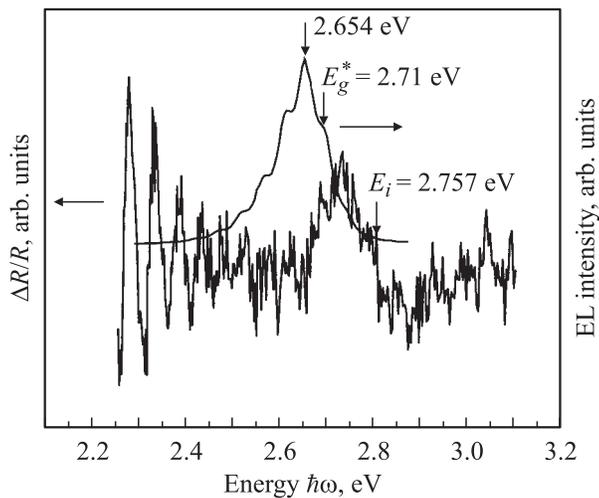
где  $A$ ,  $\varphi$  — амплитудный и фазовый параметры,  $E = \hbar\omega$  — энергия фотона зондирующего излучения,  $E_i$  — положение  $i$ -й спектральной особенности,  $\Gamma$  — феноменологический параметр уширения,  $m$  — параметр, определяемый размерностью критической точки (в рассматриваемом случае  $m = 2$  [5]). Значения энергий  $E_i$  для светодиодов 4, 119 и 120 составили  $2.86$ ,  $2.74$  и  $2.76 \text{ эВ}$  соответственно. Пример аппроксимации экспе-



**Рис. 2.** Спектры электроотражения светодиодов, изготовленных по разным технологическим схемам. ER — низкополювая линия электроотражения, соответствующая межзонным переходам в области множественных квантовых ям InGaN/GaN.



**Рис. 3.** Пример аппроксимации экспериментального спектра электроотражения формулой Аспнеса. Светодиод 120. Точки — экспериментальные данные, сплошная линия — результат аппроксимации. Параметры аппроксимации  $E_i = 2.757 \text{ эВ}$ ,  $\Gamma = 80 \text{ мэВ}$ ,  $A = 0.778$ ,  $\varphi = -5.414$ .



**Рис. 4.** Спектры электроотражения и электролюминесценции (EL) светодиода 120. Стрелками отмечены максимум и эффективная ширина запрещенной зоны  $E_g^*$  в спектре электролюминесценции и эффективная ширина запрещенной зоны  $E_i$ , определенная из аппроксимации спектра электроотражения формулой Аспнеса (1).

риментального спектра формулой Аспнеса приведен на рис. 3, параметры таковы:  $E_i = 2.757$  эВ,  $\Gamma = 80$  мэВ,  $A = 0.778$ ,  $\varphi = -5.414$ . Хорошее согласие экспериментальной и теоретической кривой позволяет делать вывод о том, что данная линия обусловлена эффектом Франца–Келдыша в двумерных структурах.

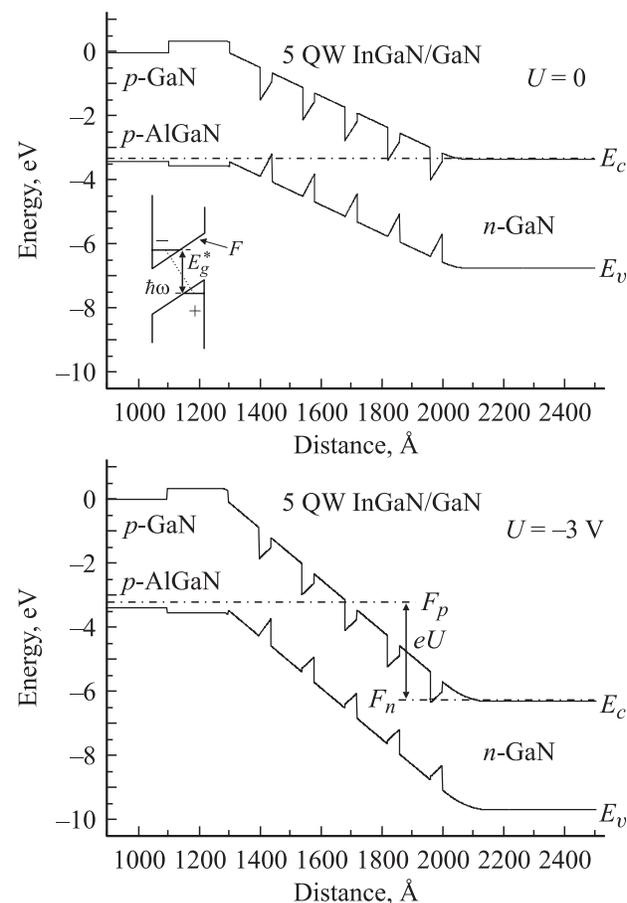
На рис. 4 для сравнения приведены спектры электроотражения и электролюминесценции СД 120. Спектры электролюминесценции регистрировались при прямом смещении  $p$ – $n$ -перехода (ток  $J = 20$  мА). Видно, что в области энергий, соответствующей коротковолновому спаду полосы электролюминесценции, наблюдается линия в спектре электроотражения. Это — область энергий вблизи эффективной ширины запрещенной зоны активной области с МКЯ InGaN/GaN.

