

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
Кафедра общей физики

Бакалаврская работа

Исследование светодиодных гетероструктур методами
спектроскопии фототока и электроотражения

Выполнил студент
405 группы
Кочетов Евгений Евгеньевич

Заведующий кафедры
общей физики
профессор
_____ А.М. Салецкий

Научный руководитель
к.ф.-м.н., доцент
_____ П.Ю. Боков

Москва, 2016

Оглавление

Введение	3
Глава 1. Светодиодные гетероструктуры и их исследование оптико-спектральными методами	4
1.1. Светодиодные гетероструктуры на основе соединений гексагонального GaN	4
1.2. Исследование светодиодных гетероструктур оптико-спектральными методами..	6
1.2.1. Диэлектрическая функция полупроводника	6
1.2.2. Электролюминесценция и модель 2D плотности состояний	12
1.2.3. Фототок- исследование светодиодов и солнечных батарей	13
1.2.4. Электроотражение- исследование распределения электрических полей в структурах и пьезоэффекта	14
Глава 2. Образцы и методика эксперимента	17
2.1. Описание образцов.....	17
2.2. Схема установки для регистрации спектров фототока	18
2.3. Схема установки для регистрации спектров электроотражения	19
Глава 3. Спектры фототока и электроотражения светодиодных гетероструктур	21
3.1. Спектры фототока светодиодных гетероструктур	21
3.2. Спектры электроотражения светодиодной структуры	27
Заключение.....	30
Список литературы	32

Введение

В настоящее время полупроводниковые наногетероструктуры широко используются при создании электронных приборов различного назначения, чему способствовали значительные успехи, достигнутые в последние годы как в области теории таких систем, так и в области технологии их изготовления. Гетероструктуры InGaN/GaN с множественными квантовыми ямами представляют особый интерес в связи с перспективой их использования в системах светодиодного освещения. Работы по совершенствованию технологии изготовления гетероструктур на основе GaN отмечены в 2014 году Нобелевской премией [1]. Светодиодные структуры интересны еще и тем, что они, будучи смонтированными в кристаллодержатель с контактами, представляют собой объекты, подходящие для различного рода измерений, например, методами спектроскопии фототока и спектроскопии электроотражения.

В данной работе были исследованы серии светодиодов синей и сине-зеленой части спектра с помощью методов спектроскопии фототока и электроотражения. Показано, что методы спектроскопии фототока и электроотражения взаимно дополняют друг друга при исследовании светодиодных гетероструктур на основе соединений GaN.

Глава 1. Светодиодные гетероструктуры и их исследование оптико-спектральными методами

1.1. Светодиодные гетероструктуры на основе соединений гексагонального GaN

Гетероструктуры на основе соединений нитрида галлия и его тройных растворов составляют основу для производства современных светодиодов и транзисторов. Чаще всего приходится иметь дело с гексагональным GaN. В структурах на основе такого соединения, выращенных перпендикулярно неполярным *a*- и *m*- плоскостям или полуполярным плоскостям (11 $\bar{2}$ 2), не возникает сильных пьезоэлектрических полей. Подавляющее большинство авторов в работах, касающихся соединений GaN, используют эпитаксиальные структуры, выращенные вдоль полярного направления (1000), что в основном выражено причинами технологического характера [2, 3] (рис. 1).

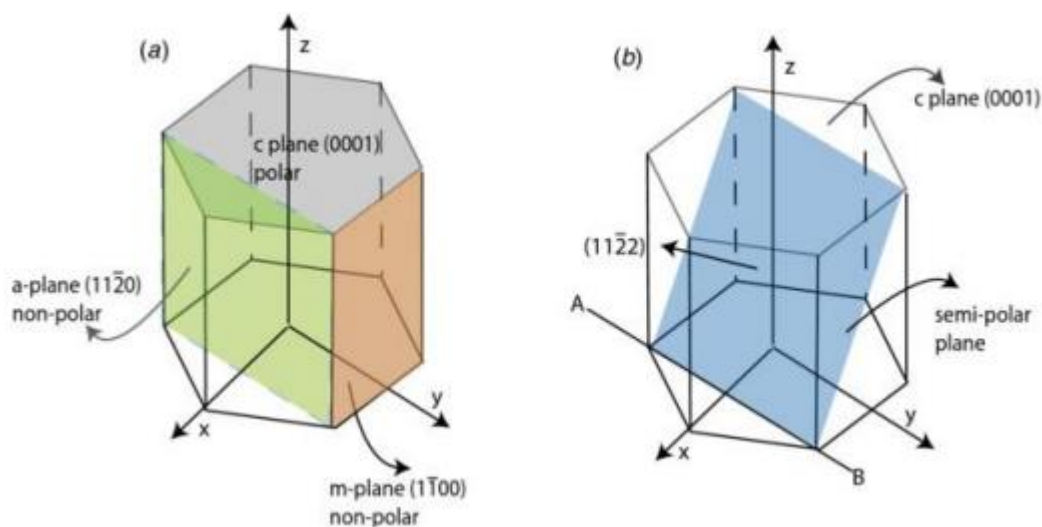


Рис. 1. Ячейка гексагональной кристаллической решетки [3].

Большинство авторов [4, 5] рассматривают, как правило, поля пьезоэлектрической поляризации однородными, тогда как характерной особенностью нитридных структур является неоднородность этих полей. Измерение фотолюминесценции с временным разрешением в таких

структурах позволило проследить процесс перераспределения носителей между областями различной полярности, сопровождаемый экранировкой встроенных электрических полей [6]. Особенности процесса

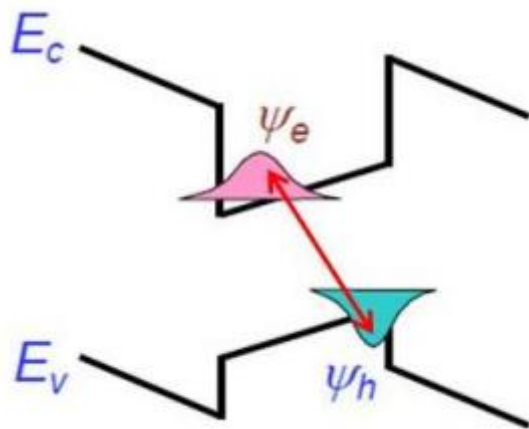


Рис. 2. Электронно-дырочная рекомбинация в квантовой яме с непрямыми зонами [7]

перераспределения носителей указывают на неоднородность электрических полей внутри структуры.

Внутренние пьезоэлектрические поля порождают эффект Штарка, снижающий внутреннюю квантовую эффективность, уменьшение времени жизни электронов в квантовых ямах, вызывающих утечку этих носителей заряда, а также являются основной причиной спада светового КПД при

больших токах [7]. Наклон валентной зоны и зоны проводимости в электрическом поле ведёт к пространственному разделению зарядов (рис. 2), что означает уменьшение интеграла перекрытия волновых функций, и ведёт к уменьшению коэффициента поглощения/испускания [8]

Светоизлучающий диод является удобным объектом для исследования методами спектроскопии фототока [9]. Поглощаемое активной областью светодиода внешнее излучение приводит к генерации электронно-дырочных пар как в квантовых ямах InGaN, так и в барьерах GaN (рис. 3). Соответствующий подбор энергии поглощаемого излучения

позволяет, например, выделить сигналы, связанные с поглощением либо квантовыми ямами InGaN, либо барьерами GaN.

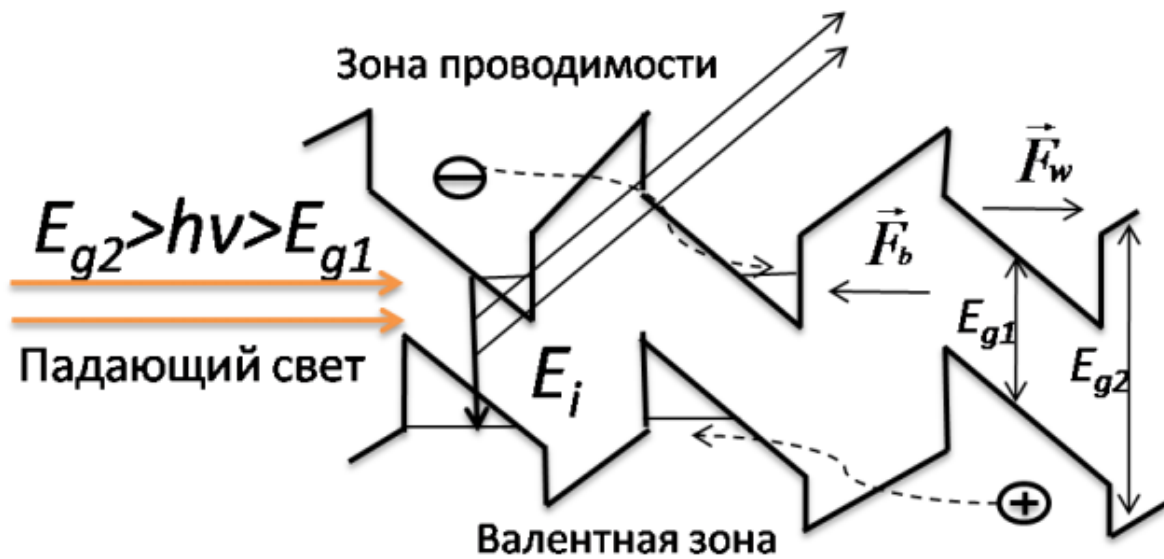


Рис. 3. Энергетическая диаграмма активной области множественных квантовых ям с внутренним пьезоэлектрическим полем дырка в другую сторону, F_b - напряженность электрического поля в области квантового барьера, F_w - напряженность электрического поля в области квантовой ямы

Генерируемые светом носители заряда посредством теплового выброса или туннельного эффекта могут перейти из квантовой ямы в барьерные области, что позволит им свободно перемещаться по структуре в направлении, перпендикулярном поверхности, создавая в структуре электрический ток. Зависимость фототока от энергии поглощенного излучения в этом случае пропорциональна диэлектрической функции исследуемой структуры.

