

# Моделирование материального усиления квантоворазмерных слоев InGaAs, используемых в гетеролазерах, работающих в спектральной области 1.06 мкм

Д.В.Батрак, С.А.Богатова, А.В.Бородаенко, А.Е.Дракин, А.П.Богатов

*В рамках трехзонной модели для квантоворазмерного активного слоя InGaAs выполнен расчет спектрального контура оптического усиления и спектральной зависимости коэффициента, характеризующего изменение показателя преломления с изменением концентрации носителей. Путем сравнения расчета с экспериментом найдены значения используемых в расчете параметров, позволяющие выполнять численное моделирование материальных параметров активного слоя с хорошей точностью.*

**Ключевые слова:** полупроводниковые лазеры, квантовая яма, гетеролазер.

## 1. Введение

Современное состояние технологии изготовления гетероструктур на основе InGaAs/AlGaAs/GaAs-соединений для полупроводниковых лазеров, работающих в диапазоне 0.96–1.14 мкм, позволяет создавать приборы с хорошо воспроизводимыми параметрами, что свидетельствует о слабом влиянии неконтролируемых технологических несовершенств на их характеристики. В этом случае можно надеяться, что основные параметры таких приборов, например пороговый ток и его зависимость от температуры, эффективность лазерной генерации, длина волны излучения, полностью определяются конструкцией прибора и материальным составом слоев гетероструктур, на основе которых они изготовлены.

Таким образом, открываются новые возможности для моделирования излучательных характеристик данных лазеров на этапе их создания. Хорошо известно, что для полупроводниковых лазеров такое моделирование разделяется на две почти независимые задачи. Одна из них имеет электродинамическую направленность и в основном связана с решением уравнений Максвелла для конкретной конструкции резонатора. В качестве исходных данных эта задача использует  $\epsilon$  – комплексную диэлектрическую проницаемость слоев на оптических частотах, которая характеризует показатели преломления этих слоев и оптическое поглощение или оптическое усиление. В свою очередь, нахождение  $\epsilon$ , которая является материальным параметром среды, представляет вторую задачу для моделирования характеристик лазера. Нахождение реальной части диэлектрической проницаемости или показателя преломления слоев для  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  и  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  как функции состава  $x$  и частоты излучения не представляет больших трудностей, поскольку к на-

стоящему времени накоплен большой фактический материал (см., напр., [1, 2]), и существуют достаточно удобные аналитические аппроксимации этой величины, выполненные в работах [3] и [4].

Эти данные позволяют находить показатель преломления в требуемом спектральном диапазоне для заданных составов слоев структуры с точностью до требуемого знака, что практически исчерпывает поставленную задачу. Что же касается мнимой части  $\epsilon$  или значения усиления (поглощения) исследуемой структуры, которое будем называть материальным, то здесь дело обстоит не так хорошо. Если для пассивных слоев гетероструктуры эта величина, как правило, практически постоянна и определяется или потерями на рассеяние, или межзонным поглощением и поглощением на свободных носителях, то для активных слоев она является быстроменяющейся функцией частоты и концентрации носителей.

Несмотря на то что нахождению материального значения усиления посвящено огромное число теоретических и экспериментальных работ и этот материал вошел в книги и сборники (см., напр., [5], [6] и ссылки в них), тем не менее, полностью решенной эту задачу назвать трудно. Во-первых, как правило, все теоретические работы в своей основе содержат значительное число подгоночных параметров, таких как значение матричного элемента для дипольного перехода, форм-фактор для линии однородного уширения, значение эффективных масс для напряженных слоев многокомпонентных соединений, энергетические скачки на границах зон и т. д. Это, с одной стороны, облегчает возможности подгонки расчетных величин для соответствия с экспериментом, но, с другой стороны, создает значительные трудности при моделировании, когда, напротив, желательно максимально уменьшить число параметров, значения которых строго не заданы.

Во-вторых, сама физическая ситуация, характеризующая активный слой, может не вполне адекватно описываться используемыми для расчета моделями. Это относится к виду пространственного профиля краев запрещенной зоны, который подвержен деформации при изменении концентрации носителей из-за пространственного распределения заряда. Открытым остается вопрос

Д.В.Батрак, А.Е.Дракин, А.П.Богатов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: bogatov@sci.lebedev.ru  
С.А.Богатова, А.В.Бородаенко. Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, 141700 Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., 9

об условиях для полной электронной волновой функции на гетерогранице и т. д. Все это не исключает ситуации, в которой попытка выполнения сложных расчетов с включением таких механизмов, как смешение зонных состояний (band mixing), перенормировка ширины запрещенной зоны из-за кулоновского взаимодействия между свободными носителями или зависимость матричного элемента от энергии перехода и т. д., может выглядеть неоправданным превышением точности модели и, следовательно, давать основания говорить о ее неадекватности.

