

Исследование распределения встроенных электрических полей в светодиодных гетероструктурах с множественными квантовыми ямами GaN/InGaN методом электроотражения

© А.Э. Асланян, Л.П. Авакянц, П.Ю. Боков, А.В. Червяков

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
(физический факультет, кафедра общей физики),
119991 Москва, Россия

E-mail: aslanyan.artiom@physics.msu.ru

(Поступила в Редакцию 31 октября 2018 г.)

В окончательной редакции 12 ноября 2018 г.

Принята к публикации 12 ноября 2018 г.)

Методом электроотражения проведены исследования неоднородности электрического поля в активной области светодиодной гетероструктуры на основе пяти идентичных квантовых ям GaN/InGaN. Из анализа спектров электроотражения с помощью преобразований Крамерса–Кронига определены энергии межзонных переходов в квантовых ямах и барьерах. Предложена методика оценки напряженности электрического поля в отдельных квантовых ямах активной области по положению спектральных линий. Обнаружено, что при нулевом смещении p – n -перехода энергии основного перехода в квантовых ямах активной области отличаются на величину порядка 140 мэВ, что соответствует разности напряженностей электрического поля, равной 0.78 МВ/см. Показано, что неоднородность электрического поля в активной области зависит от смещения p – n -перехода.

DOI: 10.21883/FTR.2019.04.47446.9017

1. Введение

В настоящее время растет интерес к полуполярным светодиодным гетероструктурам — светодиодным структурам на основе соединений GaN/InGaN [1–3]. Однако мощные коммерческие светодиоды изготавливаются на основе нитрида галлия, выращенного в полярном направлении [4,5]. Если в барьерных слоях GaN электрические поля возникают только из-за спонтанной поляризации [6], то на гетерограницах GaN/InGaN присутствуют также и пьезоэлектрические поля, обусловленные механическими напряжениями. Это приводит к уменьшению вероятности излучательной рекомбинации в активной области вследствие пространственного разделения электронов и дырок в квантовых ямах (КЯ) зоны проводимости и валентной зоны. Чтобы уменьшить влияние пьезоэлектрических полей, активную область создают из нескольких „тонких“ КЯ толщиной 2–4 нм. Кроме того, наличие множественных КЯ приводит к снижению влияния нагрева гетероструктуры на ее излучательную способность [7]. Ранее оценка пьезоэлектрических полей в множественных КЯ светодиодных образцов GaN/InGaN, выращенных на сапфировой подложке методом газовой эпитаксии, проводилась методами фотолюминесценции и рентгеноструктурного анализа (XRD) [8], а также методами электропоглощения и фототока [9]. В работе [5] проведено сравнение напряженности пьезоэлектрических полей светодиодных гетероструктур на основе InGaN, выращенных на кремниевой и на сапфировой подложках методами фотолюминесценции, электролюминесценции и электроотражения (ЭО). Сле-

дует отметить, что электрические поля, возникающие в активной области с множественными КЯ, могут быть неоднородны, например, вследствие различия механических напряжений на гетерограницах по мере роста [10]. Сравнение средней напряженности электрического поля, рассчитанного разными методами, проведено в работе [11] для светодиодной структуры из трех КЯ GaN/InGaN. В качестве одного из возможных факторов, затрудняющих определение этой величины, указана неоднородность электрического поля, которая может проявиться при рассмотрении структур с большим количеством КЯ.

Известно, что при положительных смещениях p -перехода на электрические поля в активной области влияет эффект экранировки носителями заряда, насыщающий КЯ [12]. Поэтому результаты исследований электрического поля при отрицательных смещениях p – n -перехода (в случае методов ЭО и фототока) нужно экстраполировать на положительные смещения с поправкой на эффекты экранировки. Такие исследования могут способствовать совершенствованию технологии роста, с целью уменьшения напряженности электрического поля в отдельной КЯ и тем самым повышения интенсивности ее свечения. Поэтому детальные исследования распределения встроенных электрических полей в пределах активной области, а также установление механизмов формирования их неоднородности представляют как фундаментальный, так и практический интерес. В настоящей работе такие исследования проводятся для светодиодной гетероструктуры с пятью КЯ на основе GaN/InGaN. Метод исследования — спектроскопия ЭО.

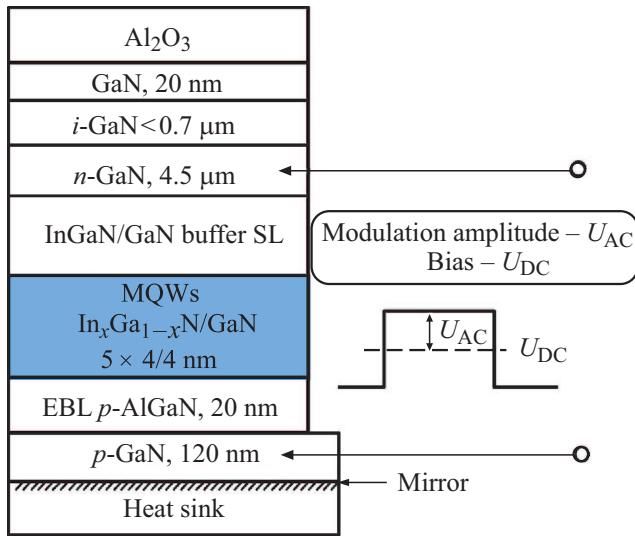


Рис. 1. Структура образца и схема подключения модулирующего напряжения.