1.2. Исследование светодиодных гетероструктур оптическими методами

1.2.1. Диэлектрическая функция полупроводника

Для нахождения гамильтониана, описывающего взаимодействие между внешним электромагнитным полем и блоховскими электронами внутри полупроводника, используется полуклассический подход [10, гл.

6.2.2]. При этом подходе для электромагнитного поля используется классическое представление, а для электронов- квантовое, в виде блоховских волн. Такой подход является менее громоздким, чем полностью квантово-механический и приводит к такому же результату, включая описание спонтанного излучения.

Невозмущенный одноэлектронный гамильтониана:

$$\mathcal{H}_0 = p^2/2m + v(r). (1)$$

Для описания электромагнитных полей введем векторный $A(r, t)$ и скалярный $\Phi(r, t)$ потенциалы. Вследствие инвариантности калибровки выбор этих потенциалов не является однозначным. Для простоты будем пользоваться калибровкой Кулона, в которой

$$\Phi = 0, \nabla \cdot A = 0 (2)$$

При такой калибровке вектор напряженности электрического поля и вектор магнитной индукции (E, B) выражаются следующим образом:

$$E = -\frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t}, B = \nabla \times A (3)$$

где c - скорость света. Классический гамильтониан точечного заряда Q в присутствии внешнего магнитного поля можно получить из гамильтониана свободной частицы путем замены P на $P - (QA)/c$, где P – импульс, сопряженный радиус-вектору. Гамильтониан, описывающий движение заряда $-e$ во внешнем электромагнитном поле выглядит следующим образом:

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2m} [p + (eA/c)]^2 + V(r) (4)$$

Член $[p + eA/c]^2/2m$ можно разложить следующим образом (учитывая, что p не коммутирует с $A(r, t)$):

$$\frac{1}{2m}(p + eA/c)^2 = \frac{p^2}{2m} + \frac{e}{2mc}A \cdot p + \frac{e}{2mc}p \cdot A + \frac{e^2A^2}{2mc^2} \quad (5)$$

Используя определение p как оператора $(\hbar/i)\nabla$, выразим член $p \cdot A$ в виде

$$(p \cdot A)f(r) = A \cdot \left(\frac{\hbar}{i}\nabla f\right) + \left(\frac{\hbar}{i}\nabla \cdot A\right)f. \quad (6)$$

Из (2) следует, что $\nabla \cdot A = 0$, и поэтому $[e/(2mc)]p \cdot A = [e/(2mc)]A \cdot p$. При вычислении линейных оптических свойств можно также пренебречь членом $e^2A^2/2mc^2$, который квадратично зависит от поля. При таком предположении \mathcal{H} приближенно выражается как

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \frac{e}{mc}A \cdot p. \quad (7)$$

Сравнивая его с невозмущенным гамильтонианом \mathcal{H}_0 , мы видим, что дополнительный член $[e/(2mc)]A \cdot p$ описывает взаимодействие излучения с блоховским электроном. Этот член называется гамильтонианом электрон-излучательного взаимодействия \mathcal{H}_{eR} :

$$\mathcal{H}_{eR} = \frac{e}{mc}A \cdot p. \quad (8)$$

Отметим, что вид \mathcal{H}_{eR} зависит от выбора калибровки. Другая форма \mathcal{H}_{eR} , часто встречающаяся в литературе, имеет вид

$$\mathcal{H}_{eR} = (-e)r \cdot E. \quad (9)$$

Вычислим диэлектрическую функцию полупроводника с помощью \mathcal{H}_{eR} . Пусть A настолько мал, что можно применять зависящую от времени теорию возмущений (в форме золотого правила Ферми) для вычисления вероятности R перехода электрона в единице объема из состояний валентной зоны $|v\rangle$ (с энергией E_v и волновым вектором k_v) в состояние $|c\rangle$ зоны проводимости (с энергией E_c и волновым вектором k_c). Матричный элемент $|\langle c|\mathcal{H}_{eR}|v\rangle|^2$ этого перехода имеет вид:

$$|\langle c | \mathcal{H}_{eR} | v \rangle|^2 = (e/mc)^2 |\langle c | A \cdot p | v \rangle|^2 \quad (10)$$

Запишем векторный потенциал A в виде $A\hat{e}$, где \hat{e} - единичный вектор, параллельный вектору A . Выразим потенциал $A(q, \omega)$ через амплитуду вектора напряженности электрического поля падающей волны:

$$A = -\frac{E}{2q} \{ \exp[i(q \cdot r - \omega t)] + k.c \} \quad (11)$$

где к.с. означает комплексно сопряженный член. Вычисление матричного элемента $\langle c | A \cdot p | v \rangle$ включает интегрирование по пространству. Интегрирование по времени члена $\exp[i(-\omega t)]$ в (11) и соответствующих множителей в блоховских функциях электрона приводит к выражению

$$\int \exp(iE_c t/\hbar) \exp[i(-\omega t)] \exp(-iE_v t/\hbar) dt \\ \propto \delta(E_c(k_c) - E_v(k_v) - \hbar\omega), \quad (12)$$

т.е. к дельта-функции, которая встречается в Золотом правиле Ферми. Полученный результат означает, что электрон в валентной зоне поглощает энергию фотона и возбуждается в зону проводимости. Следовательно, этот член в (11) описывает процесс поглощения. Аналогично, матричный элемент комплексно сопряженного члена $\langle c | \exp(i\omega t) | v \rangle$ приводит к $\delta(E_c(k_c) - E_v(k_v) + \hbar\omega)$. Этот член не равен нулю, если электрон, первоначально находившийся в зоне проводимости, испускает фотон и оказывается в валентной зоне.

Представим блоховские функции для электронов в зоне проводимости и валентной зоне в виде

$$|c\rangle = u_{c,k_c}(r) \exp[i(k_c \cdot r)], \\ |v\rangle = u_{v,k_v}(r) \exp[i(k_v \cdot r)] \quad (13)$$

и используя (11), получим

$$|\langle c|A \cdot p|v\rangle|^2 = \frac{|E|^2}{4q^2} \left| \int u_{c,k_c}^* \exp[i(q - k_c) \cdot r] (\hat{e} \cdot r) u_{v,k_v}(r) \exp[i(k_v \cdot r)] \right|^2. \quad (14)$$

Действие оператора p на $u_{v,k_v}(r) \exp(ik_v \cdot r)$ дает два члена:

$$p u_{v,k_v}(r) \exp(ik_v \cdot r) = \exp(ik_v \cdot r) p u_{v,k_v} + \hbar k_v u_{v,k_v} \exp(ik_v \cdot r). \quad (15)$$

Интеграл от второго из них, умноженного на u_{c,k_c}^* , обращается в нуль, поскольку u_{c,k_c} и u_{v,k_v} ортогональны. Можно разбить соответствующий интеграл от первого члена

$$\int u_{c,k_c}^* \exp[i(q - k_c + k_v) \cdot r] p u_{v,k_v} dr \quad (16)$$

на две части, написав $r = R_j + r'$, где r' находится в пределах одной элементарной ячейки, а R_j - вектор решетки. Вследствие периодичности функций u_{c,k_c} и u_{v,k_v} находим

$$\begin{aligned} & \int u_{c,k_c}^* \exp[i(q - k_c + k_v) \cdot r] p u_{v,k_v} dr \\ &= \left(\sum_J \exp[i(q - k_c + k_v) \cdot R_j] \right) \int u_{c,k_c}^* \exp[i(q - k_c + k_v) \\ & \cdot r'] p u_{v,k_v} dr'. \quad (17) \end{aligned}$$

Суммирование по всем векторам решетки R_j дает дельта-функцию $\delta(qk_c + k_v)$. Этот член обеспечивает сохранение волнового вектора в процессе поглощения:

$$q + k_v = k_c. \quad (18)$$

Уравнение (18) -следствие трансляционной симметрии кристалла и поэтому должно выполняться во всех процессах, происходящих в идеальном кристалле.

Тогда для фотонов в видимой области с длиной волны порядка 500 нм матричный элемент будет иметь вид:

$$|\langle c | \hat{e} \cdot p | v \rangle|^2 = \left(\int u_{c, k_v + q}^* p u_{v, k_v} dr' \right). \quad (19)$$

Выражение (19) называют электрическим дипольным приближением. При $k_c = k_v$ переход будет прямым. Если электрический дипольный матричный элемент равен нулю, то оптический переход определяется членом $q \cdot \nabla_k u_{k_v}$ в (19).