Дополнительное осложнение может внести разноречивость в литературе для используемых формул материального усиления; например, этому вопросу посвящена работа [7]. С точки зрения практики возникает вопрос об альтернативном подходе, использующем как можно более простую модель с минимальным количеством варьируемых параметров, которая, однако, с требуемой точностью аппроксимировала бы экспериментальные значения материального усиления исследуемой структуры. Примером такого подхода могут служить работы [8, 9]. В частности, в работе [8] получено полуэмпирическое соотношение для материального усиления квантоворазмерного слоя GaInAsP на длине волны 1.55 мкм для различных концентраций носителей и составов слоя. В работе [9] в рамках двухзонной модели найдены простые аналитические соотношения для материального усиления и добавки к показателю преломления как функции концентрации носителей и частоты излучения. Хотя результаты работы [9] можно отнести к любым квантоворазмерным слоям  $A^{III}B^V$ , они, тем не менее, применимы только для низких температур при условии, что  $k_B T$  много меньше энергетической разности между квазиуровнем Ферми и краем запрещенной зоны.

Настоящая работа была выполнена в рамках альтернативного подхода для квантоворазмерного слоя InGaAs, используемого в качестве активной среды при температурах вблизи 300 К. Расчеты материального усиления выполнены на основе упрощенной трехзонной модели активной среды.

## 2. Расчет усиления в квантоворазмерном активном слое (квантовой яме)

Ниже представлены основные соотношения для расчета спектра усиления и показателя преломления полупроводниковой квантовой ямы в рамках простой, хорошо известной трехзонной модели, а также их сравнение с экспериментальными данными. Зонная структура, использованная в расчетах, схематически изображена на рис.1. Для каждой из энергетических зон объемного полупроводникового материала (зоны проводимости, зон легких и тяжелых дырок) рассматривается только одна подзона, закон дисперсии для всех них предполагается параболическим и изотропным в плоскости квантовой ямы. Из-за так называемого эффекта обращения масс тяжелые дырки (hh) имеют меньшую эффективную массу в плоскости квантовой ямы, чем легкие дырки (lh), поэтому кривые зависимости энергии от волнового вектора (квазиимпульса) для тяжелых и легких дырок пересекаются при некотором значении волнового числа  $k$ . В нашей модели для простоты не рассматривается эффект смешения зон, который устраняет это пересечение.

В пренебрежении однородным и неоднородным уширением оптический спектр усиления, обусловленный пе-

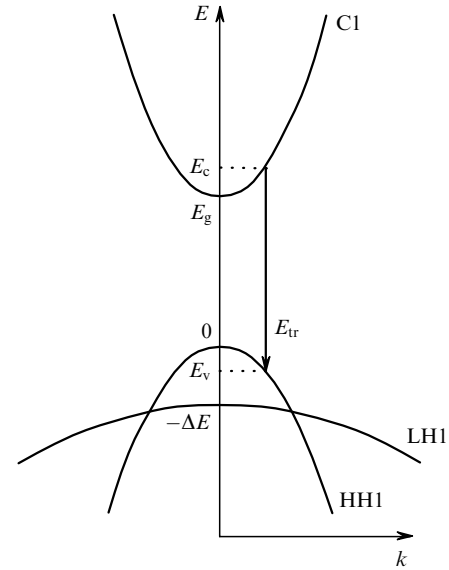


Рис.1. Подзоны квантовой ямы, рассматриваемые в модели:

C1 – первая подзона зоны проводимости; LH1, HH1 – первые подзоны зон легких и тяжелых дырок соответственно;  $E_c$ ,  $E_v$  – уровни энергии, между которыми происходит переход;  $E_{tr}$  – энергия перехода;  $E_g$  – ширина запрещенной зоны;  $\Delta E$  – расщепление зон легких и тяжелых дырок.

