

# Электрооптические свойства излучающих в УФ диапазоне InGaN-гетероструктур с учетом проводимости, наведенной инжекцией

П.Г.Елисеев, Дж.Ли, М.Осинский

*Рассмотрены некоторые излучательные и электрические свойства гетероструктур на основе полупроводниковых нитридов (видимого и УФ диапазонов). На примере УФ излучающих структур исследованы следующие аномальные свойства гетероструктур: гашение излучения при низкой температуре, сильная неидеальность вольт-амперных характеристик, возрастание параметра наклона этих характеристик при охлаждении. Аномальное гашение особенно характерно для структур с единственной квантовой ямой (толщина  $\sim 3$  нм), но отсутствует в двойной гетероструктуре (толщина активного слоя 50 нм). Это различие вызвано, по-видимому, тем, что при охлаждении замедляется захват носителей на уровни в квантовых ямах и происходит «сквозная» инжекция в противоположный эмиттерный слой. Кроме того, электроны, инжектированные в  $p$ -область, понижают ее сопротивление. Учет проводимости, наведенной инжекцией в пассивном слое, позволяет удовлетворительно объяснить электрические аномалии.*

**Ключевые слова:** гетероструктуры, инжекция, электрооптические свойства гетероструктур.

## 1. Введение

Квантоворазмерные гетероструктуры на основе InGaN широко используются в светодиодах, излучающих в коротковолновом диапазоне ( $\lambda = 360 - 520$  нм), а также в лазерах с  $\lambda = 380 - 420$  нм [1–4]. Существует ряд электрооптических свойств этих структур, еще не получивших окончательного объяснения. Представленные в работах [5–7] экспериментальные результаты, включающие вольт- и ватт-амперные характеристики, показывают, что в квантоворазмерных InGaN-светодиодах сильное гашение люминесценции происходит при низких температурах, тогда как в большинстве излучателей на основе полупроводниковых структур типа  $A^{III}-B^V$  излучательный выход, как правило, возрастает при охлаждении. В [5] был рассмотрен рекомбинационный баланс в зеленых InGaN-светодиодах и показано, что хотя электропроводность диода сохраняется вплоть до 10 К, интенсивность излучения при таких температурах существенно падает. Поскольку в этих гетероструктурах энергетические барьеры между InGaN-квантовой ямой и эмиттерами довольно высоки, трудно представить, чтобы эти потери происходили при низкой температуре путем термоактивированной утечки носителей из ямы в эмиттеры.

Было высказано предположение, что здесь имеет место другой механизм, а именно возникновение сквозного («баллистического») потока носителей через активную область без захвата в квантовую яму. Действительно, длина свободного пробега носителей с охлаждением

увеличивается, и когда она становится больше ширины квантовой ямы, часть инжектированных носителей проникает в противоположный эмиттер и, таким образом, рекомбинирует вне квантовой ямы. Естественно, что в противоположном эмиттере, скажем в  $p$ -области, такие электроны затягиваются электрическим полем, как и электроны, термоактивированные из квантовой ямы. Просто в случае низкой температуры «баллистических» электронов оказывается много больше, чем термоактивированных. Различить эти варианты поведения помогают сравнительные измерения, проведенные на других структурах на основе InGaN.

Данные по InGaN-диодам, излучающим в УФ диапазоне [7], показали, что когда с охлаждением падает УФ эффективность, светодиоды продолжают излучать в синей области, так что при температуре 170–200 К происходит смена излучательного механизма и спектральный пик смещается примерно на 300 мэВ в длинноволновую сторону. Синее свечение с  $\lambda = 450$  нм оказалось связанным с рекомбинацией в  $p$ -области, в частности в слое  $p$ -GaN, сильно легированном магнием. При таком легировании образуются глубокие центры, излучающие в синем диапазоне спектра [8]. В дополнительных опытах по фотолюминесценции диодных гетероструктур наблюдались обе полосы, УФ и синяя, однако при сравнении слоя  $p$ -GaN синяя полоса исчезала [7]. Был сделан вывод, что при низкой температуре инжектированные электроны, баллистически пролетевшие через активную область, проникают в  $p$ -область, где порождают синее свечение. Этот механизм приводит к снижению эффективности излучения через квантовую яму. Интересно, что в структуре с пятью квантовыми ямами эта эффективность оказывается выше, что объясняется более высокой вероятностью захвата электронов в одну из квантовых ям.