В дипольном приближении для упрощения обозначений отбросим значки c и v волновых векторов, так как они равны. В большинстве случаев матричный элемент импульса слабо зависит от k , и поэтому мы заменим его на постоянную величину $|P_{cv}|^2$. Уравнение (10) можно упростить

$$|\langle c | \mathcal{H}_{eR} | v \rangle|^2 = (e/mc)^2 |A|^2 |P_{cv}|^2. \quad (20)$$

Вероятность R дипольного перехода для поглощения в единицу времени получим, подставив (20) и (11) в Золотое правило Ферми:

$$R = \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{e}{m\omega} \right)^2 \left| \frac{E(\omega)}{2} \right|^2 \sum_k |P_{cv}|^2 \delta(E_c(k_c) - E_v(k_v) - \hbar\omega). \quad (21)$$

Если ограничить суммирование по k теми значениями, которые разрешены для единичного объема кристалла, то (21) даст вероятность поглощения на единичный объем кристалла. Мощность ΔN , потерянная полем электромагнитной волны при поглощении в единичном объеме среды, представляет собой вероятность перехода, умноженную на энергию каждого фотона:

$$\Delta N = R \hbar \omega. \quad (22)$$

Потерю мощности ΔN полем можно также выразить через α и ε_i среды, если заметить, что скорость уменьшения интенсивности падающего луча в единичном объеме

$$-\frac{dI}{dt} = -\frac{dI}{dx} \frac{dx}{dt} = \frac{c}{n} \alpha I = \frac{\varepsilon_i \omega I}{n^2}. \quad (23)$$

Интенсивность связана с амплитудой поля следующим образом:

$$I = \frac{n^2}{8\pi} |E(\omega)|^2. \quad (24)$$

Приравнявая $-dI/dt$ к выражению для потери мощности в единицу объема, получим

$$\varepsilon_i(\omega) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \left(\frac{2\pi e}{m\omega}\right)^2 \sum_k |P_{cv}|^2 \delta(E_c(k_c) - E_v(k_v) - \hbar\omega). \quad (25)$$

Используя соотношения Крамерса-Кронига, найдем выражение для ε_r :

$$\varepsilon_r(\omega) = 1 + \frac{4\pi e^2}{4\pi\varepsilon_0 m} \left[\sum_k \left(\frac{2}{m\hbar\omega_{cv}} \right) \frac{|P_{cv}|^2}{\omega_{cv}^2 - \omega^2} \right], \quad (26)$$

где $\hbar\omega_{cv} = E_c(k) - E_v(k)$.

1.2.2. Электролюминесценция и модель 2D плотности состояний

Сравнительно небольшая (единицы нанометров) ширина квантовых ям InGaN в активной области светодиодной структуры позволяет утверждать о наличии двумерных свойств у электронов и дырок.

Двумерный характер электронно-дырочных состояний в квантовых ямах можно описать функцией 2D комбинированной плотности состояний [11] $N^{2D}(\hbar\omega, E_g^*, E_0)$, в которой влияние различных флуктуаций потенциала было экспоненциальным спадом с параметром E_0 , а эффективная ширина запрещенной зоны E_g^* предполагалась зависящей от уровней размерного квантования в квантовых ямах:

$$N^{2D}(\hbar\omega, E_g^*, E_0) = \frac{N_0^{2D}}{1 + \exp\left(-\frac{\hbar\omega - E_g^*}{E_0}\right)} \quad (27)$$

Функции заполнения электронных состояний вблизи дна зоны проводимости и дырочных состояний вблизи потолка валентной зоны считаем квазиравновесными с квазиуровнями Ферми для электронов и дырок. Прямые оптические переходы происходят с сохранением энергии: $\hbar\omega = E_c - E_v$, а разность квазиуровней Ферми равна падению потенциала на активной области eU :

$$f_c(1 - f_v) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_c - F_n}{E_1}\right)} \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_v - F_p}{E_1}\right)} =$$

$$= \left[1 + \exp\left(\frac{\left(\frac{m_{cv}^*}{m_c^*}\right)(\hbar\omega - E_g^*) - \Delta F_n}{kT}\right) \right]^2$$

$$\times \left[1 + \exp\left(\frac{\left(\frac{m_{cv}^*}{m_v^*}\right)(\hbar\omega - E_g^*) - \Delta F_p}{kT}\right) \right]^2 \quad (28)$$

$$eU = F_n - F_p = (E_c^* + \Delta F_n) - (E_v^* - \Delta F_p) = E_g^* + \Delta F$$

где m_c^* и m_v^* - эффективные массы электронов и дырок соответственно,

$$\frac{1}{m_{cv}^*} = \frac{1}{m_c^*} + \frac{1}{m_v^*}$$

- приведенная межзонная масса.

Рассмотренная модель применялась ранее для описания спектров электролюминесценции светодиодных структур. Мы далее рассмотрим возможность применения этой модели для описания спектров фототока.

1.2.3. Фототок- исследование светодиодов и солнечных батарей

В основе метода спектроскопии фототока лежит исследование зависимости фототока от обратного напряжения, прикладываемого к рп-переходу. При этом генерируемые светом носители заряда посредством теплового выброса или туннельного эффекта могут перейти из квантовой

ямы в барьерные области, что позволит им свободно перемещаться по структуре в направлении, перпендикулярном интерфейсу. В подобном режиме создаваемый этими носителями электрический ток во внешней цепи будет отличным от нуля только в том случае, если потоки электронов и дырок в данном направлении будут различными. Такая ситуация реализуется, когда квантовая яма находится в области объемного заряда p–n-перехода, электрическое поле которого способствует движению электронов в n- область, а дырок — в p-область. Если же квантовая яма находится в области квазинейтральности, то в установившемся режиме потоки генерируемых светом электронов и дырок совпадают, и фототок отсутствует [9].

1.2.4. Электроотражение- исследование распределения электрических полей в структурах и пьезоэффекта

Спектроскопия электроотражения является частным случаем модуляционной спектроскопии, в котором модуляция отражения осуществляется приложением переменного электрического поля. Данный метод позволяет получить информацию о воздействии внешнего возмущения на диэлектрическую функцию исследуемой системы.

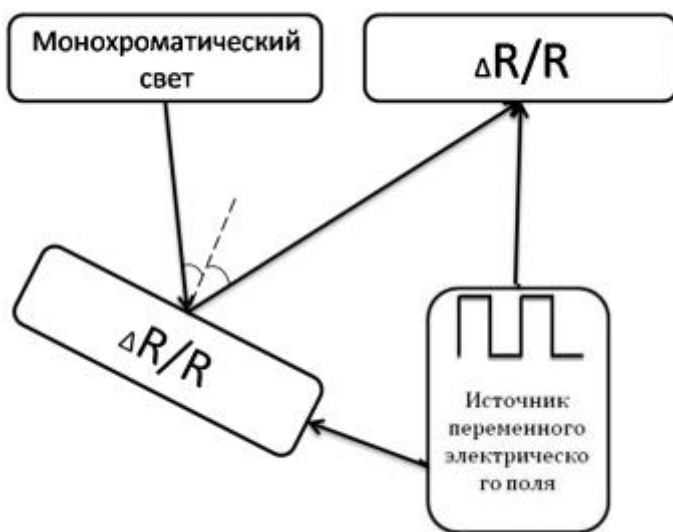


Рис. 4. Принципиальная схема установки для регистрации спектров электроотражения

Модуляция коэффициента отражения осуществляется несколькими методами: образец помещается между обкладками конденсатора [12], в электролитическую ячейку [13, 14] или образец является частью pn- перехода, к контактам которого прикладывается напряжение в обратном направлении [15]. Общая схема приведена на рис. 4.

Преимущества применения спектроскопии электроотражения перед такими методами исследования полупроводниковых структур как методы спектроскопии поглощения и фотолюминесценции, состоят в дифференциальном характере и большой информативности получаемых спектров, которые можно регистрировать даже при комнатной температуре [16]

Вид электромодуляционных спектров сильно зависит от напряжённости встроенного электрического поля полупроводника [17]. Согласно работе Аспнеса [18] модуляционный спектр в низкополевом случае может быть описан выражением:

$$\frac{\Delta R}{R} = \text{Re}(A \cdot e^{i\varphi} \cdot (E - E_i + i\Gamma))^{-m}, \quad (29)$$

где A – амплитудный параметр, φ – фазовый параметр, $E = \hbar\omega$ – квант энергии падающего света, E_i – i й спектральный пик, параметр уширения, Γ – параметр уширения, m – параметр, определяемый размерностью критической точки.

Фактически, спектр электроотражения представляет собой производную диэлектрической функции системы по напряженности электрического поля в ней. Принимая во внимание характерный для структур на основе GaN (1000) пьезоэлектрический эффект можно считать, что спектр электроотражения от таких структур представляет собой производную диэлектрической функции по энергии.

Цель работы

Исследовать методом спектроскопии фототока процессы поглощения излучения в активной области светодиодной структуры на основе соединений InGaN/GaN, провести сопоставление спектров фототока, их производных по энергии и спектров электроотражения указанных структур.

Для реализации цели необходимо решить следующие задачи:

реализовать эксперимент по измерению спектров фототока светодиодных гетероструктур, провести измерения спектров фототока и электроотражения, удостовериться в возможности описания спектров фототока в рамках модели двумерной плотности состояний, сопоставить спектры фототока, их производные по энергии и спектры электроотражения светодиодных структур.

Глава 2. Образцы и методика эксперимента

2.1. Описание образцов

Объектом исследования являлись светодиоды (образцы с технологическими номерами №1, 2, 3, 4), представляющие собой полупроводниковые структуры с рп-переходом на основе соединений AlGaN/InGaN/GaN, выращенные методом осаждения металлоорганических соединений из газообразной фазы [19, сс. 40, 60-62].