Сравнение спектров электролюминесценции и электроотражения показало, что значения эффективной ширины запрещенной зоны в области множественных квантовых ям, полученные из спектров электроотражения, ( $E_i$ ) больше аналогичных величин ( $E_g^*$ ), полученных из спектров электролюминесценции. По-видимому, этот факт следует связать с различием условий измерений указанных спектров. В открытом (электролюминесценция) и закрытом (электроотражение)  $p$ – $n$ -переходе различно направление внешнего (модулирующего) электрического поля. Разные направления внешнего электрического поля приводят к разному изгибу зон в активной области  $p$ – $n$ -перехода и, следовательно, к различным величинам эффективной ширины запрещенной зоны. Для проверки этого были проведены измерения спектров электролюминесценции при разной амплитуде и разным постоянном смещении модулирующего напряжения (см. далее).

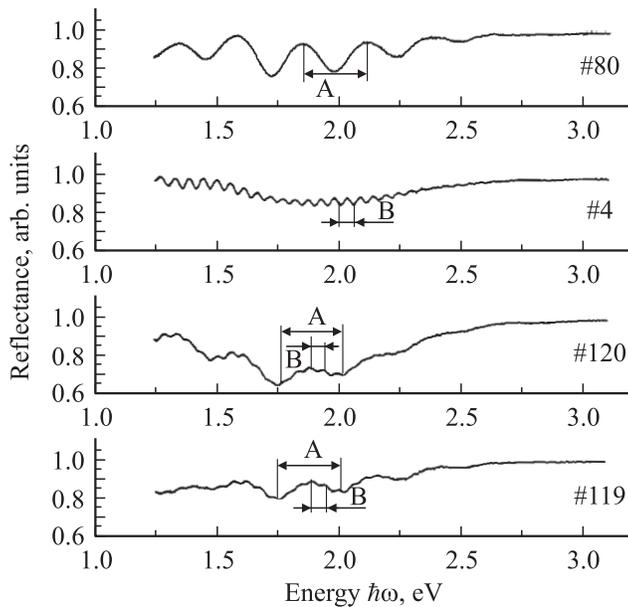
#### 4. Спектры электроотражения и отражения — интерференция

В спектрах электроотражения светодиодов (рис. 2) наблюдаются интерференционные полосы, которые имеют следующие особенности. Слабее всего интерференция проявляется в спектрах светодиодов 80 и 4, в конструкциях которых вместо слоя AlGaIn, блокирующего инжекцию электронов в  $p$ -область, используется нелегированный слой  $i$ -GaIn. В спектрах СД 119 и 120 (со слоем AlGaIn), по-видимому, наблюдается наложение интерференционных полос от двух разных слоев гетероструктуры.

Подобные интерференционные картины наблюдались ранее в спектрах фотоотражения [7] и бесконтактного электроотражения [13] многослойных структур. Единного мнения о причинах интерференционной картины в модуляционных спектрах не существует. В случае спектроскопии фотоотражения это явление связывают



**Рис. 5.** Энергетические диаграммы  $p$ – $i$ – $n$ -гетероструктуры InGaIn/AlGaIn/GaN с пятью квантовыми ямами (5 QW) InGaIn/AlGaIn/GaN при нулевом и обратном смещении  $U$  с учетом пьезоэлектрической поляризации. На вставке — уровни размерного квантования в ямах, определяющие эффективную ширину запрещенной зоны  $E_g^*$ .  $E_c$ ,  $E_v$  — края зоны проводимости и валентной зоны соответственно,  $F_n$ ,  $F_p$  — уровни Ферми в  $n$ - и  $p$ -областях.