Другая особенность УФ гетероструктур, описанная в [7], состоит в том, что формальный анализ вольт-амперных характеристик (ВАХ) приводит к очень высокому

П.Г.Елисеев. Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; адрес в настоящее время: Center for High Technology Materials, Univ. New Mexico, Albuquerque, NM, USA; e-mail: eliseev@chtm.unm.edu  
J.Lee, M.Osinski. Center for High Technology Materials, Univ. New Mexico, Albuquerque, NM, USA

фактору неидеальности  $n$ , составляющему  $\sim 8$  при комнатной температуре и возрастающему до  $\sim 80$  при температуре жидкого азота. Обычно большое значение этого фактора считается указанием на туннельный механизм переноса инжектированных носителей [9]. В этом случае можно ожидать, что величина  $nkT$  практически не зависит от температуры. Однако в УФ гетероструктурах формальное значение  $nkT$  сильно возрастает с охлаждением – от примерно 200 мэВ при комнатной температуре до 620 мэВ при 90 К ( $n \sim 80$ ), что не согласуется с туннельной моделью.

В настоящей работе мы рассматриваем сравнительные свойства InGaN-гетероструктур, излучающих в УФ и видимом диапазонах. Мы учитываем, что инжекция электронов в  $p$ -область приводит к изменению проводимости пассивных областей диода. Концепция *проводимости, наведенной инжекцией*, позволяет объяснить особенности ВАХ, в частности большое формальное значение  $n$ .

## 2. Образцы

Сравним УФ излучающие структуры, описанные также в работе [7], с подробно изученными диодами на основе InGaN. Первый тип структур – это экспериментальные образцы УФ излучающих гетероструктур с InGaN-квантовой ямой (одной (SQW) или пятью (MQW)), находящейся между двумя нелегированными прослойками AlGaInN толщиной по 6 нм, в свою очередь помещенными между эмиттерными слоями  $n$ -AlGaInN:Si и  $p$ -AlGaInN:Mg. Более подробные данные приведены в [7]. Второй тип структур – это высокоэффективные коммерческие светодиоды Nichia Chemical Industry с InGaN-квантовой ямой [5], излучающие в зеленом диапазоне. В таких диодах [3] активный слой толщиной 2.5–3.5 нм заключен между более широкозонными эмиттерными слоями  $n$ -GaInN:Si и  $p$ -AlGaInN:Mg. Третий тип рассматриваемых здесь структур – также коммерческие светодиодные двойные гетероструктуры (DH) Nichia Chemical Industry [1, 2] с активным слоем InGaInN:Si, Zn толщиной 50 нм, заключенным между эмиттерными слоями  $n$ -AlGaInN:Si и  $p$ -AlGaInN:Mg. В этом случае носители обоих знаков инжектируются в «объемный» активный слой, а излучательная рекомбинация в синей области спектра происходит через глубокие центры, созданные примесью Zn. Характеристики образцов приведены в табл.1.

## 3. Результаты и их обсуждение

### 3.1. Температурная зависимость излучательной эффективности

На рис.1 показаны температурные зависимости относительной внешней эффективности при заданном токе, нормированной на максимальное значение. Эффективность УФ квантоворазмерной структуры очень мала при

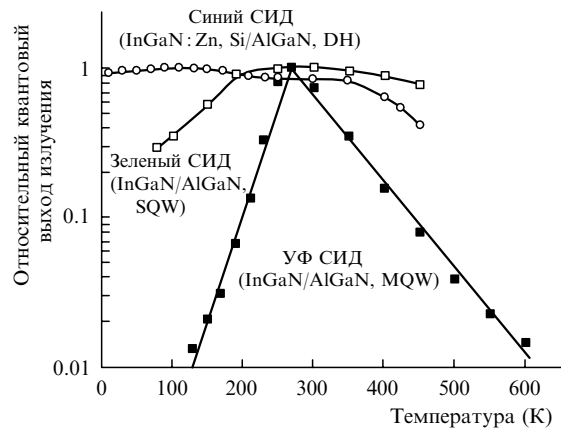


Рис.1. Температурные зависимости относительной внешней эффективности (нормированной на максимальное значение) в излучающих структурах трех типов на основе InGaInN:

■ – УФ структура с пятью квантовыми ямами; □ – зеленый СИД с квантовой ямой; ○ – синий СИД (см. табл 1).

низкой температуре, она увеличивается до максимума вблизи комнатной температуры и затем уменьшается с дальнейшим повышением температуры. Эффективность же двойной гетероструктуры, излучающей в синей области спектра, слабо зависит от температуры, и это служит подтверждением того, что проблема может сводиться к захвату носителей в активную область, что является «узким горлом» излучательного механизма в квантовой яме. В отличие от этого в других двойных гетероструктурах такой проблемы нет, поскольку в них активная область во много раз толще. Что касается спада мощности при температуре выше комнатной, то это обычное для полупроводниковых структур явление, обусловленное ростом доли безызлучательной рекомбинации (включая все виды рекомбинации вне активной области из-за утечек всех видов). Следует отметить, что InGaInN-светодиоды отличаются высокой теплостойкостью среди прочих СИД на основе соединений  $A^{III}-B^V$ : они продолжают работать при температуре до  $\sim 600$  К.