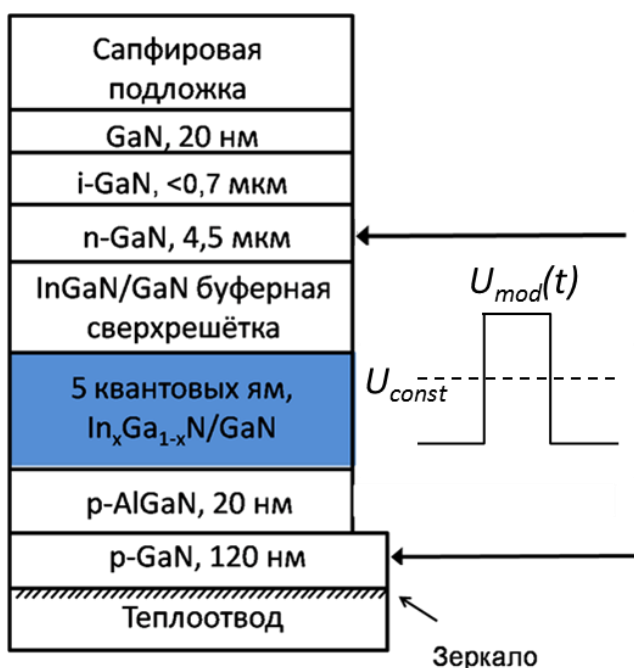


Рис. 5. Структура исследуемого светодиода

На сапфировой подложке последовательно выращены: затравочный слой GaN толщиной 20 нм, буферный слой i-GaN толщиной <700 нм; слой n-GaN толщиной 4.5 мкм; буферная сверхрешётка InGaN/GaN; активная область, содержащая 5 квантовых ям и барьеров InGaN/GaN; слой, предназначенный для блокировки поперечного транспорта электронов p-AlGaN (20 нм), и слой p-GaN (120 нм). Контакты для светодиода вплавлялись в слои p-GaN и n-GaN (рисунок 5). Концентрация x индия в барьерном слое In_xGa_{1-x}N, а также размеры квантовых ям и барьеров активной области представлены в таблице 1.

Выращенные структуры р-областью монтировались на металлический теплоотвод, одновременно выполняющий роль зеркала. Излучение такого светодиода формируется в активной области и, отразившись от зеркала-теплоотвода, выводится наружу через прозрачную в синей части спектра сапфировую подложку. В зарубежной литературе данную технологию называют «flip-chip»[7].

Технологический номер образца	Концентрация индия в барьерном слое	GaN/InGaN, нм
<i>1</i>	<i>0,06</i>	<i>4/4</i>
<i>2</i>	<i>0,15</i>	<i>4/4</i>
<i>3</i>	<i>0,18</i>	<i>4/4</i>
<i>4</i>	<i>0,21</i>	<i>4/4</i>

Таблица 1. Параметры исследуемых образцов

2.2. Схема установки для регистрации спектров фототока

Спектр фототока регистрировался на автоматизированной установке (рисунок 6) [20]. Измерения происходили по переменному току с использованием предусилителем 5 синхронного детектора 6. Свет лампы 1 попадал в монохроматор 2 (МДР-6) и уже будучи монохроматическим проходил через прерыватель 3, фокусировался с помощью собирающей линзы, падал на образец 4, который и являлся фотоприёмником. Управление положением решеток монохроматора 2, и измерение сигнала производилось с помощью модуля сопряжения на базе микроконтроллера 89с51 фирмы Atmel с персонального компьютера 4 по последовательному интерфейсу RS-232. Спектральный диапазон измерений составлял 370-500 нм и соответствовал области поглощения рп-перехода. При измерении спектров фототока рп переход оставался в запёртом состоянии. Для этого к его контактам подавалось смещение в диапазоне (-4.5; +1) В.

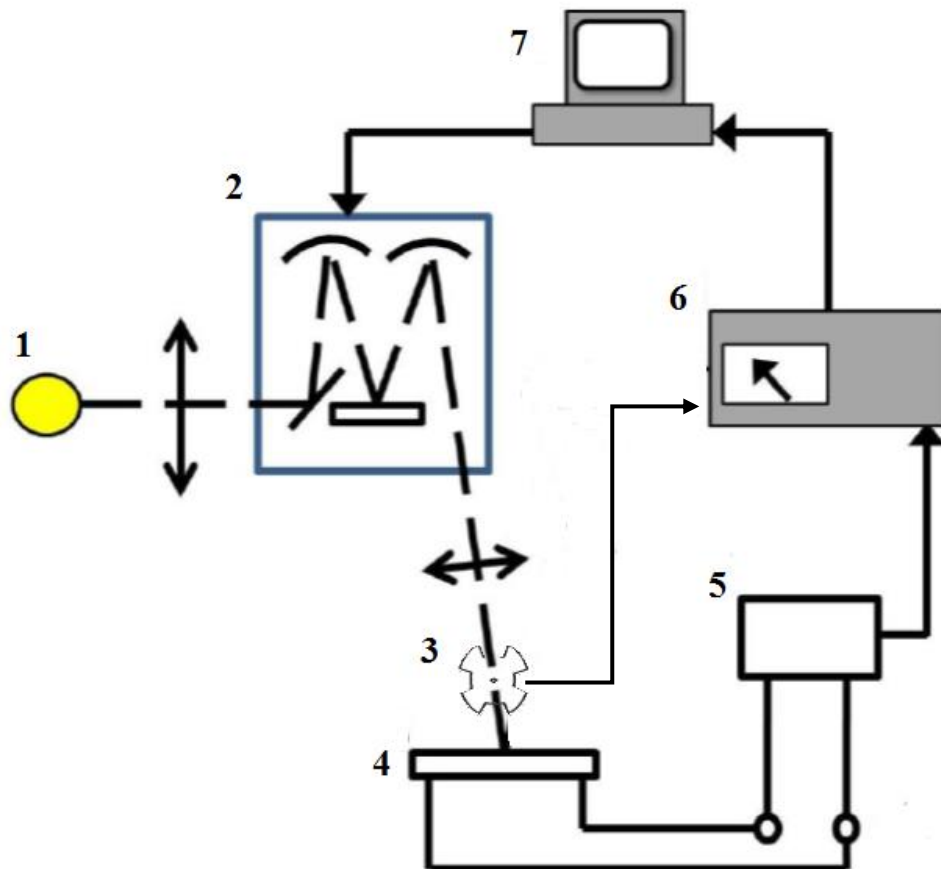


Рис. 6. Схема установки для регистрации спектров фототока. 1-лампа, 2- монохроматор, 3-прерыватель, 4-образец, 5-предусилитель, 6-синхронный детектор, 7-компьютер

2.3. Схема установки для регистрации спектров электроотражения

Регистрация спектров электроотражения осуществлялась на установке, схема которой приведена на рисунке 7. Излучение спектральной лампы 1 фокусировалось на входную щель монохроматора (МДР-6) 2, проходило через него и направлялось на образец 3. Отраженное от образца 3 зондирующее излучение направлялось объективом 6 на кремниевый фотодиод ФДК-263, подключенный к малошумящему усилителю 4. Амплитудно-частотная характеристика усилителя была оптимизирована для работы в полосе частот 50–1500 Гц. Сигнал с усилителя поступал на синхронный детектор 5 селективного нановольтметра Unipan-232В. На образец 3 подавалось электрическое напряжение с генератора UTG9000С прямоугольных импульсов 6 на частоте 370 Гц. В качестве опорного

напряжения синхронного детектора использовался тот же сигнал с генератора 6. Таким образом, напряжение на выходе синхронного детектора 5 было пропорционально изменению коэффициента отражения R образца 3 на частоте модуляции.

Управление положением решеток монохроматора 2 и измерение и регистрация сигнала электроотражения производились с помощью модуля сопряжения на базе микроконтроллера 89с51 фирмы Atmel с персонального компьютера 7 по последовательному интерфейсу RS-232. Спектральная ширина аппаратной функции монохроматора составляла 1 мэВ. Запись спектров электроотражения осуществлялась при комнатной температуре.

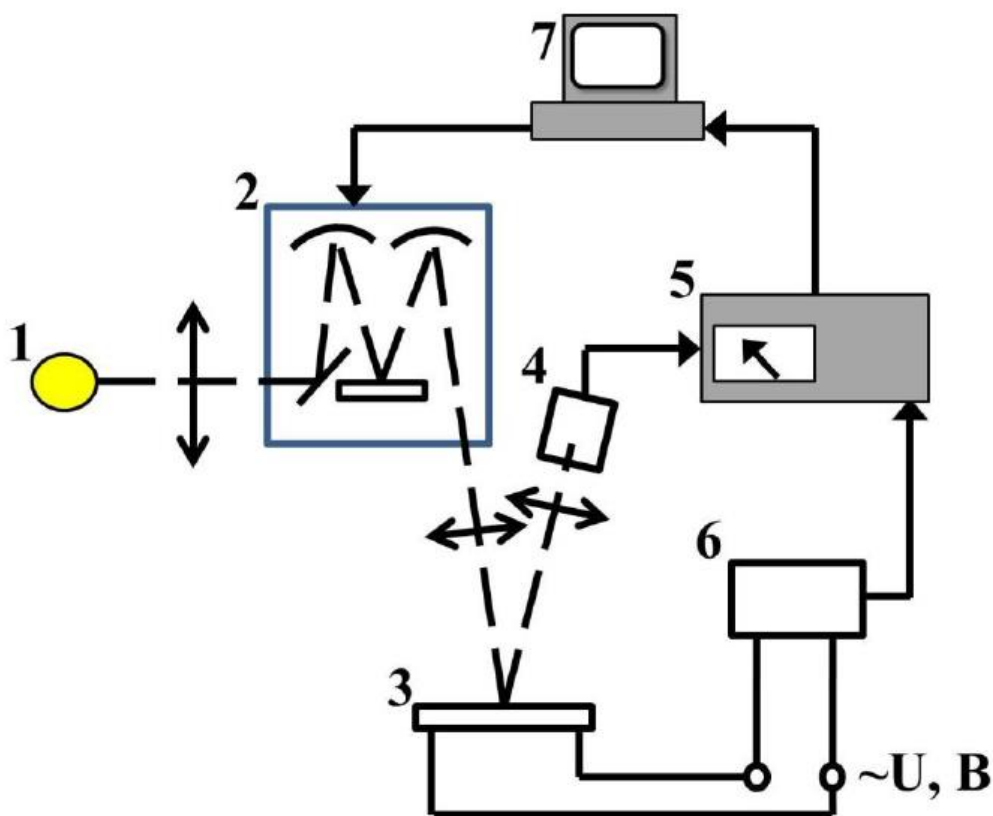


Рис. 7. Схема установки для регистрации спектров электроотражения. 1- лампа, 2- монохроматор, 3- образец, 4- фотодиод с усилителем, 5- синхронный детектор, 6- генератор, 7- компьютер