реходами электронов между заданными подзонами зоны проводимости и валентной зоны в квантовой яме, определяется формулой [7]

$$g_{cv}(E_{ph}) = \left( \frac{4\pi^2 e^2 \hbar}{n c m_0^2 E_{ph}} \right) |M_{cv}|^2 \rho_{red}(E_{tr}) [f_c(E_c) - f_v(E_v)], \quad (1)$$

где  $E_{ph}$  – энергия фотона;  $e$  и  $m_0$  – заряд и масса свободного электрона;  $n$  – показатель преломления;  $c$  – скорость света в вакууме;  $|M_{cv}|^2$  – матричный элемент перехода;  $\rho_{red}(E_{tr})$  – приведенная плотность состояний,

$$\rho_{red}(E_{tr}) = \frac{m_{red}}{2\pi\hbar^2 d} \theta(E_{tr} - E_g); \quad m_{red} = \frac{m_c m_v}{m_c + m_v}; \quad (2)$$

$E_{tr} = E_c - E_v$  – энергия перехода (в отсутствие уширения  $E_{tr} = E_{ph}$ );  $E_g = E_{c0} - E_{v0}$  – ширина запрещенной зоны;  $\theta(E)$  – тета-функция ( $\theta(E) \equiv 0$  при  $E < 0$ ,  $\theta(E) \equiv 1$  при  $E > 0$ );  $d$  – толщина квантовой ямы;  $f_{c,v}(E) = \{1 + \exp[(E - E_{F_c, F_v})/k_B T]\}^{-1}$  – распределения Ферми – Дирака для электронов в зоне проводимости и валентной зоне;  $E_c$  и  $E_v$  – энергии состояний, между которыми происходит переход,

$$E_c = E_{c0} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c}, \quad E_v = E_{v0} - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_v}; \quad (3)$$

$E_{c0}$ ,  $E_{v0}$  – энергии дна зоны проводимости и валентной зоны. Под массами электронов и дырок ( $m_c$  и  $m_v$ ) здесь и далее понимаются эффективные массы, соответствующие движению в плоскости квантовой ямы.

Мы предполагаем, что при переходе выполняется правило отбора по волновому вектору электрона. Исключая  $k$  из уравнений (3), получаем

$$E_c = E_{c0} + \frac{m_{red}}{m_c} (E_{tr} - E_g), \quad E_v = E_{v0} - \frac{m_{red}}{m_v} (E_{tr} - E_g). \quad (4)$$

Взаимодействие света с отдельной электрон-дырочной парой зависит от расположения вектора электрического поля по отношению к направлению волнового вектора электрона. В объемной среде все направления волнового вектора эквивалентны, и суммарное усиление не зависит от поляризации излучения. В случае квантовой ямы это не так [5]. Поляризационная зависимость усиления содержится в матричном элементе перехода, который можно записать в виде

$$|M_{cv}|^2 = P_{cv}|M_{avg}|^2, \quad (5)$$

где  $|M_{avg}|^2$  – матричный элемент перехода, усредненный по всем поляризациям;  $P_{cv}$  – поляризационный фактор (разный для переходов между различными подзонами). Мы будем пренебрегать зависимостью этих величин от энергии перехода и использовать их значения для границ соответствующих зон.

Поскольку мы рассматриваем две подзоны валентной зоны (НН и LH), наше выражение для усиления должно состоять из двух слагаемых вида (1): для переходов С-НН и С-LH. Также учтем однородное уширение, вызванное процессами внутризонной релаксации, путем свертки выражения (1) с контуром уширения  $L(\delta E)$ . Результирующее выражение для спектра усиления имеет вид

$$g(E_{ph}) = \left( \frac{2\pi e^2 |M_{avg}|^2}{\hbar c d m_0^2 E_{ph}} \right) \times \sum_{\sigma=\text{lh, hh}} P_{c\sigma} m_{red\sigma} \int_{E_{g\sigma}}^{\infty} dE_{tr} L(E_{ph} - E_{tr}) \left[ f_c \left( E_{c0} + \frac{m_{red\sigma}}{m_c} \right) \times (E_{tr} - E_{g\sigma}) \right] - f_v \left( E_{\sigma 0} - \frac{m_{red\sigma}}{m_{\sigma}} (E_{tr} - E_{g\sigma}) \right). \quad (6)$$

Здесь, в соответствии с рис.1,  $E_{c0} = E_g$ ,  $E_{hh0} = 0$ ,  $E_{lh0} = -\Delta E$ ,  $E_{g\text{hh}} \equiv E_{c0} - E_{hh0} = E_g$ ,  $E_{g\text{lh}} \equiv E_{c0} - E_{lh0} = E_g + \Delta E$ .