На том же рис.1 приведена температурная зависимость эффективности зеленого светодиода на основе InGaInN-квантовой ямы. Здесь также заметно снижение выхода излучения при низкой температуре, однако не такое сильное, как в УФ диоде. Различие между этими квантоворазмерными структурами состоит в том, что УФ структура имеет симметричный профиль состава в AlGaInN-эмиттерах и в AlGaInN-барьерах, тогда как в зеленом светодиоде квантовая яма заключена между эмиттерами  $n$ -GaInN и  $p$ -AlGaInN. Следовательно, в последнем случае для электронов с  $p$ -стороны имеется дополнительный потенциальный барьер, обусловленный различием зон проводимости в GaInN и AlGaInN, который по приближенной оценке составляет около 250 мэВ. Поэтому вероятность баллистического пролета электронов в  $p$ -сто-

Табл.1. Некоторые характеристики изученных светоизлучающих диодов (СИД).

Тип диода	Тип структуры	Состав активного слоя	Толщина активного слоя (нм)	Длина волны при 300 К (нм)	Внешняя квантовая эффективность (%)	Литература
УФ СИД	SQW	In <sub>0.05</sub> Ga <sub>0.95</sub> N	3	375	–	
УФ СИД	MQW	In <sub>0.05</sub> Ga <sub>0.95</sub> N	3 × 5	375	–	
Зеленый СИД	SQW	In <sub>0.22</sub> Ga <sub>0.78</sub> N	2.5–3.5	520	5–6	[3, 5]
Синий СИД	DH	In <sub>0.06</sub> Ga <sub>0.94</sub> N:Zn, Si	50	420	~2.4	[1]

рону существенно меньше, и уменьшение эффективности при охлаждении не столь значительно, как в симметричных УФ диодах.

Некоторые соображения могут быть высказаны о длине пробега  $L$  электронов относительно их захвата в квантовую яму. Учтем следующие факты: при комнатной температуре этот пробег недостаточно велик ( $\sim 3$  нм) для того, чтобы преобладал захват в одиночную квантовую яму, однако пролет в  $p$ -сторону дает некоторое синее свечение из слоя  $p$ -GaN. В многослойных квантоворазмерных структурах (пять ям, суммарная толщина 15 нм) и в двойных гетероструктурах (толщина ямы 50 нм) происходит практически полный захват электронов. Таким образом,  $3 \text{ нм} \leq L(300 \text{ К}) < 15 \text{ нм}$ . При температуре 170–200 К исчезает излучение квантовых ям в многослойных структурах, что дает  $L(200 \text{ К}) \sim 15 \text{ нм}$ . При более низкой температуре  $15 \text{ нм} < L(100 \text{ К}) < 50 \text{ нм}$ . Верхний предел определяется тем, что в двойных гетероструктурах и при низких температурах, по-видимому, нет проблемы захвата и нет признаков баллистического пролета. Поскольку квантовые ямы в структурах на InGaN обычно сравнительно тонкие, в них проблема захвата при низкой температуре может быть довольно острой. Она частично снимается в многослойных структурах с множеством квантовых ям. Это, по-видимому, было использовано при создании излучающих структур. Например, в лазерах на InGaN число квантовых ям в активной области составляет обычно 10–20 [4]. При более низкой температуре недостаточно быстрый захват препятствует получению генерации в этих структурах. Низкотемпературный режим захвата заметно улучшается при асимметричном профилировании зонной структуры: более широкозонный материал находится с  $p$ -, а не с  $n$ -стороны. Об этом свидетельствует большая эффективность зеленых СИД при низких температурах.

Имеются расчеты захвата электронов в GaN-квантовую яму [10], которые могут использоваться для сравнения. При малой накачке время захвата на уровне квантовой ямы составляет  $\sim 0.8$  пс, и с ростом накачки оно уменьшается до 20 фс. По нашей оценке пролетная длина относительно захвата при этом изменяется от  $\sim 200$  до  $\sim 5$  нм, т. е. в довольно широких пределах. Однако данное расчетное значение оказывается больше, чем ширина одиночной квантовой ямы в нашем случае ( $\sim 3$  нм). Это наводит на мысль о том, что баллистический пролет весьма вероятен. Заметим, что в расчете самосогласованным способом учтено пьезоэлектрическое поле в напряженной квантовой яме. В отличие от этого в предположении плоских зон время захвата оказывается значительно большим ( $\sim 3.6$  пс), а следовательно, длина пролета увеличивается.