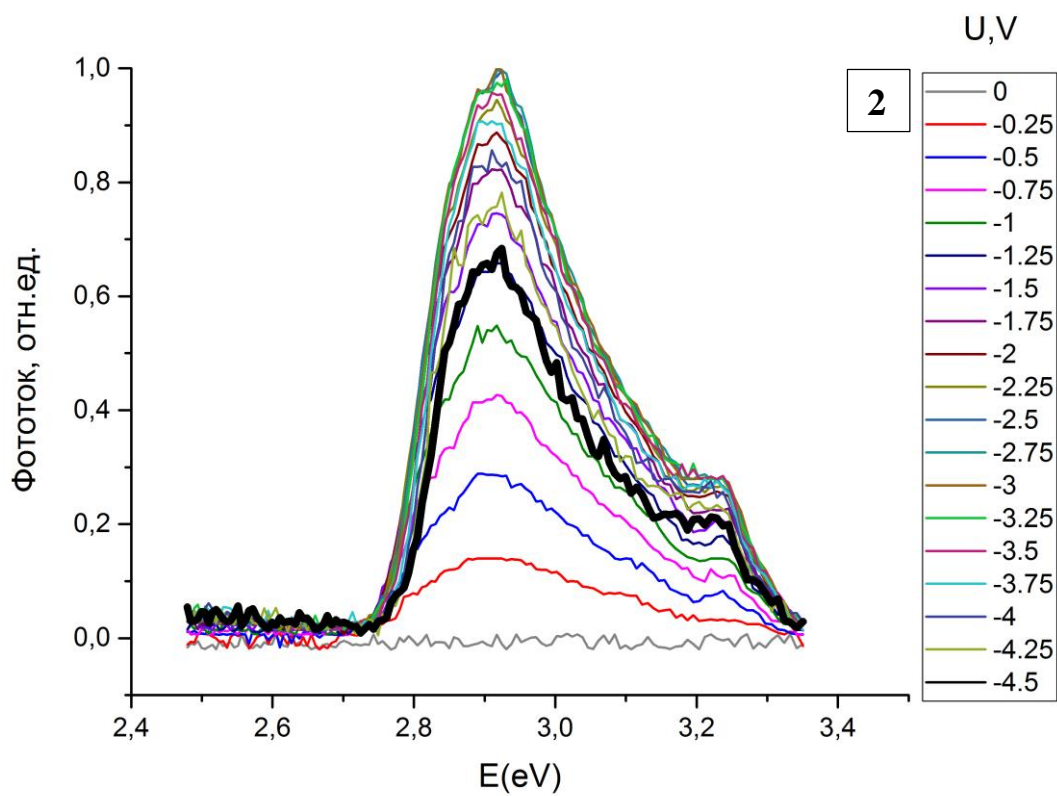
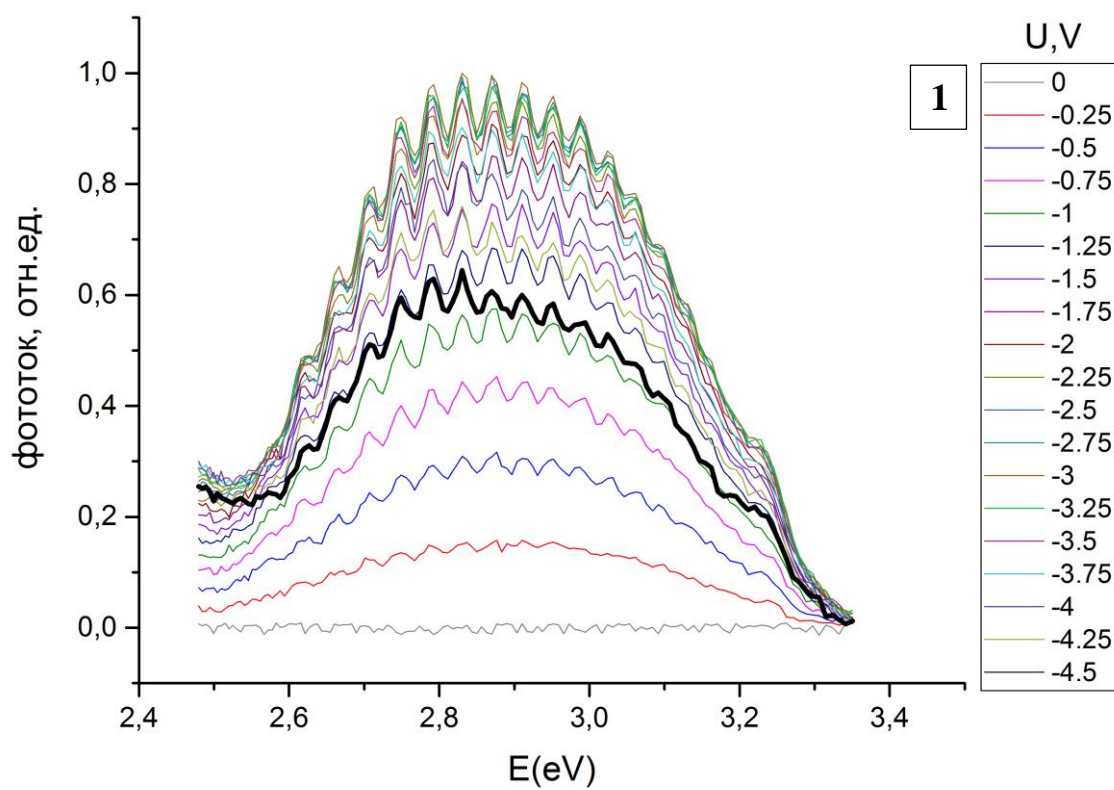
Глава 3. Спектры фототока и электроотражения светодиодных гетероструктур

3.1. Спектры фототока светодиодных гетероструктур

На рисунке 8 представлены серии спектров фототока образцов №1-4, записанные при постоянном смещении рп-перехода от -4.5В до 0В . В спектрах фототока всех образцов присутствует линия с максимумом при 2.9эВ , и «плечевая» структура в области 3.2эВ . Линия с максимумом при 2.9эВ соответствует поглощению в квантовых ямах InGaN активной области светодиода: переходу с уровня размерного квантования дырок валентной зоны на первый уровень размерного квантования электронов зоны проводимости. «Плечевая» структура по-видимому связана с поглощением излучения с участием второго уровня размерного квантования электронов зоны проводимости (см. рис 9).

В спектрах фототока первого образца присутствует также периодическая модуляция, обусловленная интерференцией в многослойной структуре. Максимум размаха интерференционной составляющей наблюдается в тех спектрах, сигнал фототока которых максимален.

Из спектров фототока видно, что увеличение обратного смещения от 0В до -3.25В приводит к росту интенсивности сигнала фототока в максимуме. Дальнейшее увеличение обратного смещения до -4.5В (спектр, соответствующий максимуму обратного смещения, выделен жирным) приводит к уменьшению интенсивности сигнала фототока в максимуме. Были вычислены интегралы под зависимостью фототока от энергии для всех смещений рп-перехода. Интегральные интенсивности фототока от смещения рп-перехода рассматриваемой серии образцов приведены на рисунке 10. Видно, что максимум интегральной зависимости приходится на смещение -2.75В для образца №2 и -3В для образцов №1,3,4.