2. Образец и методика эксперимента

Объект исследования — коммерческая светодиодная гетероструктура на основе GaN/InGaN производства Phillips Lumileds, выращенная методом газовой фазной эпитаксии из металлоорганических соединений (MOCVD) на сапфировой подложке в „полярном“ направлении [0001]. Излучательный элемент сформирован из пяти КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ активной области p - n -перехода.

Структура монтировалась в теплопроводящий корпус методом flip-chip [13]. На подложке последовательно выращивались (рис. 1): затравочный слой GaN толщиной 20 нм; буферный слой i -GaN толщиной < 0.7 мкм; слой n -GaN толщиной 4.5 мкм; буферная сверхрешетка InGaN/GaN; активная область — 5 квантовых ям/барьеров $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ толщиной 4 нм/4 нм; слой, блокирующий поперечный транспорт электронов p -Al $_x$ Ga $_{1-x}$ N (20 нм); слой p -GaN толщиной 0.12 мкм. Со стороны контакта к p -области монтировалось зеркало. Излучение светодиода, формируемое в активной области, отражается от зеркала-теплоотвода и выводится наружу через прозрачную в сине-зеленой части спектра сапфировую подложку. Площадь кристалла — 0.4 мм². Зондирующее излучение в экспериментах по ЭО падало на образец под углом 8°, проходило через сапфировую подложку, все перечисленные слои, затем отражалось от зеркала и выходило в обратном направлении.

Под спектром ЭО в дальнейшем подразумевается зависимость отношения изменения коэффициента отражения под действием модулирующего напряжения к коэффициенту отражения при постоянном напряжении от длины волны $\frac{\Delta R}{R}(\lambda)$.

Изменение коэффициента отражения ΔR под действием модулирующего напряжения регистрировалось мето-

дом синхронного детектирования. С генератора на контакты p - n -перехода подавалось напряжение, содержащее переменную составляющую — меандр со скважностью 2, частотой 370 Гц и амплитудой $U_{AC} = 0.125$ В — и постоянную составляющую — смещение U_{DC} (рис. 1). Последнее изменялось с шагом 0.5 В от -4.5 В до максимального напряжения, при котором отсутствовала излучательная рекомбинация (≈ 1.5 В).

Отношение $\frac{\Delta R}{R}$ можно представить в виде

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R(F_{DC}) - R(\Delta F + F_{DC})}{R(F_{DC})}, \quad (1)$$

где F_{DC} , ΔF — напряженности электрического поля, создаваемого постоянной и переменной частями сигнала генератора соответственно в p - n -переходе. Спектры отражения $R(\lambda)$ и ЭО регистрировались в диапазоне длин волн 350–550 нм с помощью экспериментальной установки, описанной ранее [14].

3. Результаты и их обсуждение

Пример спектра ЭО приведен на рис. 2. Спектр образован наложением неоднородно уширенных линий от межзонных переходов в КЯ InGaN (2.5–3.0 эВ) и слоях GaN (3.0–3.3 эВ), что затрудняет однозначную интерпретацию полученных результатов. Как правило, такие спектры аппроксимируются с помощью суммы выражений Аспнеса, описывающих особенности в спектрах ЭО [15–17]:

$$\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{\text{real}} = \text{Re} \sum_{k=1}^N \frac{A_k \exp(i\varphi_k)}{(E - E_k^{\text{tr}} + i\Gamma_k)^m}, \quad (2)$$

где A_k , φ_k — амплитудный и фазовый параметры соответственно, Γ_k — параметр уширения, $E = \hbar\omega$ — квант

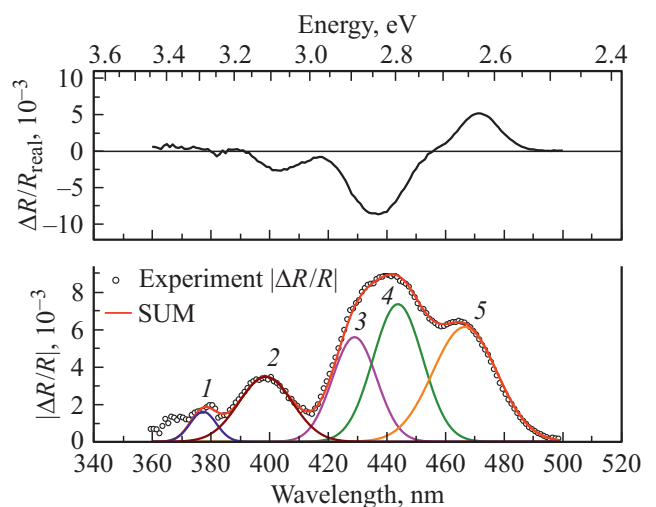


Рис. 2. Спектр ЭО и пример его преобразования с помощью соотношений Крамерса–Кронига. Верхний график — исходный спектр ЭО. Нижний график — преобразованный спектр ЭО с помощью формул (3) и (4). На преобразованном спектре показан пример аппроксимации суммой пяти линий Гаусса.