Что касается инжекции электронов в  $p$ -сторону, то этот процесс рассматривался в работе [11] применительно к лазерной InGaN/GaN/AlGaN-структуре с пятью квантовыми ямами и раздельным ограничением. При большом смещении (лазерный режим, плотность тока  $20 \text{ кА/см}^2$ ) имеет место значительная сквозная инжекция электронов в  $p$ -сторону, которой благоприятствует недостаточная дырочная инжекция (из-за малой подвижности дырок) и малая высота барьера между InGaN-квантовой ямой и GaN-барьерным слоем. В итоге скорость рекомбинации в  $p$ -стороне оказалась сравнимой с рекомбинацией в ямах. Там же отмечено, что светодиоды высокой яркости, работающие при плотности тока менее

$1 \text{ кА/см}^2$ , не страдают от этого вида электронной утечки. При прочих равных условиях рассчитанная сквозная инжекция нарастает с увеличением температуры (и объясняет гашение при температуре выше комнатной). Заметим, что в диффузионно-дрейфовой модели не предполагается учет баллистического пролета. Тем не менее эта модель предсказывает сильное затягивание электронов в  $p$ -область.

### 3.2. Вольт-амперные характеристики

На рис.2 показана ВАХ УФ излучающего диода. Для этих зависимостей характерно довольно высокое напряжение по сравнению с ожидаемой контактной разностью потенциалов, которая в  $p-n$ -переходе в AlGaN едва ли превышает 3.8 В. Например, при токе 100 мА и температуре 300 К избыточное напряжение равно 0.9 В, и если считать, что этот перепад приходится на  $p$ -AlGaN слой, то напряженность электрического поля в данном слое составит  $90 \text{ кВ/см}$ . Это означает, что электроны будут затягиваться этим полем, и пролетное время дрейфа будет равно  $\sim 0.2$  пс при толщине слоя 100 нм. Следовательно, рекомбинация в этом слое незначительна и большинство затянутых электронов достигнет области  $p$ -GaN. При охлаждении до 90 К напряженность тянущего поля увеличивается до  $\sim 240 \text{ кВ/см}$ . По-видимому, при низкой температуре и большой напряженности может появиться полевая эмиссия из квантовой ямы в  $p$ -сторону. Необходимо иметь в виду, что сопротивление этого слоя чувствительно к величине полного тока, протекающего через структуру, и поэтому перестает быть линейным («омическим»).

Обычно ВАХ диода  $U(I)$  подразделяют на линейную и нелинейную части, причем нелинейную часть составляет напряжение на  $p-n$ -переходе,

$$U(I) = IR_s + \frac{\varepsilon}{e} \ln \frac{I}{I_s}, \tag{1}$$

где  $U$  – напряжение на диоде;  $R_s$  – «омическое» сопротивление, последовательное  $p-n$ -переходу;  $\varepsilon$  – параметр

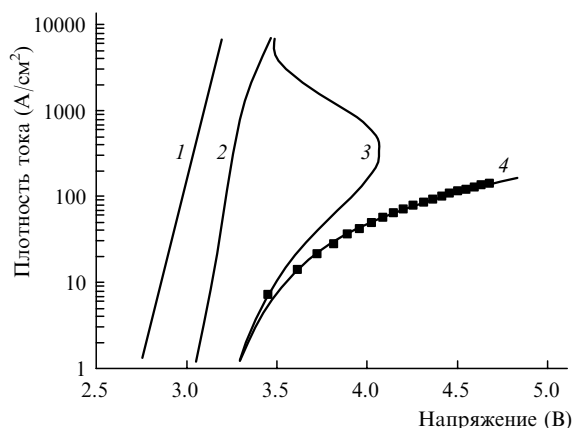


Рис.2. Экспериментальная ВАХ (■) с учетом проводимости, наведенной инжекцией:

1 – прямая, соответствующая параметру наклона ВАХ  $\varepsilon = 51 \text{ мэВ}$  ( $n = 2$ ); 2 – расчетная зависимость рекомбинационного тока от напряжения Ферми при комнатной температуре; 3 – S-образная зависимость рекомбинационного тока от напряжения Ферми с учетом падения напряжения на слое  $p$ -AlGaN (эффект проводимости, наведенной инжекцией); 4 – то же, что и 3, с учетом падения напряжения на линейном последовательном сопротивлении.