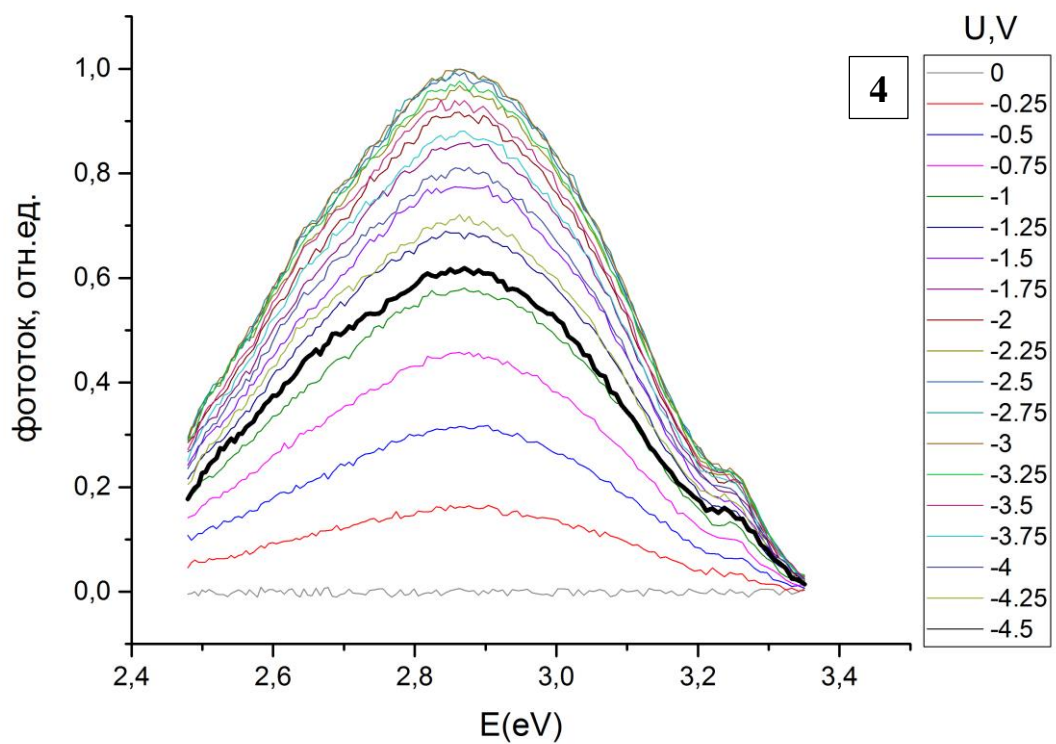
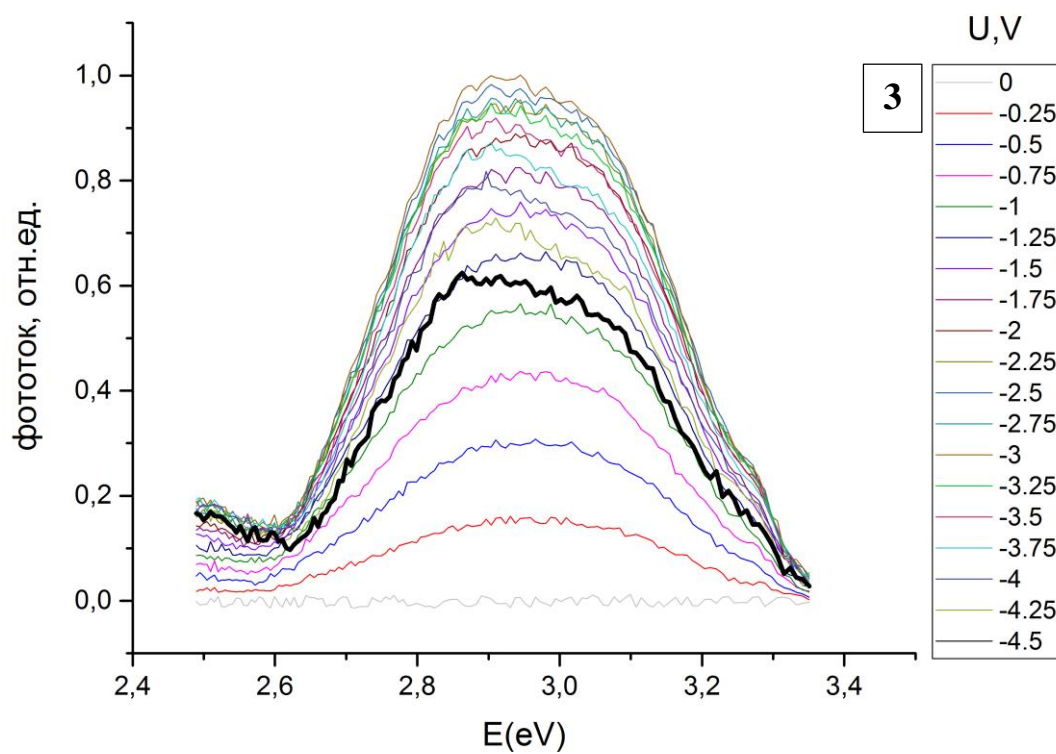


Рис. 8 Спектры фототока образцов №1-4. Жирным выделен спектр, соответствующий максимальному обратному смещению рп-перехода

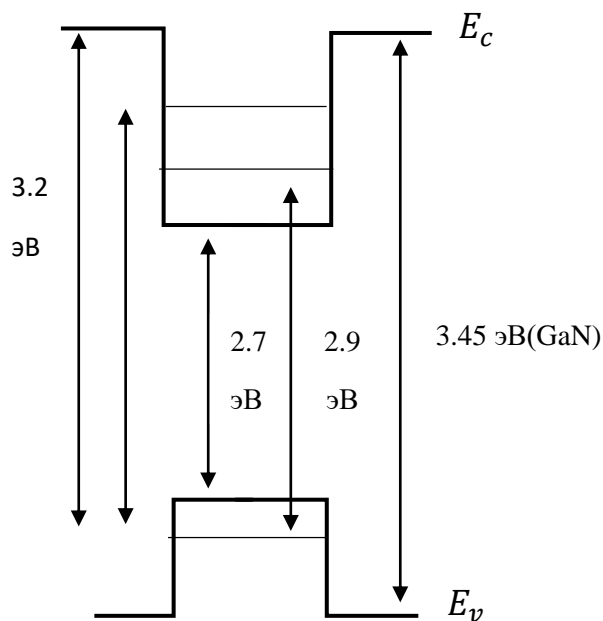


Рис. 9. Схема энергетических уровней в квантовой яме InGaN/GaN (в отсутствии электрических полей)

Известно, что в гетероструктурах на основе гексагонального GaN (1000) наблюдается сильный пьезоэлектрический эффект. Напряженность электрического поля в квантовых ямах InGaN и барьерах GaN активной области достигает 2МВ/см. обратное смещение рп-перехода приводит к уменьшению модуля вектора напряженности электрического поля в области квантовых ям InGaN и его увеличению в области барьеров. Однако, наблюдаемое увеличение интегральной интенсивности нельзя связывать с достижением состояния «плоских» зон в области квантовых ям: для данной геометрии светоизлучающих диодов режим «плоских» зон достигается при смещениях от -7В до -12В.

По-видимому, наблюдаемые особенности перераспределения интенсивности интегральной зависимости фототока можно объяснить различием напряженности электрического поля в разных квантовых ямах активной области. Изменяя обратное смещение рп-перехода, мы не только изменяем положения уровней размерного квантования за счет эффекта Штарка, но и изменяем вероятность межзонных переходов. Из спектров фототока видно, что положения линий практически не изменяются при

изменении смещения рп-перехода от 0В до -4.5В. То есть, наблюдаемое изменение интенсивности следует связывать с изменением вероятности межзонных переходов. Немонотонность этого изменения, по-видимому, связана с различием напряженности электрического поля в разных квантовых ямах активной области, то есть увеличению интегральной интенсивности фототока соответствует увеличение вероятности межзонных переходов всей системы, состоящей из пяти квантовых ям.

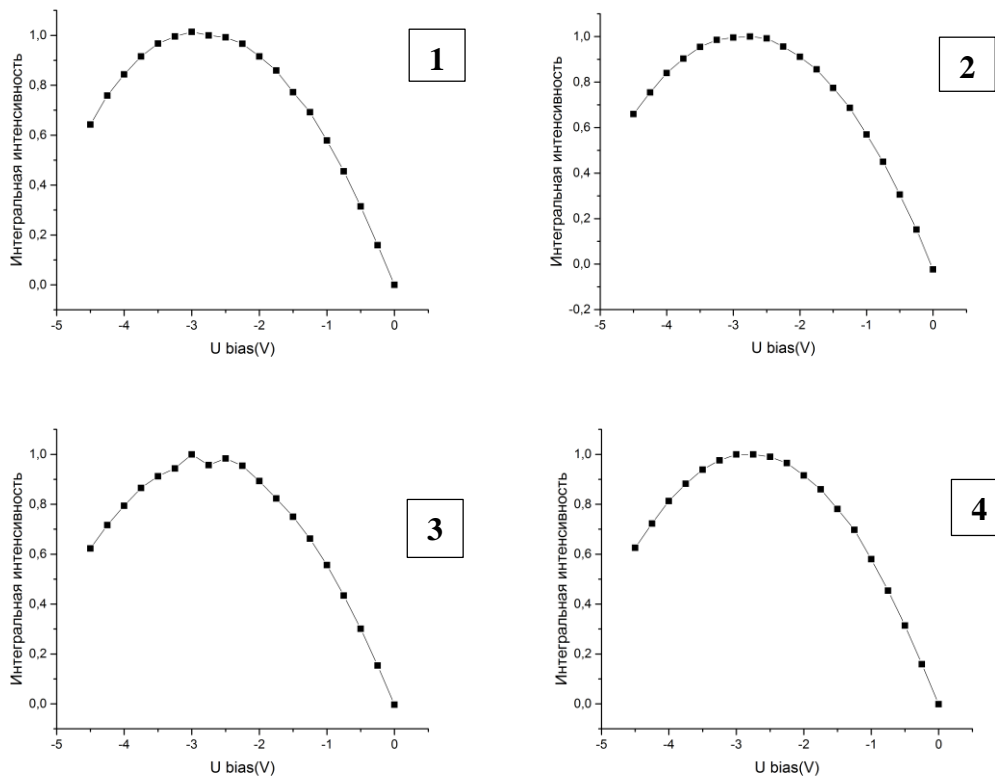


Рис. 10. Интегральная интенсивность серии спектров фототока в зависимости от смещения

На рисунке 11 приведены примеры аппроксимации спектров фототока в рамках модели двумерной плотности состояний (формулы (27) и (28)). Для реализации процедуры аппроксимации была написана программа в пакете математического моделирования MathCad. В качестве входных данных программа получала экспериментальный спектр и начальные приближения параметров аппроксимации: $N_0^{2D}, E_g^*, E_0, \Delta F_p, \Delta F_n$. Аппроксимация

осуществлялась в автоматическом режиме. Контроль устойчивости результатов аппроксимации осуществлялся варьированием начальных приближений. В целом, удавалось добиться удовлетворительного согласия результатов аппроксимации и экспериментальных данных для основной линии спектров фототока. Результаты аппроксимации (E_g^* и $\Gamma = \Delta F_p + \Delta F_n$) для образца №2 приведены в второй колонке таблицы 2.