**Рис. 6.** Спектры отражения светодиодов 80, 4, 120, 119. А — расстояние между максимумами в интерференционной картине от тонкого слоя, В — расстояние между максимумами в интерференционной картине от толстого слоя; в обозначенных на рисунке областях  $A = (123 \pm 5)$  нм,  $B = (29 \pm 3)$  нм.

с модуляцией показателя преломления в структуре, обусловленной изменением толщины области пространственного заряда (рис. 5) [7], или с термической зависимостью показателя преломления [13], а в случае электроотражения — с изменением потенциала [7,13,14] в слое пространственного заряда структуры.

Рассмотрим для простоты случай двухлучевой интерференции для нормального падения и отражения света с длиной волны  $\lambda$  от слоя толщиной  $d$  с показателем преломления  $n$ . В этом случае сигнал в спектре отражения, обусловленный интерференцией, будет  $I_R \propto \cos(2\pi/\lambda 2nd)$ . Если приложенное электрическое поле изменяет показатель преломления на величину  $\delta n$ , то разностный сигнал, обусловленный интерференцией в спектре электроотражения, будет пропорционален  $I_{ER} \propto [\cos(2\pi/\lambda 2nd) - \cos(2\pi/\lambda 2(n + \delta n)d)] \approx 2\pi/\lambda \delta n d \sin[2\pi/\lambda 2nd]$ . Таким образом, следует ожидать, что интерференционные полосы в спектрах электроотражения будут иметь такой же период, как и в спектрах отражения, а их интенсивность будет расти с увеличением приложенного поля.

Для проверки предлагаемого механизма интерференции в спектрах электроотражения были получены спектры отражения гетероструктур при том же угле падения (рис. 6) и исследована зависимость спектров электроотражения от приложенного напряжения.

В спектрах отражения светодиодов 4 и 80 наблюдались интерференционные полосы от одного из слоев гетероструктуры (толщины этих слоев различны), а в спектрах отражения светодиодов 119 и 120 наблюдались интерференционные полосы от двух различ-

ных слоев гетероструктуры. Малые и большие периоды интерференционных полос в спектрах отражения и электроотражения хорошо совпадали. Меньшие периоды совпадали с периодами интерференции в спектрах электролюминесценции. Это означает, что источники интерференции, проявляющейся в спектрах отражения, электроотражения и люминесценции, одни и те же.

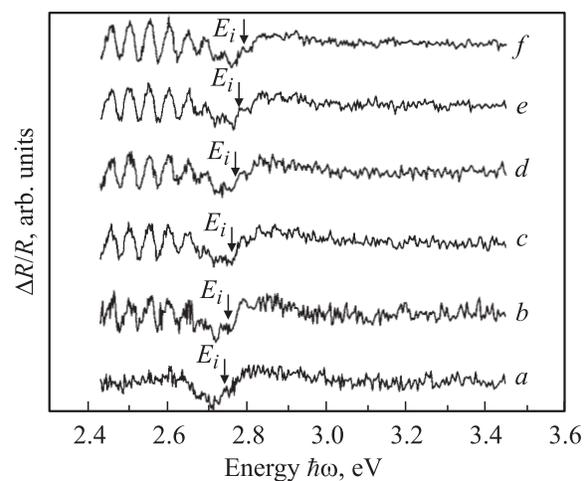
Для оценки толщин слоев, в которых происходит интерференция, проводилась аппроксимация экспериментальных данных по формуле Эйри для многолучевой интерференции [15]. При подгонке варьировались толщины слоев и параметры  $a, b$ , определяющие дисперсию показателя преломления  $n(\lambda)$ :