ВАХ  $p-n$ -перехода (ниже – параметр наклона), часто обозначаемый как  $nkT$ ;  $I_s$  – ток насыщения (имеется в виду насыщение при обратном смещении, не относящееся к эффектам насыщения в лазере). Подгонка с помощью этой формулы была произведена для УФ диодов в работе [7], и она привела к необычно большим значениям  $\varepsilon$  (620 мэВ при 90 К, что соответствует  $n = 80$ ). Это значение трудно объяснить, тем более, что эффективное значение  $\varepsilon$  (т.е. полученное формальной подгонкой по формуле (1)) сильно возрастает при уменьшении температуры, что не согласуется ни с туннельным механизмом [9], ни с классической диффузионной моделью [12].

Кривые на рис.2 проведены в согласии с моделью, учитывающей проводимость, наведенную инжекцией, а также то, что сопротивление пассивных областей, в данном случае  $p$ -области, при наличии потока носителей в нее уменьшается под действием инжекции и, таким образом, не может рассматриваться как линейное сопротивление, а должно быть включено в нелинейную часть ВАХ. Более подробно подгонка показана на рис.2 на примере экспериментальных данных, полученных для УФ диода при комнатной температуре. Здесь исходная расчетная кривая 2 соответствует рекомбинационному току в активной области в зависимости от ферми-напряжения  $V_F = \Delta F/e$  ( $\Delta F$  – разность квазиуровней Ферми). Ее средний наклон близок к экспоненте с параметром  $\varepsilon = 2kT$  (прямая 1). Кривая 3 получена с учетом падения напряжения на сопротивлении эмиттерного  $p$ -AlGaIn-слоя толщиной 100 нм. Она имеет S-образную форму, поскольку эта добавка подвержена уменьшению при высоком прямом смещении вследствие наведенной проводимости. В данном случае мы учитываем только тот вклад, который вносят в проводимость  $p$ -AlGaIn-слоя избыточные электроны. Их концентрация подсчитана исходя из «квазиравновесной» гипотезы, т.е. в предположении, что концентрация в этом слое определяется тем же электронным квазиуровнем Ферми, что и в квантовой яме. Кривая 4 учитывает падение напряжения на линейной части последовательного сопротивления и может служить ВАХ диода.

## 4. Проводимость, наведенная инжекцией

### 4.1. Сопротивление чувствительного к инжекции слоя

Поскольку мы приходим к выводу, что в квантово-размерных структурах на основе InGaIn имеется значительное проникновение инжектированных электронов в  $p$ -область, то очевидна необходимость учета зависимости сопротивления от тока, которая вызывает нелинейное поведение пассивной части диода. По-видимому, приконтактный сильнолегированный слой  $p$ -GaIn мало чувствителен к инжекции, поскольку имеет изначально низкое сопротивление. Наиболее чувствительным является  $p$ -AlGaIn-эмиттерный слой (толщиной 100 нм), в котором проводимость сравнительно мала и подвержена частичному вымораживанию при низкой температуре. Более того, этот слой, будучи тонким потенциальным барьером между более узкозонными слоями, оказывается обедненным носителями, и поэтому его проводимость может сильно зависеть от инжекции электронов. Введем сопротивление  $R(I)$  этого чувствительного слоя, зависящее от концентрации избыточных носителей  $N(I)$ :

$$R(I) = \frac{d}{e\mu(1+b)N(I)S}, \quad (2)$$

где  $d$  – толщина слоя;  $\mu$  – подвижность электронов;  $b$  – отношение дырочной подвижности к электронной;  $S$  – площадь диода. Хотя расчетное сопротивление при комнатной температуре и номинальной равновесной концентрации дырок  $\sim 10^{17}$  см<sup>-3</sup> сравнительно мало, мы предполагаем, что вследствие обеднения носителями это сопротивление  $R(0)$  в отсутствие инжекции составляет 40–50 Ом, а при большой инжекции снижается до пренебрежимых значений. Перепад напряжения на этом сопротивлении увеличивается с ростом тока, проходит через максимум и затем уменьшается, что может приводить к существенному изменению ВАХ диода по сравнению с ВАХ  $p-n$ -перехода, а в некоторых случаях – к S-образной форме ВАХ, которая имеет место при двойной инжекции.

Выше было показано, как сопротивление  $R(I)$  может быть рассчитано с помощью квазиравновесной модели, в которой квазиуровень Ферми считается одинаковым для электронов в квантовой яме и в эмиттерном слое. Однако эта модель не всегда пригодна, поскольку распределение электронов и дырок в общем случае может быть найдено при решении кинетической задачи.