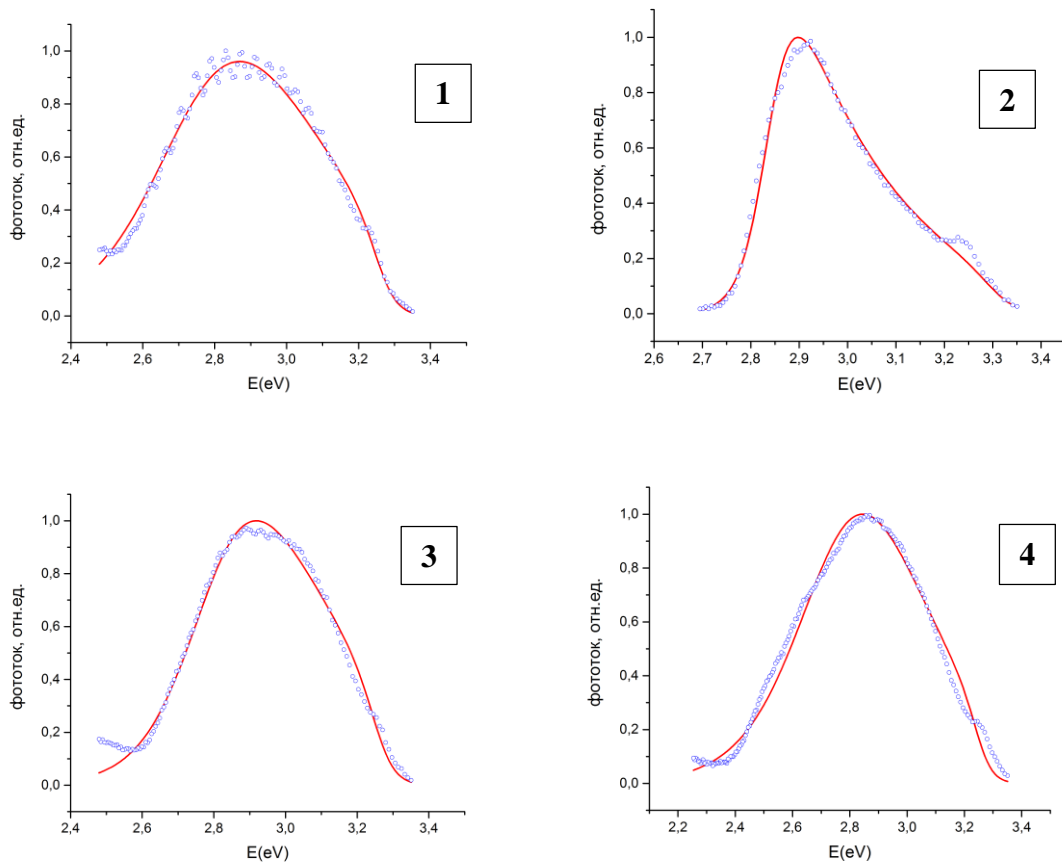


Рис. 11. Пример аппроксимации спектров фототока для каждого образца с помощью модели двумерной плотности состояний (сплошной линией показана аппроксимация)

Далее эти результаты будут сравниваться с результатами спектроскопии электроотражения.

Напряжение смещения, В	Модель 2D плотности состояний E(эВ), Г(эВ)	Электроотражение E (эВ), Г (эВ)	Производная от спектра фототока E(эВ), Г(эВ)
-3.5В	2.836 0.322	2.824 0.058	2.854 0.104
-3.25	2.834 0.331	2.822 0.058	2.852 0.107
-3В	2.836 0.363	2.819 0.059	2.853 0.111
-2.75В	2.835 0.371	2.817 0.059	2.852 0.114
-2.5В	2.834 0.357	2.814 0.06	2.854 0.115
-2.25В	2.831 0.378	2.813 0.06	2.851 0.119
-2В	2.832 0.387	2.808 0.061	2.85 0.121
-1.75В	2.829 0.333	2.804 0.062	2.85 0.126
-1.5В	2.829 0.316	2.801 0.063	2.848 0.128
-1.25В	2.834 0.373	2.797 0.063	2.852 0.134

Таблица 2. Параметры, определенные в результате аппроксимации спектров

3.2. Спектры электроотражения светодиодной структуры

На рисунке 12 представлен спектр электроотражения второго образца (прерывистая линия). В спектре присутствует характерная для модуляционного спектра линия в области энергии 2.8эВ с двумя экстремумами разных знаков. Спектр обрабатывался в рамках модели Аспнеса, пример аппроксимации приведен на рисунке 12 сплошной линией. Видно хорошее согласие экспериментальных данных и результатов аппроксимации. Аналогичной обработке были подвергнуты все спектры электроотражения исследуемой серии образцов.

Для сравнения с результатами анализа спектров фототока образца №2 в третьей колонке таблицы 2 приведены параметры аппроксимации E_g и Γ . Видно, что значения энергий переходов, определенные из спектров электроотражения на 10-20 мэВ меньше соответствующих значений для спектров фототока. При этом, ширина линий в спектрах электроотражения в 5-6 раз меньше соответствующих значений, определенных из спектров фототока. По-видимому, это связано с тем, что модуляция коэффициента отражения наиболее эффективно происходит в одной-двух квантовых ямах из пяти, в то время как поглощение излучения происходит во всех пяти квантовых ямах InGaN активной области. В этом случае уширение спектров фототока можно объяснить неоднородностью электрических полей между отдельными квантовыми ямами активной области.

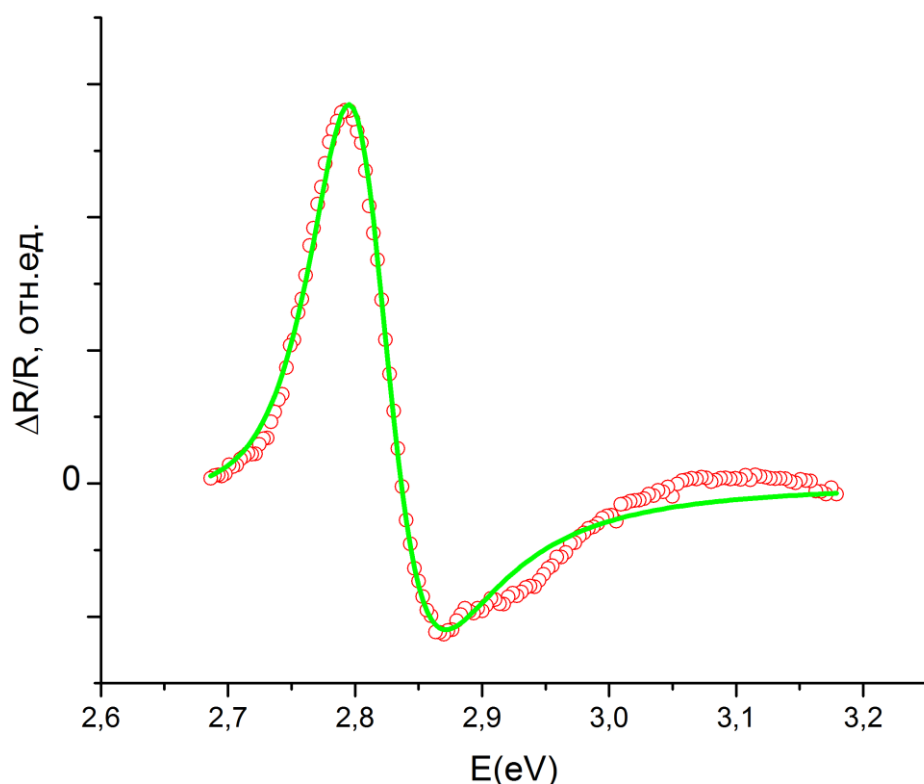


Рис. 12. Спектр электроотражения и пример аппроксимации моделью Аспнеса

Так как спектр фототока пропорционален диэлектрической функции исследуемой структуры, спектр электроотражения - производной диэлектрической функции по энергии было выполнено численное дифференцирование спектров фототока для сравнения со спектрами электроотражения. Результат численного дифференцирования одного из спектров фототока приведен на рисунке 13. Видно, что производная от спектра фототока по энергии с точностью до фазового параметра, описывающего перераспределение интенсивностей между экстремумами, совпадает со спектром электроотражения, при этом ширина производной спектра фототока больше соответствующей ширины линии спектра электроотражения.