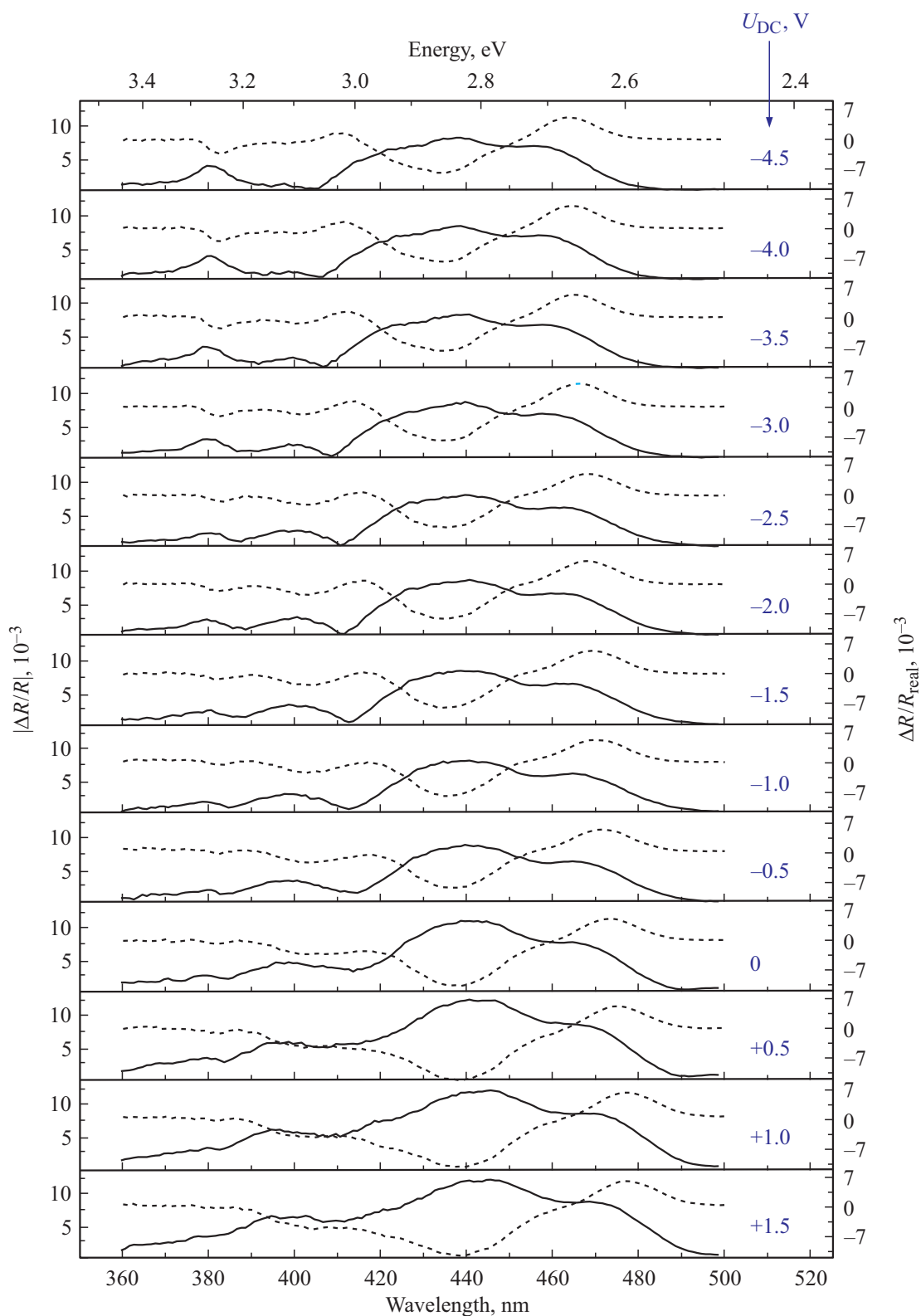


Рис. 3. Спектры ЭО (пунктирные линии) и спектры, полученные с помощью соотношений Крамерса–Кронига (сплошные линии), при различных смещениях U_{DC} .

энергии падающего света, E_k^{tr} — энергия перехода, m — параметр, определяемый размерностью критической точки ($m = 2$ в нашем случае [18]). Индекс k со-

ответствует порядковому номеру спектральной особенности, N — количество таких особенностей. В случае, когда спектральные линии расположены близко друг к

другу, обработка с помощью формулы (2) оказывается затруднительной. Кроме того, спектр ЭО имеет несимметричный вид, препятствующий однозначной аппроксимации по классической формуле Аспнеса.