«Квазиравновесная» гипотеза, вероятно, может быть реализована при комнатной температуре, когда преобладающая рекомбинация происходит в квантовой яме, а не в барьерах. К более низким температурам этот подход едва ли применим. Дело в том, что при недостаточной вероятности захвата в квантовую яму функции заполнения энергетических уровней в яме и в барьере не могут описываться единым квазиуровнем Ферми. Согласно расчетам в [10], относящимся к GaIn-квантовой яме (ширина 5 нм) между AlGaIn-барьерами, реальное расхождение между электронными квазиуровнями Ферми для ямы и барьера может составлять 100–200 мэВ при пороговой накачке и температуре 300 К. Количественное развитие более детальной кинетической модели для данной системы затрудняется отсутствием данных о длине свободного пробега электронов по отношению к захвату в InGaIn-квантовую яму и о реэмиссии электронов из ямы. Поэтому для низких температур мы применили феноменологический подход (см. п.4.2). В этом подходе постулируется наличие чувствительного к инжекции слоя, в котором концентрация избыточных носителей является простой функцией тока накачки. Заметим, что таким чувствительным слоем может служить обедненный слой в  $p$ -стороне. Данный слой рассчитывался для лазерных двойных гетероструктур в работе [13].

### 4.2. Феноменологическая модель

На рис.3 показана зависимость концентрации избыточных электронов в эмиттерном  $p$ -слое в рассмотренной выше квазиравновесной модели от плотности тока накачки. В широком диапазоне плотностей расчетные концентрации удовлетворительно укладываются в степенную зависимость с показателем от единицы до 0.85; при плотности тока выше 1 кА/см<sup>2</sup> зависимость становится сильнее ввиду значительного вырождения в квантовой яме. В более общем виде концентрацию  $N$  в чувствительном слое можно представить как

$$N(I) = N_0[1 + (I/I_0)^m], \quad (3)$$

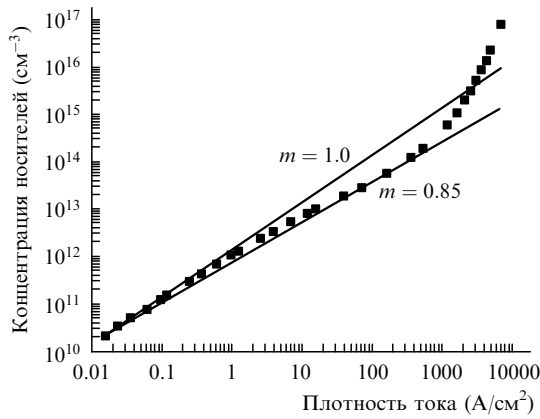


Рис.3. Расчетная зависимость концентрации носителей в эмиттерном слое *p*-AlGaN от плотности тока накачки в квазиравновесной модели при комнатной температуре (■); сплошные линии – степенные зависимости с показателями  $m = 1.0$  и  $0.85$ .

где  $N_0$  – равновесная концентрация;  $I_0$  и  $m$  – подгоночные параметры. Величина  $I_0$  имеет смысл тока, при котором концентрация увеличивается вдвое по сравнению с «темновым» значением  $N_0$ . Для сопротивления чувствительного слоя получаем

$$R(I) = \frac{R_0}{1 + (I/I_0)^m}, \quad (4)$$

и ВАХ диода можно представить в виде

$$U(I) = IR_s + \frac{\varepsilon}{e} \ln \frac{I}{I_s} + \frac{IR_0}{1 + (I/I_0)^m}, \quad (5)$$

где последнее слагаемое представляет собой поправку к проводимости, наведенной инжекцией. В этом феноменологическом подходе не детализируется механизм зависимости  $N(I)$ , но постулируется, что это возрастающая степенная функция, которая удовлетворительно приближает истинную зависимость хотя бы на том ограниченном участке тока накачки, где сопротивление чувствительного слоя еще играет определенную роль.

Подгонка с помощью формулы (5) дает удовлетворительные результаты (рис.4). Подгоночные параметры приведены в табл.2. Их сравнительно много, что позволяет варьировать их значения в некоторых пределах без

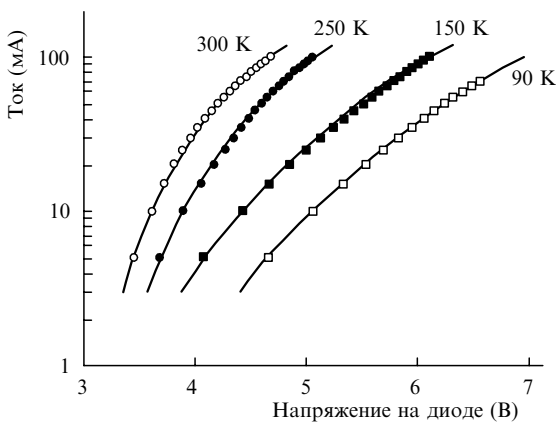


Рис.4. Экспериментальные ВАХ УФ излучающей структуры с пятью квантовыми ямами (точки) и расчетные кривые в модели, учитывающей проводимость, наведенную инжекцией, при различных температурах.