$$n(\lambda) = n_0 + \frac{a}{\lambda} + \frac{b}{\lambda^2}. \quad (2)$$

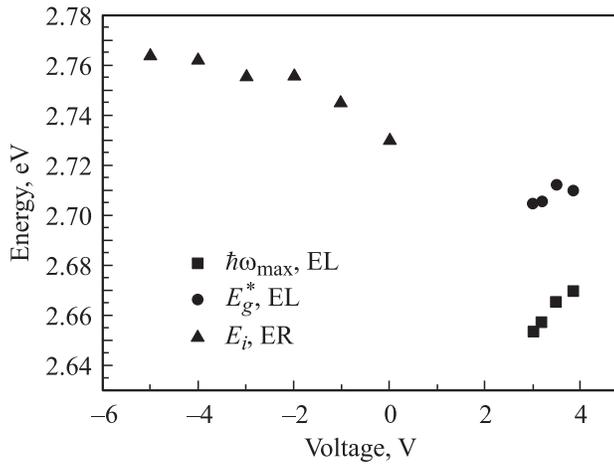
Значение  $n_0$  принималось равным 2.8 [16]. Расчеты показали, что источниками интерференции являются слои с толщинами  $(2.6 \pm 0.8)$  мкм (полосы с меньшим периодом) и  $(0.23 \pm 0.08)$  мкм (полосы с большим периодом). По-видимому, за появление полос с меньшим периодом ответственным слоем  $p$ -GaIn. За появление полос с большим периодом ответственным является слой GaIn, расположенный между сапфировой подложкой и активным слоем. Открытым остается вопрос о причинах проявления в спектрах отражения светодиодов 4 и 80 интерференции только от одного из указанных слоев.

## 5. Зависимость спектров электроотражения от приложенного напряжения

Рассмотрим спектры электроотражения, зарегистрированные при постоянной амплитуде модулирующего напряжения и разной постоянной составляющей (рис. 7).



**Рис. 7.** Спектры электроотражения светодиода 120 при модуляции прямоугольными импульсами напряжения (меандр) амплитудой 2 В и постоянной составляющей 0 (а), -1 (б), -3 (с), -4 (д), -5 В (е). Стрелками отмечены значения эффективной ширины запрещенной зоны  $E_i$ .



**Рис. 8.** Зависимость эффективной ширины запрещенной зоны  $E_g^*$  и энергии максимума  $\hbar\omega_{\max}$ , определенных из спектров электролюминесценции (EL) и положение низкополевой линии  $E_i$  в спектрах электроотражения (ER) при различном приложенном к светодиоиду напряжении.

В спектрах наблюдаются низкополевая линия в области 2.74 эВ, обусловленная откликом из активной области светодиода (отмечена на рисунке стрелкой  $E_i$ ). Ее амплитуда не зависит от постоянного смещения. Положение этой линии монотонно сдвигается от 2.730 эВ (*a*) до 2.765 эВ (*f*) при увеличении обратного смещения. Также в спектрах (*b*–*f*) в области энергий 2.4–2.7 эВ наблюдаются стимулированные модуляцией встроенного электрического поля интерференционные полосы. Амплитуда интерференционных полос увеличивается с увеличением постоянного обратного смещения на светодиоде. При этом изменений в положении минимумов и максимумов интерференционных полос не наблюдается. Аналогичные изменения в спектрах электроотражения наблюдаются при модуляции встроенного электрического поля светодиода при фиксированном постоянном смещении и разной амплитуде модулирующего напряжения.

На рис. 8 зависимость величины  $E_i$  от напряжения для светодиода 120 сопоставлена с положением максимума  $\hbar\omega_{\max}$  в спектрах электролюминесценции и значением эффективной ширины запрещенной зоны  $E_g^*$ , определенной из аппроксимации спектров люминесценции [10]. Видно, что при уменьшении обратного напряжения величина  $E_i$  приближается к значениям  $E_g^*$ , определенным при прямых напряжениях.

## 6. Обсуждение результатов

Исследования спектров электроотражения с помощью разработанной методики представляются весьма полезными для изучения оптических свойств практически важных *p*–*n*-гетероструктур типа InGaN/AlGaIn/GaN.

Обнаруженная в спектрах электроотражения полоса вблизи 2.76 эВ соответствует коротковолновому краю полосы электролюминесценции синих светодиодов. Это

позволяет утверждать, что наблюдаемые явления связаны с изменением края оптического поглощения в активной области гетероструктуры (в множественных квантовых ямах In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN) под действием электрического поля. Представляется интересным исследовать спектры электроотражения для структур с разным содержанием индия (*x*) в квантовых ямах.