При определении изменения показателя преломления, вызванного носителями, мы будем учитывать два вклада

$$\Delta n(E_{ph}) = \Delta n_{tr}(E_{ph}) + \Delta n_{fc}(E_{ph}). \quad (7)$$

Первый из них,  $\Delta n_{tr}$ , связан с межзонными (С-НН и С-LH) переходами и может быть получен из выражения для усиления (6) с использованием соотношения Крамерса – Кронига:

$$\Delta n_{tr}(E_{ph}) = \frac{\hbar c}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{n(E) [g(E) - g(E)|_{N=0}] dE}{n(E_{ph}) (E_{ph} - E)E}, \quad (8)$$

где интеграл берется в смысле главного значения. В предположении, что  $\Delta n \ll n$  и что ширина спектра усиления значительно меньше, чем  $E_{ph}$ , мы можем переписать это соотношение в следующем виде:

$$\Delta n_{tr}(E_{ph}) = \frac{\hbar c}{2\pi E_{ph}} \int_0^{+\infty} \frac{[g(E) - g(E)|_{N=0}] dE}{(E_{ph} - E)}. \quad (9)$$

Окончательно, используя формулу (6) для усиления, получаем выражение для изменения показателя преломления в виде

$$\Delta n(E_{ph}) = \left( \frac{e^2 |M_{avg}|^2}{d m_0^2 E_{ph}^2} \right) \times \sum_{\sigma=\text{lh, hh}} P_{c\sigma} m_{red\sigma} \int_{E_{g\sigma}}^{\infty} dE_{tr} \tilde{L}(E_{ph} - E_{tr}) \left[ f_c \left( E_{c0} + \frac{m_{red\sigma}}{m_c} \right) \times (E_{tr} - E_{g\sigma}) \right] - f_v \left( E_{\sigma 0} - \frac{m_{red\sigma}}{m_{\sigma}} (E_{tr} - E_{g\sigma}) \right) + 1, \quad (10)$$

где

$$\tilde{L}(E) \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{L(E') dE'}{E - E'}.$$

Второй вклад,  $\Delta n_{fc}$ , – это так называемый вклад свободных носителей. Присутствие свободных носителей заряда с эффективной массой  $m^*$ , зарядом  $q$  и концентрацией  $N$  приводит к появлению добавки к диэлектрической проницаемости среды:

$$\Delta \varepsilon_{fc}(\omega) = -\frac{4\pi N q^2}{m^* \omega^2}. \quad (11)$$

В нашем случае имеются три типа носителей – электроны зоны проводимости, легкие и тяжелые дырки. Поэтому, снова предполагая, что  $\Delta n \ll n$ , можно записать, что

$$\Delta n_{fc}(E_{ph}) = -\frac{2\pi \hbar^2 e^2}{n E_{ph}^2} \left( \frac{N_c}{m_c} + \frac{N_{lh}}{m_{lh}} + \frac{N_{hh}}{m_{hh}} \right). \quad (12)$$

Квазиуровни Ферми  $E_{Fc}, E_{Fv}$  в зоне проводимости и валентной зоне связаны с концентрациями электронов и дырок в квантовой яме. Предполагая общую электронейтральность квантовой ямы (т. е. равенство упомянутых концентраций), эта связь для параболических зон может быть записана в следующей форме:

$$N = \frac{m_c k_B T}{\pi \hbar^2 d} \ln \left[ 1 + \exp \left( \frac{E_{Fc} - E_{c0}}{k_B T} \right) \right], \quad (13)$$

$$N = \sum_{\sigma=\text{lh, hh}} \frac{m_{\sigma} k_B T}{\pi \hbar^2 d} \ln \left[ 1 + \exp \left( -\frac{E_{Fv} - E_{\sigma 0}}{k_B T} \right) \right].$$