Измеренный спектр ЭО $\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{\text{real}}$ представляет собой действительную часть комплексной функции $\left|\frac{\Delta R}{R}\right|$. С помощью соотношений Крамерса–Кронига можно восстановить мнимую часть $\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{\text{im}}$, вычислить $\left|\frac{\Delta R}{R}\right|$ и, таким образом, преобразовать линии в спектрах ЭО в удобную для анализа форму [19]:

$$\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{\text{im}}(E) = \frac{E}{2\pi} \int_{E_a}^{E_b} \left[\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{\text{real}} \frac{1}{E^2 - E'^2}\right] dE', \quad (3)$$

$$\left|\frac{\Delta R}{R}\right| = \sqrt{\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{\text{real}}^2 + \left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{\text{im}}^2}, \quad (4)$$

где E_a, E_b — границы диапазона энергий, в котором были измерены спектры ЭО. Недостатком данного приема является потеря информации о фазовом параметре. Однако в данной ситуации было важно определить спектральные характеристики линий и сопоставить их с энергетическими переходами в структуре.

Исходный экспериментальный спектр ЭО и преобразованный по формулам Крамерса–Кронига приведены на рис. 2. Можно выделить две группы линий: высокоэнергетичную („барьерную“), соответствующую переходам носителей в барьерном слое (3.0–3.3 эВ), и низкоэнергетичную, связанную с переходами исключительно между уровнями валентной зоны и зоны проводимости в КЯ (2.5–3.0 эВ).

Серия преобразованных спектров ЭО при различных напряжениях смещения приведена на рис. 3. Данная серия была обработана с помощью метода Левенберга–Марквардта. Пример аппроксимации приведен на рис. 2. В качестве модели была взята сумма пяти нормальных распределений. График зависимости энергий переходов, соответствующих этим линиям, от напряжения U_{DC} приведен на рис. 4. Видно, что группа линий, связанных с барьерами в диапазоне 3.0–3.3 эВ, практически не испытывает смещения. Это означает, что внешнее электрическое поле, создаваемое прикладываемым к p – n -переходу напряжением, не вносит ощутимого вклада во внутренние электрические поля в барьерах. В то же время перераспределение амплитуд между линией 1 и линией 2 (рис. 4) свидетельствует об изменении вероятности соответствующих переходов и, как следствие, перераспределении свободных носителей зарядов с изменением напряжения U_{DC} .

Аналогичный анализ был проведен и для линий, связанных с КЯ активной области. При положительных напряжениях U_{DC} до +0.5 В включительно можно явно выделить также только две группы КЯ, отличающихся по энергиям перехода. По-прежнему это связано с различием в напряженностях внутренних электрических полей, но уже в слоях InGaN активной области. При увеличении обратного смещения спектральная линия с энергией

около 2.8 эВ расщепляется на две. Отщепленная линия при максимальном обратном смещении претерпевает сдвиг на 170 мэВ. Линия с самой малой энергией не испытывает расщепления и сдвигается на 91 мэВ. Таким образом, помимо общей неоднородности исходных внутренних пьезоэлектрических полей и электрических полей, связанных со спонтанной поляризацией и пьезоэлектрическими полями, можно отметить неодинаковый отклик со стороны КЯ на компенсирующее внешнее электрическое поле.

Наблюдаемые на преобразованных спектрах ЭО в диапазоне энергий 2.5–3.0 эВ две линии при $U_{\text{DC}} = 0.5$ –1.5 В или три линии при $U_{\text{DC}} = -4.5$ –0.0 В связаны с основными переходами в КЯ. Это означает, что напряженность электрического поля в пяти КЯ активной области может принимать одно из двух или трех значений соответственно. Такие „одинаковые“ КЯ имеют одинаковый изгиб зон из-за примерно одинаковой напряженности электрического поля.

Вычисления значений напряженностей электрических полей в КЯ активной области, а также интерпретация полученных межзонных переходов осуществлялись с помощью следующих формул и утверждений.

1. Энергия перехода между основными уровнями электронов и дырок с учетом электрического поля в модели треугольной КЯ [20]:

$$E_{1e1h} = E_g - eF_w L_w + \left(\frac{9\pi e \hbar F_w}{8\sqrt{2}}\right)^{2/3} \left(\frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h}\right)^{1/3}, \quad (5)$$

где E_g — энергия запрещенной зоны при нулевом электрическом поле, e — заряд электрона, F_w — элект-