Соответствие формы спектральной полосы модели Аспнеса показывает, что наблюдаемый эффект обусловлен эффектом Франца–Келдыша в двумерной структуре и дает возможность определения эффективной ширины запрещенной зоны  $E_g^*$  в активной области. Однако обнаруженная зависимость величины  $E_g^*$  от приложенного поля при обратном смещении *p*–*n*-структуры необычна:  $E_g^*$  увеличивается при увеличении среднего электрического поля *p*–*n*-перехода *F*, тогда как согласно эффекту Франца–Келдыша ширина запрещенной зоны полупроводника  $E_g$  должна уменьшаться с увеличением электрического поля, причем уменьшение  $\delta E_g$  должно быть пропорционально  $F^{2/3}$ .

Возможное объяснение этого противоречия заключается в сильном влиянии пьезоэлектрических эффектов в гетероструктурах типа InGaIn/AlGaIn/GaN: электрическое поле в квантовых ямах InGaIn, обусловленное спонтанной и пьезоэлектрической поляризацией, направлено противоположно полю *p*–*n*-перехода, если структура выращивалась по кристаллографической оси *c* по направлению к Ga-поверхности (рис. 5). Пьезоэлектрические поля в ямах InGaIn могут достигать значений  $F \approx 6 \cdot 10^5$  В/см. Это явление было исследовано в работах разных авторов (см., например, [4,17–19]). При увеличении обратного смещения поля в ямах должны уменьшаться; это может объяснить увеличение эффективной ширины запрещенной зоны, полученное в экспериментах по электроотражению.

На рис. 5 показано изменение энергетической диаграммы *p*–*n*-гетероструктуры типа InGaIn/AlGaIn/GaN при обратном смещении. Расчет зависимости потенциала от расстояния был сделан в предположении, что между областями пространственного заряда *p*- и *n*-слоев (с уровнями легирования соответственно  $N_A \approx 2 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>,  $N_D \approx 2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>) есть компенсированная *i*-область толщиной 70 нм с МКЯ InGaIn/GaN (см. [20]). Качественно учитывалось наличие пьезоэлектрических полей в квантовых ямах, направленных обратно полю *p*–*n*-перехода. Уменьшение электрического поля *F* в ямах вследствие приложения обратного смещения было оценено по порядку величины. Под действием внешнего поля, увеличивающего поле *p*–*n*-перехода, поля в ямах уменьшаются с  $\sim 1.8 \cdot 10^6$  до  $\sim 6 \cdot 10^5$  В/см.

Однако эффективная ширина запрещенной зоны  $E_g^*$  в квантовых ямах должна зависеть от положения уровня размерного квантования (см. вставку на рис. 5). С приложением обратного напряжения и уменьшением поля в ямах сдвиги этих уровней могут уменьшать  $E_g^*$ . Как видно из рис. 5, при изменении напряжения электрическое поле в разных ямах может быть разным,

и спектры электроотражения будут зависеть от поля усредненного по нескольким ямам. Для детального объяснения спектров электроотражения в структурах типа InGaN/AlGaN/GaN следует совместно решать уравнения Пуассона и Шредингера с учетом пьезоэлектрической и спонтанной поляризации. Эта задача, аналогичная рассмотренным в [21,22], выходит за рамки настоящей работы.

Обнаруженная интерференция в спектрах электроотражения осложняется тем, что в некоторых структурах наблюдается наложение интерференции с разными периодами. Предложено возможное объяснение этого эффекта: интерференция обусловлена не только многократным отражением между поверхностями кристалла (малый период, толщины  $\sim 3$  мкм), но также между активной областью и поверхностью кристалла со стороны  $p$ -области, на которой создано зеркало (большой период, толщины  $\sim 0.2$  мкм). Представляется интересным провести систематическое исследование различных структур, чтобы установить количественную связь между толщинами различных слоев структуры и периодами интерференции (см. также [8]). Для этого необходимо достаточно точно учитывать дисперсию показателя преломления в различных слоях структуры.