Табл.2. Подгоночные параметры к кривым на рис.4.

$T$ (К)	$\varepsilon$ (мэВ)	$R_s$ (Ом)	$R_0$ (Ом)	$I_0$ (мА)	$\varepsilon^*$ (мэВ)
300	51	6.9	42	16	203
250	42.5	7.1	60	15	350
150	25.5	9.5	145	12	530
90	15.3	11	190	11	620

Примечание. Значения  $\varepsilon^*$  получены без учета проводимости, наведенной инжекцией.

ущерба для подгонки. Что касается параметра  $\varepsilon$ , то эти пределы довольно велики, иначе говоря, результат подгонки слабо зависит от его значения. Предположение о простом диффузионном механизме инжекции дает  $\varepsilon \sim 2kT$ , что и использовано в расчете кривых на рис.4. Таким образом, использование этой модели снимает проблему anomalously большого значения  $\varepsilon$  и его аномальной температурной зависимости: истинная ВАХ  $p-n$ -перехода может описываться классической формулой с  $\varepsilon \sim 2kT$ . Таким образом, «электрическая аномальность» объясняется наведенной инжекцией проводимостью, которая дает существенный нелинейный вклад в сопротивление диода.

В некоторых работах по диодам на основе нитридов наблюдалась компонента тока с  $n \approx 2$ ; по-видимому, это имеет место в тех случаях, когда данную компоненту можно надежно выделить из ВАХ диода. В работе [14] изучены ВАХ и показано, что при малом смещении ( $V < 2$  В) фактор неидеальности близок к двум ( $n = 2.28$  при 293 К), тогда как в среднем диапазоне ( $2 \text{ В} < V < 3 \text{ В}$ )  $\varepsilon$  много больше  $2kT$  и составляет от 140 мэВ при 293 К до 300 мэВ при 473 К. Эта зависимость, полученная при температуре выше комнатной, противоположна по знаку обсуждаемой в настоящей работе. ВАХ гомозипитаксильных InGaN/GaN-светодиодных структур (на GaN-подложке) приведены в [15]. Здесь при малом смещении ( $V < 2$  В) преобладало туннелирование с большим  $\varepsilon$  (до 1.3 эВ), но в среднем диапазоне была найдена преобладающая компонента тока с  $\varepsilon \approx 2kT$ . В одном из образцов, в частности, получено  $n = 1.9 \pm 0.9$  в диапазоне температур 90–300 К.

В ряде работ обращается внимание на систематически большое значение фактора неидеальности в диодах на полупроводниковых нитридах. Например, в работе [16]  $n \sim 6.9$  получено в  $p^+-n-n^+$ -диоде на GaN при 300 К и плотности токов  $10^{-5} - 1.3 \text{ А/см}^2$ . Это относится к области, где может быть существенным туннелирование, тогда как в нашем случае рассматривались более высокие плотности токов. В [16] приведены данные о том, что в коммерческих диодах на GaN параметр  $n = 3.2 - 7.4$ . Там же такое большое значение  $n$  объясняется суммированием неидеальностей на всех последовательных переходах, в том числе изотипных, где возможна электрическая нелинейность. Действительно, наличие последовательных нелинейных барьеров является одной из причин увеличения  $n$ , однако объяснить значение  $n \sim 80$  только этой причиной нельзя.

## 5. Заключение

Рассмотренные в настоящей работе излучательные гетероструктуры для УФ диапазона являются примером структур с сильно выраженными аномальными свойствами. Низкотемпературное гашение электролюминесценции наблюдается в разных квантоворазмерных струк-

турах на основе InGaN, в частности в светодиодах видимого диапазона. Однако в данном случае это гашение проявляется особенно сильно: при низкой температуре излучение квантовой ямы фактически отсутствует, а остающееся синее свечение вызвано излучательной рекомбинацией в  $p$ -области. Тот факт, что электроны инжектируются в  $p$ -сторону, учтен при анализе ВАХ. Показано, что учет проводимости, наведенной инжекцией, позволяет объяснить их аномальности. Для анализа ВАХ при комнатной температуре использованы разные подходы, дающие удовлетворительную подгонку в диапазоне 5–100 мА (3.5–6.5 В). Один из них, основанный на пренебрежении проводимостью, наведенной инжекцией, приводит к формально сильной неидеальности ВАХ ( $n = 8$ ) и другим аномалиям. Данный подход, использованный нами в [7], включает эту наведенную проводимость в нелинейную проводимость  $p - n$ -перехода, что и вызывает формальную аномалию. Здесь этот подход пересмотрен и уточнен выделением наведенной проводимости согласно предложенной модели.