Уравнения (6) и (13) позволяют определить спектр усиления для заданной концентрации носителей в квантовой яме. К сожалению, концентрация носителей  $N$  не может быть прямо измерена в эксперименте, поэтому для сравнения результатов расчета с экспериментальными данными необходимо связать  $N$  с плотностью тока накачки  $J$ . При определении этой связи мы будем учитывать только излучательный механизм рекомбинации носителей, т. е. рекомбинацию путем спонтанного излучения. Модифицируя формулу, приведенную в [7], для нашей трехзонной модели, окончательно получаем

$$J = \left( \frac{2e^3 n |M_{avg}|^2}{\pi \hbar^4 c^3 m_0^2} \right) \times \sum_{\sigma=\text{lh, hh}} m_{red\sigma} \int_{E_{g\sigma}}^{\infty} dE_{tr} E_{tr} f_c \left( E_{c0} + \frac{m_{red\sigma}}{m_c} (E_{tr} - E_{g\sigma}) \right)$$

Табл.1. Характеристики слоёв гетероструктуры исследуемого лазера.

Слой	Материал	Толщина (нм)	Легирование (см <sup>-3</sup> )
Контактный	p-GaAs <sup>+</sup>	150	$2 \times 10^{19}$
Эмиттер	P-Al <sub>0,25</sub> Ga <sub>0,75</sub> As	1400	$10^{18}$
Волноводный	p-GaAs	400	$10^{17}$
Промежуточный	GaAs <sub>0,85</sub> P <sub>0,15</sub>	14	нелегированный
Активная область	InGaAs	8	нелегированный
Промежуточный	GaAs <sub>0,85</sub> P <sub>0,15</sub>	14	нелегированный
Волноводный	n-GaAs	350	$10^{17}$
Эмиттер	N-Al <sub>0,25</sub> Ga <sub>0,75</sub> As	1500	$10^{18}$
Буфер	n-GaAs	300	$2 \times 10^{18}$
Подложка	n-GaAs	-	-

$$\times \left[ 1 - f_v \left( E_{\sigma 0} - \frac{m_{\text{red}} \sigma}{m_{\sigma}} (E_{\text{tr}} - E_{\text{g}\sigma}) \right) \right]. \quad (14)$$

### 3. Сравнение расчета с экспериментом и обсуждение

Для нахождения численных параметров, используемых в соотношениях (1)–(14), были выполнены специальные измерения материального усиления и добавки к показателю преломления активного слоя. В этих измерениях использованы лазерные диоды с широкой активной областью. Образцы изготовлены в FBH (Ferdinand Braun Institute für Höchstfrequenztechnik, Berlin) на основе гетероструктуры, характеристики которой представлены в табл.1. Лазеры имели длину резонатора 2 мм, а поперечный размер  $W$  накачиваемой области (вдоль p-n-перехода) составлял 100 мкм. Последнее – весьма существенное обстоятельство для экспериментов такого рода, поскольку только в данных образцах можно считать, что оптический пучок распространяется целиком в однородной среде. Подавляющее большинство подобного рода измерений, сделанных ранее, выполнено с использованием образцов с узкой ( $W \leq 4$  мкм) активной областью, в которых поперечный профиль оптической волны захватывает участки с разными концентрациями инжектированных носителей. В таких образцах в результирующее модовое усиление вносят вклад пространственные участки с различными значениями материального усиления и спектральными зависимостями. Таким образом, измеренное в эксперименте модовое усиление представляет собой «свертку» по различным спектральным кривым, которые соответствуют разным пространственным областям. Выделить из таких данных материальное усиление, соответствующее одному значению концентрации носителей, довольно трудно.

Использование для этих целей образцов с широкой активной областью стало возможным, как уже отмечалось выше, за счет высокого уровня технологии, достигнутого к настоящему времени. В частности, возможно достижение высокой степени пространственной однородности (вдоль p-n-перехода) гетероструктуры, на основе которой изготовлены образцы для исследований.