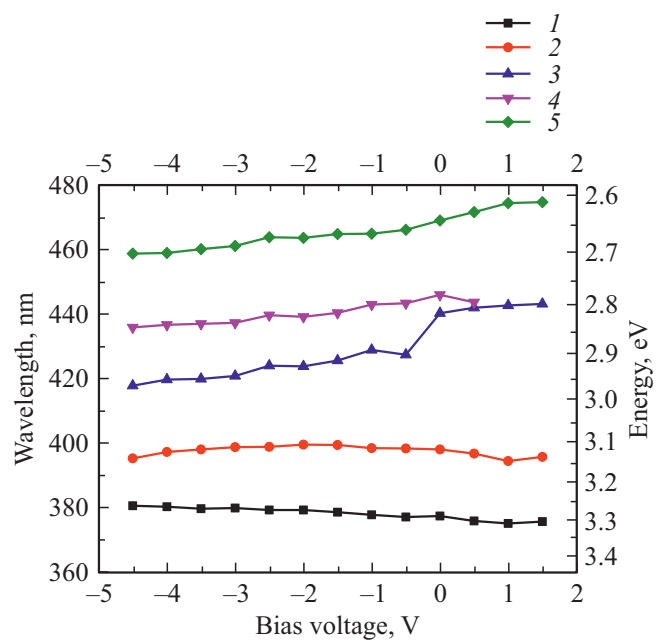


Рис. 4. Зависимость положения максимумов спектральных линий, соответствующих межзонным переходам, от U_{DC} . Линии с большими энергиями относятся к межзонным переходам в КЯ (1, 2, 3). Линии с меньшими энергиями (4 и 5) связаны с переходами в барьерных слоях.

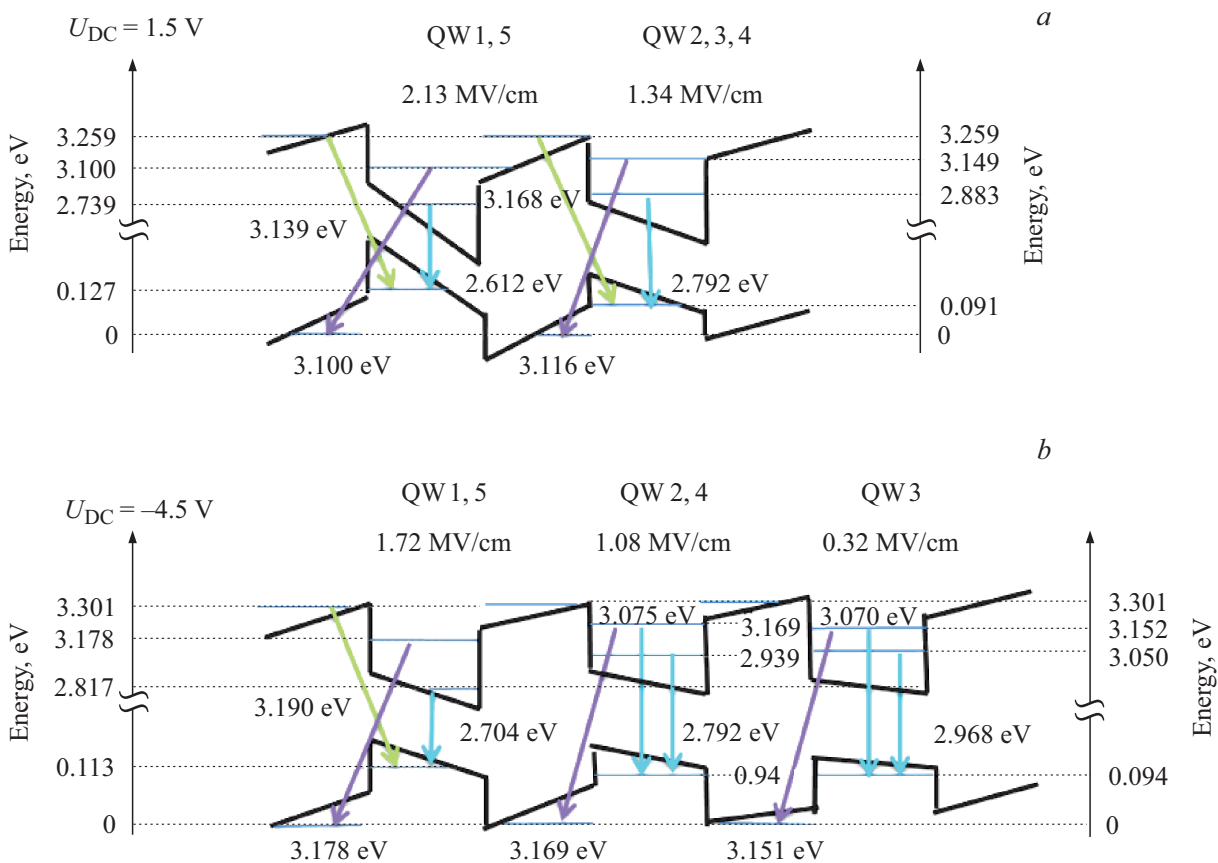


Рис. 5. Схема межзонных переходов в КЯ GaN/InGaN активной области. Над каждой КЯ указано соответствующее значение модуля напряженности электрического поля.

рическое поле в КЯ, L_w — ширина КЯ, \hbar — постоянная Планка, m_e, m_h — эффективные массы электрона и дырок соответственно.

2. Расчет энергий уровней в пределах одной КЯ проводился с помощью формулы для энергии n -го уровня [21]:

$$E_n = \left(\left(n - \frac{1}{4} \right) \frac{3\pi e \hbar F_w}{2\sqrt{2}} \right)^{2/3} \left(\frac{1}{m} \right)^{1/3}, \quad (6)$$

где m — масса носителя заряда.