На рис.2 показана подгонка ВАХ с учетом наведенной проводимости, рассчитанной согласно «квазиравновесной» модели распределения электронов в квантовой яме и в  $p$ -AlGaN-области. Такую модель трудно распространить на низкие температуры, поскольку, как мы считаем, при охлаждении затормаживается захват в яму и ее заполнение не соответствует квазиуровню Ферми в  $p$ -эмиттере. Более гибкая модель наведенной проводимости использована для диапазона температур 90–300 К; результат расчета показан на рис.4, где представлены ВАХ при 300 К с учетом подгонки. В этой модели постулируется, что концентрация избыточных носителей в эмиттерных слоях описывается простой (в данных расчетах – степенной) функцией тока накачки. Еще раз отметим, что новая интерпретация не требует предположения о туннельной инжекции, поскольку снимается вопрос о неидеальности ВАХ  $p - n$ -перехода.

В разной мере эти аномалии проявляются и в других приборах на основе широкозонных полупроводников, а также и в ИК излучателях и лазерных диодах. Еще в 1984 г. было замечено, что пороговые аномалии в некоторых полупроводниковых лазерах на GaAs обусловлены тем, что утечка носителей в эмиттерные области приводит к нелинейному изменению сопротивления пас-

сивных областей [17]. Мы полагаем, что поскольку подобный эффект наведенной проводимости вне активной области свидетельствует о существенной утечке инжектированных носителей и о заметном падении приложенного напряжения в пассивных областях, оптимизация излучающих структур с целью получения регулярных ВАХ (т.е. без описанных аномалий) одновременно позволит улучшить рекомбинационный баланс в пользу более высокого КПД излучательных структур.

Работа частично поддержана Федеральными программами «Интеграция» и «Ведущие научные школы». Авторы выражают благодарность сотрудникам фирмы VEECO, NJ за помощь в изготовлении УФ образцов.

1. Nakamura S., Mukai T., Senoh M. *J. Appl. Phys.*, **76** (12), 8189 (1994).
2. Nakamura S., Mukai T., Senoh M. *Appl. Phys. Lett.*, **64** (13), 1687 (1994).
3. Nakamura S., Senoh M., Iwasa N., Nagahama S. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **34**, L797 (1995).
4. Nakamura S., Senoh M., Nagahama S., Iwasa N., Yamada T., Matsushita T., Kiyoku H., Sugimoto Y. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **35** (1B), Pt. 2, L 74 (1996).
5. Eliseev P.G., Osinski M., Li H., Akimova I.V. *Appl. Phys. Lett.*, **75** (24), 3838 (1999).
6. Pope I.A., Smowton P.M., Blood P., Thomson J.D., Kappers M.J., Humpreys C.J. *Appl. Phys. Lett.*, **82** (17), 2755 (2003).
7. Lee J., Eliseev P.G., Osinski M., Lee D.-S., Florescu D.I., Guo S., Pophristic M. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, **9** (5), 1239 (2003).
8. Amano H., Kito M., Hiramatsu K., Akasaki I. *J. Lumin.*, **48/49**, 666 (1991).
9. Dumin D.J., Pearson G.L. *J. Appl. Phys.*, **36** (11), 3418 (1965).
10. Wang J., Kim K.W., Littlejohn M.A. *Appl. Phys. Lett.*, **71** (6), 820 (1997).
11. Domen K., Soejima R., Kuramata A., Tanahashi T. *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.*, **3**, 2 (1998).
12. Shockley W. *Bell Syst. Techn. J.*, **35**, 1 (1956).
13. Kazarinov R.F., Pinto M.R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30** (1), 49 (1994).
14. Chitnis A., Kumar A., Shatalov M., Adivarahan V., Lunev A., Wang J.W., Simin G., Asif Khan M., Gaska R., Shur M. *Appl. Phys. Lett.*, **77** (23), 3800 (2000).
15. Franssen G., Litvin-Staszewska E., Piotrowski R., Suski T., Perlin P. *J. Appl. Phys.*, **94** (9), 6122 (2003).
16. Shah J.M., Li Y.-L., Gessmann T., Schubert E.F. *J. Appl. Phys.*, **94** (4), 2627 (2003).
17. Елисеев П.Г., Охотников О.Г., Пак Г.Т. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 3, 21 (1984).