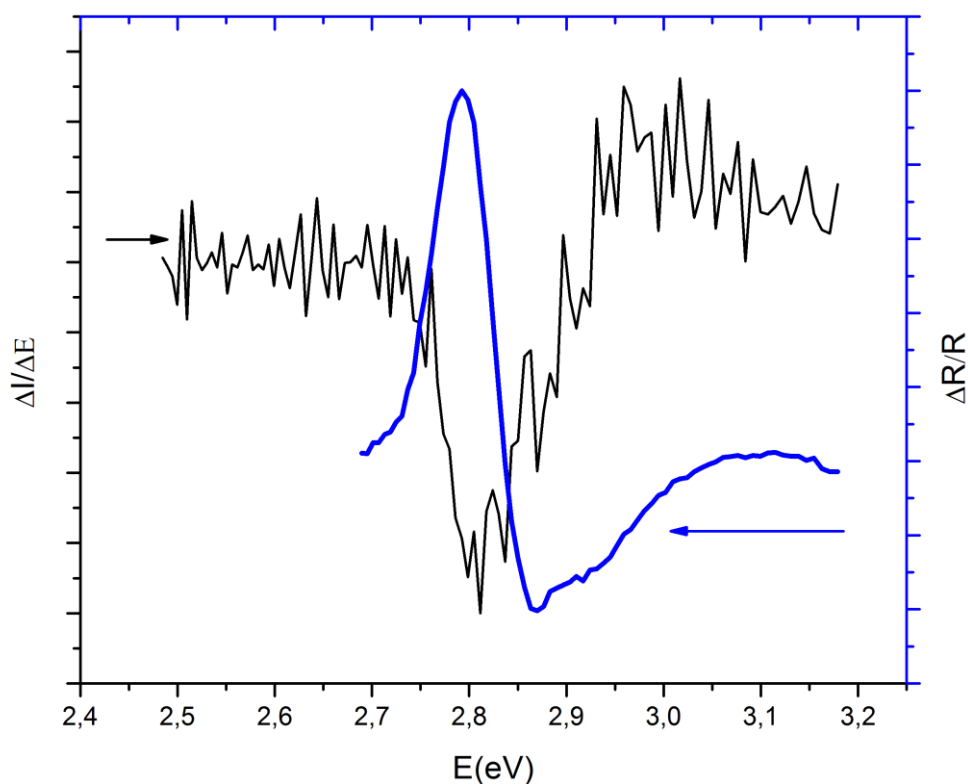


Рис. 13. Производная спектра фототока и электроотражения

Производные спектров фототока по энергии также обрабатывались в рамках модели Аспнеса, пример такой аппроксимации приведен на рисунке. Результаты аппроксимации приведены в четвертой колонке таблицы 2. Значения энергии переходов, определённые из анализа производной спектров фототока на 30-40 мэВ больше значений полученных из анализа спектров электроотражения. В то же время, ширины контуров производных фототока отличаются от соответствующих параметров спектров электроотражения в два раза.

Так как все спектры измерялись при комнатной температуре, погрешность определения энергий переходов не должна превышать $kT = 26$ мэВ (при $T=300\text{K}$), то наблюдаемые различия параметров можно считать совпадающими. Для установления причины различия значений параметров уширения требуется проведение дополнительных исследований.

Заключение

Реализована методика измерения спектров фототока светодиодных гетероструктур GaN/InGaN/AlGaN, смонтированных методом «флип-чип» на теплоотвод. При регистрации спектра фототока сигнал фиксировался на контактах p-n перехода, структура освещалась через прозрачную в оптическом диапазоне сапфировую подложку.

В спектрах фототока исследуемой серии светодиодов обнаружен сигнал, попадающий в спектральную область излучения каждого диода. Данный сигнал обусловлен поглощением фотонов в квантовых ямах активной области InGaN/GaN.

Показано, что форма спектров фототока хорошо описывается в рамках модели двумерной плотности состояний.

В зависимости интегральной интенсивности спектров фототока от смещения pn-перехода обнаружен максимум. По-видимому, он обусловлен

участием в процессе поглощения бОльшого количества квантовых ям при значении смещения рп-перехода $-2.7\dots-3\text{В}$. Немонотонное изменение поглотательной способности активной области указывает на то, что электрические поля в квантовых ямах отличны друг от друга.

Ширина линий в спектрах электроотражения в 5-6 раз меньше соответствующих значений, определенных из спектров фототока. По-видимому, это связано с тем, что модуляция коэффициента отражения наиболее эффективно происходит в одной-двух квантовых ямах из пяти, в то время как поглощение излучения происходит во всех пяти квантовых ямах InGaN активной области. В этом случае уширение спектров фототока также можно объяснить неоднородностью электрических полей между отдельными квантовыми ямами активной области.

Производная от спектра фототока по энергии с точностью до фазового параметра совпадает со спектром электроотражения, т.е. спектры фототока и спектры электроотражения от активной области светодиодной структуры GaN/InGaN/GaN связаны операцией дифференцирования.

Список литературы

- [1] http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2014/press.html
- [2] В.В. Лундин, Е.Е. Заварин, М.М. Рожавская, А.Е. Николаев, А.В. Сахаров, С.И. Трошков, М.А. Сеницын, Д.В. Давыдов, М.М. Кулагина, П.Н. Брунков, А.Ф. Цацуньников, «Двойное перекрестное эпитаксиальное разрачивание неполярных эпитаксиальных слоев нитрида галлия», ЖТФ, т. 38, No. 6, сс. 22-28, 2012.
- [3] A. Konar, A. Verma, T. Fang, P. Zhao, R. Jana and D. Jena, «Charge transport in non-polar and semi-polar III-V nitride heterostructures», IOP Science, Vol. 27, No. 2, p. 024018, 2012.
- [4] H.X. Jiang, J.Y. Lin, «AlGa_N and InAlGa_N alloys - epitaxial growth, optical and electrical properties, and application», Opto-electronic review, Vol. 10, pp. 271-286, 2002.
- [5] T. Takeuchi, C. Wetzel, S. Yamaguchi, H. Sakai, H. Amano, and I. Akasaki, Y. Kaneko, Y. Yamaoka, and N. Yamada, «Determination of piezoelectric fields in strained GaInN quantum wells us using the quantum-confined Stark effect», Applied Physics Letters, Vol. 73, No. 12, pp. 1691-1693, 1998.
- [6] C.M. Lee, S.H. Choi, C.S. Kim, S.K. Noh and J. I. Lee, «Photoluminescence Investigation of InGa_N/Ga_N Multiple Quantum Wells», Journal of the Korean
- [7] H. Zhao, Guangyu L., J. Zhang, J. D. Poplawsky, V. Dierolf and N. Tansu, «Approaches for high internal quantum efficiency green InGa_N

light-emitting diodes with large overlap quantum wells» *Optics Express*, Vol. 19, No. S4, pp. 991-1007, 2011.

- [8] D.A.B. Miller, D.S. Chemla, T.C. Damen, A.C. Gossard, W. Wiegmann, T.H. Wood, and C.A. Burrus, «Band-Edge Electroabsorption in Quantum Well Structures: The Quantum-Confined Stark Effect», *Physical Review Letters*, Vol. 53, p. 2173–2176, 1984.
- [9] Г.Г. Барановский, Г.Ф. Глинский, «Экспресс-диагностика светодиодов на основе гетероструктур InGaN/GaN фотоэлектрическим методом», *ЖТФ*, т.39, №10, сс. 22-28, 2012.
- [10] Питер Ю. Мануэль Кардона, *Основы физики полупроводников*, Москва: Физматлит, 2002, с. 560.
- [11] М.Л. Бадгутдинов, А.Э. Юнович, «Спектры излучения гетероструктур с квантовыми ямами типа InGaN/AlGaIn/GaN: модель двумерной комбинированной плотности состояний», *ФТП*, т.42, №4, 2008.
- [12] А.О. Волков, О.А. Рябушкин, М.С. Поволоцкий, «Модуляция радиочастотным полем двух поляризаций отражения света от полупроводниковых гетероструктур», *ПЖТФ*, т. 27, № 18, сс. 8-13, 2001
- [13] А.А. Герасимович, С.В. Жоховец, Г. Гобш, Д.С. Доманевский, «Электроотражение и отражение структуры GaAs/AlGaAs с одиночной квантовой ямой при комнатной температуре», *ФТП*, т. 39, № 6, сс. 729-734, 2005.
- [14] Е.Ф. Венгер, Т.Я Горбач., Л.А. Матвеева, С.В. Свечников, «Спектроскопия электроотражения, электронная зонная структура и механизм видимой фотолюминесценции светоизлучающего кремния», *ЖЭТФ*, т.116, №5, сс. 1750-1761, 1999.

- [15] L. Zhang., «The optical Kerr effect in wurtzite GaN-based double»
Modern Physics Letters B, Vol 23, pp. 1923-1934, 2009.
- [16] U. Behn, H. T. Grahn, K. Ploog, H. Schneider, «Line shape of
electroreflectance spectra in semiconductor superlattices», Physical
Review B, Vol. 48, No. 16, pp. 11827-11832, 1993.
- [17] D. Aspnes, «Third-derivative modulation spectroscopy with low-field
electroreflectance», Surf. Science, Vol. 37, p. 418, 1973.
- [18] D.E. Aspnes, «Band nonparabolicities, broadening, and field
distributions: The spectroscopy of Franz-Keldysh oscillations»,
Physical Review B, Vol. 10, p. 4228, 1974.
- [19] Мариан Херман, Полупроводниковые сверхрешётки, Москва:
Мир, 1989, с. 240.
- [20] A.E. Aslanyan, K.Yu. Polozhentsev, «Electroreflectance from Multiple
InGaN/GaN Quantum Wells», Poster session, ICPS 2014 conference,,
Austin, Texas, 2014.