Отдельного внимания заслуживает различие в интенсивности сигнала электроотражения от области множественных квантовых ям (низкополевая линия ER на рис. 2) и разностных интерференционных картин для образцов со слоем, блокирующим поперечный транспорт электронов (СД 119 и 120) и без него (СД 4 и 80). Из спектров электроотражения видно, что наличие такого слоя приводит к существенному (до 10 раз) увеличению интенсивности разностного сигнала. Известно [1], что метод спектроскопии электроотражения (в отличие от фотоотражения) наиболее эффективен при исследовании высокоомных структур (или высокоомных слоев гетероструктур). На высокоомных слоях происходит наибольшее падение модулирующего напряжения и, следовательно, это приводит к большей глубине модуляции встроенного электрического поля. Таким образом, 10-кратный рост интенсивности сигнала электроотражения от образцов со слоем, блокирующим поперечный транспорт электронов в гетероструктуре, является закономерным.

## 7. Заключение

Разработанная методика исследования спектров электроотражения может быть использована для изучения оптических свойств практически важных  $p-n$ -гетероструктур типа InGaN/AlGaN/GaN.

Полоса в спектрах электроотражения вблизи 2.76 эВ соответствует краю полосы электролюминесценции синих светодиодов и связана с изменением края оптического поглощения в множественных квантовых ямах  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  под действием электрического поля.

Наблюдаемый эффект обусловлен эффектом Франца–Келдыша в двумерной структуре и позволяет определить эффективную ширину запрещенной зоны в активной области гетероструктуры — в квантовых ямах InGaN/AlGaN/GaN.

Обнаруженное увеличение эффективной ширины запрещенной зоны при увеличении обратного напряжения на  $p-n$ -переходе может быть объяснено влиянием пьезоэлектрических эффектов в гетероструктурах InGaN/AlGaN/GaN, обуславливающих электрическое поле в квантовых ямах InGaN, которое направлено противоположно полю  $p-n$ -перехода. Это объяснение требует теоретического анализа, включающего учет изменения уровней размерного квантования в ямах при изменении внешнего поля.

Интерференционная модуляция спектров электроотражения, обусловленная изменением показателя преломления в слое пространственного заряда под действием электрического поля, может иметь два периода интерференции, обусловленных многократным отражением между поверхностями кристалла (толщины  $\sim 3$  мкм), и между активной областью и поверхностью кристалла со стороны  $p$ -области (толщины  $\sim 0.2$  мкм).

## Список литературы

- [1] F.H. Pollak. SPIE Proc., **3944**, 408 (2000).
- [2] Г.Б. Галиев, В.Э. Каминский, В.Г. Мокеров, Л.П. Авакянц, П.Ю. Боков, А.В. Червяков, В.А. Кульбачинский. ФТП, **37** (1), 77 (2003).
- [3] Л.П. Авакянц, П.Ю. Боков, А.В. Червяков. ЖТФ, **75** (10), 66 (2005).
- [4] C. Wetzel, T. Takeuchi, H. Amano, I. Akasaki. J. Appl. Phys., **85** (7), 3786 (1999).
- [5] M. Motyka, R. Kudrawiec, G. Cywinski, M. Siekacz, C. Skierbiszewski, J. Misiewicz. *Abstracts XXXV Int. School on Phys. Semicond. Compounds „Jaszowiec 2006“* (Warsaw, 2006) p. 65.
- [6] M. Syperek, M. Motyka, R. Kudrawiec, J. Misiewicz, M. Rudzinski, P.R. Hageman, P.K. Larsen. *Abstracts XXXV Int. School on Phys. Semicond. Compounds „Jaszowiec 2006“* (Warsaw, 2006) p. 66.
- [7] A. Drabinska, K. Pakula, J.M. Baranowski, I. Frymark. Phys. Status Solidi A, **202** (7), 1308 (2005).
- [8] Y.C. Shen, J.J. Wierer, M.R. Krames, M.J. Ludowise, M.S. Misra, F. Ahmed, A.V. Kim, G.O. Mueller, J.C. Bhat, S.A. Stockman, P.S. Martin. Appl. Phys. Lett., **82**, 2221 (2003).
- [9] Д.А. Закгейм, И.П. Смирнова, И.В. Рожанский, С.А. Гуревич, М.М. Кулагина, Е.М. Аракчеева, Г.А. Онушкин, А.Л. Закгейм, Е.Д. Васильева, Г.В. Иткинсон ФТП, **39** (7), 885 (2005).
- [10] М.Л. Бадгутдинов, С.С. Широков, А.Э. Юнович, М.Г. Агапов, Д.В. Давыдов, Д.А. Лавринович, Ф.М. Снегов. *Тез. докл. 5-й Всеросс. конф. „Нитриды галлия, индия и алюминия: структуры и приборы“* (Москва, 2007) с. 89.
- [11] М.Л. Бадгутдинов, Н.А. Гальчина, Е.В. Коробов, Л.М. Коган, Ф.А. Лукьянов, И.Т. Рассохин, Н.П. Социн, А.Э. Юнович. ФТП, **40** (6), 758 (2006).