3. Ширина запрещенной зоны КЯ E_g в случае отсутствия механических напряжений в слоях находилась из эмпирической формулы [22,23]

$$E_g = 1.0x + 3.45(1 - x) - 1.3x(1 - x), \quad (7)$$

где x — концентрация индия в растворе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$.

4. Переход с максимальной энергией между барьером зоны проводимости и барьером валентной зоны соответствует положению линии I . Для смещений $U_{DC} +1.5$ и -4.5 В значения энергий переходов равны 3.26 и 3.30 эВ соответственно.

5. Отношение высоты потенциального барьера GaN/InGaN в валентной зоне и зоне проводимости $\Delta E_c : \Delta E_v$ составляет 70 : 30 [24].

Расчитанные уровни энергии для двух (рис. 5, *a*) или трех КЯ (рис. 5, *b*) характеризуют межзонные переходы во всех пяти КЯ для случая $U_{DC} = 1.5$ и $U_{DC} = -4.5$ В соответственно. При изменении напряженности внешнего электрического поля зоны выравниваются из-за частичной компенсации внутреннего электрического поля внешним, а энергия перехода уменьшается в соответствии с эффектом Штарка. Однако внешнее электрическое поле влияет на внутреннее неодинаково по толщине активной области: в одной из КЯ имеет место более сильная компенсация, изгиб зон оказывается таким, что становится разрешимой еще одна линия и наблюдается дополнительный переход.

Оценка модулей напряженности электрического поля в КЯ приведена в таблице и на рис. 6. Отличие этих значений в разных КЯ при одном и том же напряжении смещения связано с различными механическими напряжениями на границе барьер-яма при росте гетероструктуры. Такой эффект может быть вызван, например, различием в температурном коэффициенте расширения между слоями n -GaN и p -AlGaN [25]. Кроме того, слой p -GaN, легированный Mg, часто выращивают при более низкой температуре, чем слой n -GaN, легированный Si [26,27]. В результате КЯ, расположенные близко к n -GaN или p -GaN, играют роль буферных слоев, уменьшающих механические напряжения в центральной КЯ.

Оценка модулей напряженности электрического поля в КЯ*

Номер линии	Переход	E^{tr} при $U_{DC} = +1.5$ В, эВ	E^{tr} при $U_{DC} = -4.5$ В, эВ	F_w при $U_{DC} = +1.5$ В, МВ/см	F_w при $U_{DC} = -4.5$ В, МВ/см
1	$1e-1h$ InGaN	2.61	2.70	2.13	1.72
2	$1e-1h$ InGaN	2.79	2.84	1.34	1.08
3	$1e-1h$ InGaN	2.79	2.97	1.34	0.32
4	$2e-1h$ InGaN или $2e-GaN(v)$	3.10	3.14	—	—
5	или $e-h$ GaN diff $e-h$ GaN diff	3.30	3.26	—	—

Примечание. * Соответствие линий в преобразованных спектрах ЭО отдельным межзонным переходам, энергии этих переходов E^{tr} и значению модуля напряженности электрического поля F_w в яме. Обозначения: „ $1e-1h$ InGaN“, „ $2e-1h$ InGaN“ — основной межзонный переход и межзонный переход со второго уровня зоны проводимости на первый уровень валентной зоны в слое InGaN соответственно. „ $2e-GaN(v)$ “ — межзонный переход со второго уровня зоны проводимости слоя InGaN в валентную зону слоя GaN. „ $e-h$ GaN diff“ — межзонные переходы в барьерном слое GaN, подверженном диффузии In.

Слои, расположенные в центре активной области, имеют наименьшее рассогласование постоянной кристаллических решеток. Кроме того, неоднородность электрического поля в активной области может быть вызвана экранировкой неравномерно локализованных носителей заряда [28].

Поведение линии 1 (см. рис. 4), связанной с барьерным переходом в GaN, может быть описано следующим образом. Так как направление вектора напряженности электрического поля в барьерах GaN противоположно направлению вектора напряженности в КЯ [29], то внешнее электрическое поле не компенсирует, а, наоборот, усиливает внутреннее. Тем самым соответствующая

энергия перехода становится меньше из-за эффекта Штарка, что и наблюдается в эксперименте — сдвиг линии 1 в красную область на 43 мЭВ. Небольшое отличие энергии запрещенной зоны для GaN от указанных в литературе 3.39 эВ при комнатной температуре [30] может быть связано с размытием границ барьер-ямы из-за диффузии индия в барьер GaN в процессе роста [31].

Расчет энергетических уровней показывает, что наиболее близкие переходы по энергии (3.12 ± 0.17) эВ (рис. 4, линия 2) могут происходить со второго уровня зоны проводимости КЯ: E_{2e1h} или(и) $E_{2e-GaN(v)}$. При разном смещении $p-n$ -перехода наблюдается экстремум по энергии при напряжении -1.5 В, так как наблюдается два процесса. С одной стороны, второй электронный уровень в КЯ отдален от дна зоны проводимости с увеличением обратного напряжения. С другой — барьерный уровень GaN(v) в валентной зоне приближается к потолку валентной зоны.