- [12] D.E. Aspnes. Surf. Sci., **37**, 418 (1973).
- [13] R. Kudrawiec, P. Sitarek, J. Misiewicz, S.R. Bank, H.B. Yuen, M.A. Wistey, J.S. Harris. Appl. Phys. Lett., **86**, 091 115 (2005).
- [14] S. Ghosh, В.М. Arora. J. Appl. Phys., **81** (10), 6968 (1997).
- [15] М. Борн, Э. Вольф. *Основы оптики* (М., Наука, 1970).
- [16] Ю.Г. Шретер, Ю.Т. Ребане, В.А. Зыков, В.Г. Сидоров. *Широкозонные полупроводники* (СПб., Наука, 2001).
- [17] F. Bernardini, V. Fiorentini. Phys. Rev. B, **57** (16), R9427 (1998).
- [18] S.F. Chichibu, A.C. Abare, M.P. Mack, M.S. Minsky, T. Deguchi, D. Cohen, P. Kozodoy, S.B. Fleischer, S. Keller, J.S. Speck, J.E. Bowers, E. Hu, U.K. Mishra, L.A. Coldren, S.P. DenBaars, K. Wada, T. Sota, S. Nakamura. Mater. Sci. Engin. B, **59**, 298 (1999).
- [19] A. Hangleiter, J.S. Im, H. Kollmer, O. Gfroerer, J. Off, F. Scholz. MRS Internet J. Nitride Semicond. Res., **4S11**, G6.20 (1999).
- [20] С.С. Мамакин, А.Э. Юнович, А.Б. Вагтана, Ф.И. Маняхин. ФТП, **37** (9), 1131 (2003).
- [21] V.F. Mymrin, K.A. Bulashevich, N.I. Podolskaya, I.A. Zhmakin, S.Yu. Karpov, Yu.N. Makarov. Phys. Status Solidi C, **2** (7), 2928 (2005).
- [22] И.Ю. Евстратов, В.Ф. Мымрин, С.Ю. Карпов. *Тез. докл. 4-й Всеросс. конф. „Нитриды галлия, индия и алюминия — структуры и приборы“* (СПб., 2005) с. 122.

Редактор Л.В. Шаронова

## Electroreflectance spectra of InGaN/AlGaIn/GaN *p-n*-heterostructures

L.P. Avakyan, M.L. Badgutdinov, P.Yu. Bokov,  
A.V. Chervyakov, S.S. Shirokov, A.E. Yunovich,  
A.A. Bogdanov<sup>+</sup>, E.D. Vasileva<sup>+</sup>, D.A. Nikolaev<sup>+</sup>,  
A.V. Feopentov<sup>+</sup>

Moscow State Lomonosov University  
(Department of Physics),  
119899 Moscow, Russia

<sup>+</sup> Svetlana-Optoelectronics,  
194156 St. Petersburg, Russia

**Abstract** Electroreflectance spectra of InGaN/AlGaIn/GaN *p-n* heterostructures with multiple quantum wells have been studied. The structures with multiple quantum wells InGaN/GaN were grown for blue light emitting diodes by MOCVD technology and „flip-chip“ mounted. Light was emitted or reflected through the sapphire substrate. Electrical field in the structure was modulated by reverse pulses at constant voltages of  $-6$  to  $+1$  V applied to the diode. The electroreflectance spectra maxima correspond to the high energy side of electroluminescence spectral line. The electroreflectance spectra caused by Franz-Keldysh effect are approximated by use of Aspnes theory. The energy gap determined from the approximation ( $E_g = 2.76-2.78$  eV) depends on the reverse voltage. This dependence can be explained by piezoelectric fields in InGaN quantum wells. The electroreflectance spectra in the broad range from 400 to 800 nm have interference modulation caused by the change of refraction index in the active layer of heterostructure.