Другое объяснение происхождения этой линии может быть связано с диффузией In в барьерные слои [31]. Энергия перехода таких слоев становится меньше, чем энергия перехода в легированных слоях GaN, несмежных с КЯ InGaN. Экстремум при смещении -1.5 В свидетельствует о компенсации напряженности внутреннего электрического поля в барьерных слоях.

4. Заключение

При комнатной температуре измерены спектры ЭО светодиодных гетероструктур на основе соединений GaN/InGaN с пятью КЯ в активной области. Проведено отнесение частот наблюдаемых спектральных особенностей и рассчитаны энергии переходов между уровнями в барьерах и КЯ.

Обнаружено, что встроенное электрическое поле в активной области неоднородно, в результате чего при нулевом смещении основные переходы в разных КЯ отличаются на величины вплоть до 140 мЭВ. Анализ серии спектров ЭО по напряжению смещения позволил оценить влияние внешнего запирающего напряжения

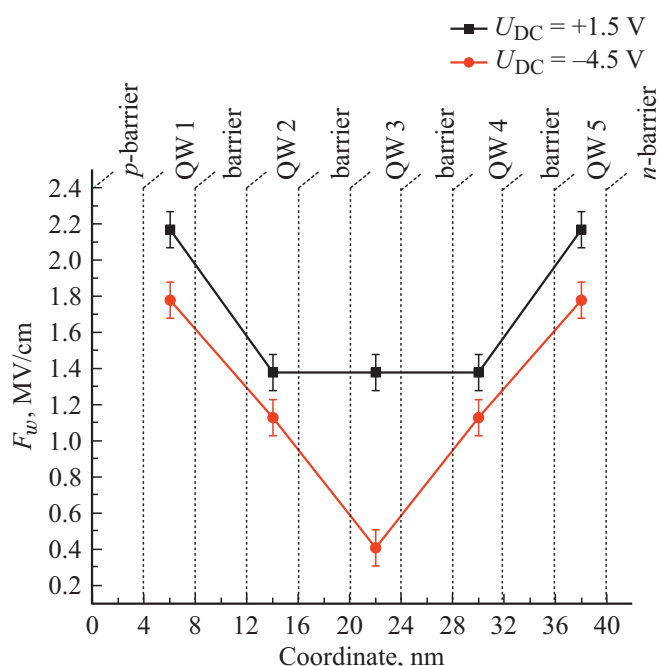


Рис. 6. Распределение модуля напряженности электрического поля F_w по координате в активной области при различных значениях смещения $p-n$ -перехода. Начало координат соответствует границе активной области и слоя p -AlGaIn на рис. 1.

на распределение внутреннего электрического поля в активной области. Максимальная разность напряженностей электрических полей в активной области достигает 1.40 МВ/см при напряжении смещения $p-n$ -перехода -4.5 В. Минимум напряженности электрического поля наблюдается для центральной ямы вследствие того, что квантовые ямы, ближайшие к легированным слоям n -GaN и p -GaN, являются буферными слоями, уменьшающими механические напряжения в центре активной области.

Список литературы

- [1] S. Okur, M. Nami, A.K. Rishinaramangalam, S.H. Oh, S.P. DenBaars, S. Liu, I. Brener, D.F. Feezell. *Opt. Express*, **25** (3), 2178 (2017).
- [2] Y. Zhao, H. Fu, G.T. Wang, S. Nakamura. *Adv. Opt. Photonics*, **10** (1), 246 (2018).
- [3] M. Monavarian, A. Rashidi, A.A. Aragon, S.H. Oh, A.K. Rishinaramangalam, S.P. DenBaars, D. Feezell. *Appl. Phys. Lett.*, **112** (4), 041104 (2018).
- [4] Ф.Е. Шуберт. *Светодиоды*, под ред. А.Э. Юновича (М., Физматлит, 2008) с. 281. [Пер. с англ.: E.F. Shubert. *Light emitting diodes* (N.Y., Rensselaer Polytechnic Institute, 2006) p. 231].
- [5] H.Y. Ryu, K.S. Jeon, M.G. Kang, H.K. Yuh, Y.H. Choi, J.S. Lee. *Sci. Rep.*, **7**, 44814 (2017).
- [6] F. Bernardini, V. Fiorentini, D. Vanderbilt. *Phys. Rev. B*, **56** (16), R10024 (1997).
- [7] T. Wang, D. Nakagawa, J. Wang, T. Sugahara, S. Sakai. *Appl. Phys. Lett.*, **73** (24), 3571 (1998).
- [8] F. Zhang, M. Ikeda, S.M. Zhang, J.P. Liu, A.Q. Tian, P.Y. Wen, Y. Cheng, H. Yang. *Nanoscale Res. Lett.*, **11**, (2016).
- [9] F. Renner, P. Kiesel, G.H. Döhler. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 490 (2002).
- [10] Л.П. Авакянц, А.Э. Асланян, П.Ю. Боков, К.Ю. Положенцев, А.В. Червяков. *ФТП*, **51**, 198 (2017).
- [11] S.-I. Park, J.-I. Lee, D.-H. Jang, H.-S. Kim, D.-S. Shin, H.-Y. Ryu, J.-I. Shim. *IEEE J. Quant. Electron.*, **48** (4), 500 (2012).
- [12] S. Chichibu, T. Azuhata, T. Sota, S. Nakamura. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 4188 (1996).
- [13] J.J. Wierer, D.A. Steigerwald, M.R. Krames, J.J. O'Shea, M.J. Ludowise, G. Christenson, Y.-C. Shen, C. Lowery, P.S. Martin, S. Subramanya, W. Götz, N.F. Gardner, R.S. Kern, S.A. Stockman. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 3379 (2001).
- [14] Л.П. Авакянц, М.Л. Бадгутдинов, П.Ю. Боков, А.В. Червяков, С.С. Широков, А.Э. Юнович, А.А. Богданов, Е.Д. Васильева, Д.А. Николаев, А.В. Феопентов. *ФТП*, **41** (9), 1078 (2007).
- [15] D.E. Aspnes. *Phys. Rev. B*, **10**, 4228 (1974).
- [16] L.P. Avakyants, A.E. Aslanyan, P.Yu. Bokov, A.V. Chervyakov, K.Yu. Polozhentsev. *Sol. St. Electronics*, **130**, 45 (2017).
- [17] G. Blume, T.J.C. Hosea, S.J. Sweeney, P. de Mierry, D. Lancefield. *IEE Proc. Optoelectron.*, **152** (2), 118 (2005).
- [18] А.В. Ганжа, В. Кирхер, Р.В. Кузьменко, Й. Шрайбер, Ш. Хильдебрандт. *ФТП*, **32** (3), 272 (1998).
- [19] K. Jezierski, P. Markiewicz, J. Misiewicz, M. Panek, B. Sciana, T. Korbutowicz, M. Tlaczala. *J. Appl. Phys.*, **77**, 4139 (1995).
- [20] P.K. Basu. *Theory of Optical Processes in Semiconductors: Bulk and Microstructures* (Oxford, Clarendon Press, 2003) гл. 11.
- [21] С.Н. Хонина, С.Г. Вологовский, С.И. Харитонов, Н.Л. Казанский. *Компьютерная оптика*, **36** (1), 27 (2012).
- [22] S. Nakamura, G. Fasol. *The Blue Laser Diode — GaN Based Light Emitters and Lasers* (Springer, 1997).
- [23] R.R. Pela, C. Caetano, M. Marques, L.G. Ferreira, J. Furthmüller, L.K. Teles. *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 151907 (2011).
- [24] J. Piprek. *Phys. Status Solidi A*, **207** (10), 2217 (2010).
- [25] S. Nakamura, M. Senoh, N. Iwasa, S. Nagahama. *Appl. Phys. Lett.*, **67** (13), 1868 (1995).
- [26] W.C. Peng, Y. Chung, S. Wu. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 041116 (2006).
- [27] C.H. Liu, R.W. Chuan, S.J. Chan, Y.K. Su, L.W. Wu, C.C. Lin. *Mater. Sci. Eng. B*, **112**, 10 (2004).
- [28] T.-S. Kim, B.-J. Ahn, Y. Dong, K.-N. Park, J.-G. Lee, Y. Moon, H.-K. Yuh, S.-C. Choi, J.-H. Lee, S.-K. Hong, J.-H. Song. *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 071910 (2012).
- [29] L. Avakyants, P. Bokov, A. Chervyakov, A. Yunovich, E. Vasileva, B. Yavich. *Phys. Status Solidi C*, **7** (7–8), 1863 (2010).
- [30] V. Bougrov, M.E. Levinstein, S.L. Rumyantsev, A. Zubrilov. *Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe*, ed. by M.E. Levinstein, S.L. Rumyantsev, M.S. Shur (N.Y., John Wiley & Sons Inc., 2001).
- [31] S. Freytag, M. Feneberg, C. Berger, J. Bläsing, A. Dadgar, G. Callsen, F. Nippert, A. Hoffmann, P.Yu. Bokov, R. Goldhahn. *J. Appl. Phys.*, **120** (1), 015703 (2016).

Редактор А.Н. Смирнов

Investigation of distribution of built-in electric fields in LED heterostructures with multiple GaN/InGaN quantum wells by electroreflectance spectroscopy

A.E. Aslanyan, L.P. Avakyants, P.Yu. Bokov, A.V. Chervyakov

Lomonosov Moscow State University
(Faculty of Physics, General Physics Department),
119991 Moscow, Russia

Abstract The inhomogeneity of electric fields in the active area based on five equal GaN/InGaN quantum wells light emitting diode heterostructure was investigated by electroreflectance spectroscopy. Interband transition energies in quantum wells and barriers in the active area were determined by analysis of electroreflectance spectra with using Kramers–Kronig relations. The method of electric field estimation for particular quantum well by spectral lines position was proposed. It was found that the energies of the main transition in quantum wells in the active region differ by about 140 meV, which corresponds to an electric field difference of 0.78 MV/cm at zero bias voltage of $p-n$ -junction.