В вертикальном направлении (перпендикулярно p-

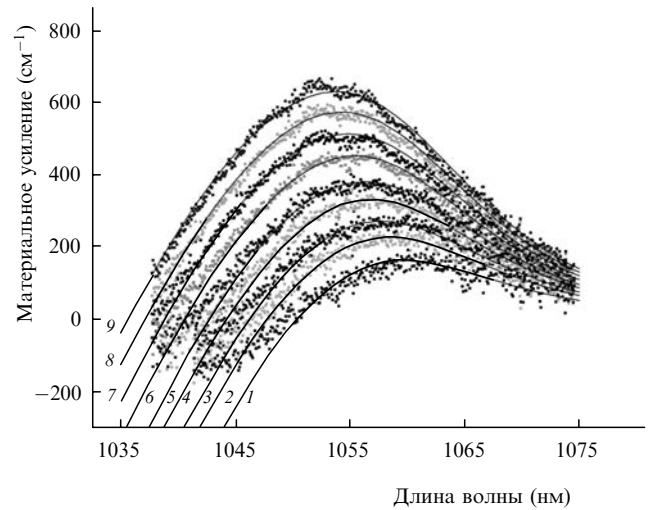


Рис.2. Сравнение экспериментальных и расчётных спектров усиления; экспериментальным данным (точки) соответствуют плотности тока накачки от 80 до 120 А/см<sup>2</sup> с шагом 5 А/см<sup>2</sup> (снизу вверх), для расчетных спектров (кривые)  $N = 1.11 \times 10^{18}$  (1),  $1.14 \times 10^{18}$  (2),  $1.16 \times 10^{18}$  (3),  $1.186 \times 10^{18}$  (4),  $1.207 \times 10^{18}$  (5),  $1.237 \times 10^{18}$  (6),  $1.262 \times 10^{18}$  (7),  $1.287 \times 10^{18}$  (8),  $1.31 \times 10^{18}$  см<sup>-3</sup> (9).

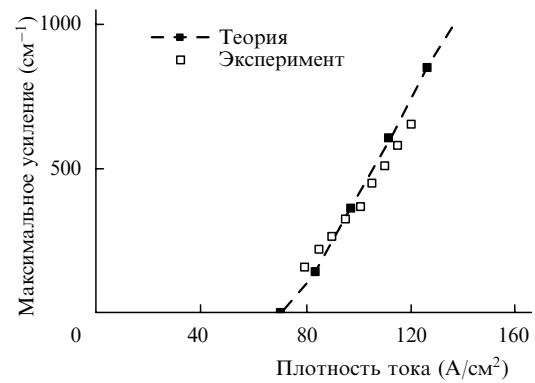


Рис.3. Теоретическая и экспериментальная зависимости максимума усиления от плотности тока накачки.

n-переходу) распределение поля строго постоянно. Поэтому переход от измеряемого модового усиления к материальному выполняется простым пересчетом с использованием фактора оптического ограничения, являющегося константой для данной структуры. Его значение рассчитывается исходя из решения волноводной задачи, а его точность проверяется по совпадению расчетного и измеряемого распределений интенсивности лазерного излучения в дальней зоне. Для рассматриваемой структуры фактор оптического ограничения оказался равным 0.0132. Измерения модового усиления выполнялись по модифицированной методике Хакки – Паоли, описанной нами в [10, 11].

Результаты сравнения расчета с экспериментом представлены на рис.2, 3. Полный набор параметров, использованных в расчете, а также их значения, при которых достигнуто наилучшее совпадение расчета и эксперимента, дан в табл.2. Эффективные массы в плоскости квантовой

Табл.2. Значения параметров, использованные в вычислениях.

Параметр	$E_g$ (эВ)	$\Delta E$ (мэВ)	$m_c$	$m_{hh}$	$m_{lh}$	$2 M_{\text{avg}} ^2/m_0$ (эВ)	$P_{c-hh}$	$P_{c-lh}$	$\Delta E_{1/2}$ (мэВ)	$n$	$T$ (К)	$d$ (нм)
Значение	1.169	20	$0.06 m_0$	$0.08 m_0$	$0.17 m_0$	16.7	1.5	0.5	25	3.45	300	8

ямы  $m_c$ ,  $m_{hh}$  и  $m_{lh}$  были вычислены с использованием данных по параметрам Люттингера и формул из [6]. Поляризационные факторы  $P_{c-hh}$  и  $P_{c-lh}$  соответствуют ТЕ-поляризации излучения. Значение для матричного элемента перехода близко к приведенному в [5]. Ширина запрещенной зоны  $E_g$ , расщепление подзон легких и тяжелых дырок  $\Delta E$  и ширина контура однородного уширения определялись из сопоставления теоретических кривых с экспериментальными. Контур однородного уширения  $L(\delta E)$  имеет форму секанса с шириной на полувысоте  $\Delta E_{1/2}$ .

Заметим, что совпадение расчетных и экспериментальных зависимостей для материального усиления является хорошим по форме спектральных кривых (рис.2) и удовлетворительным по величине дифференциального усиления (рис. 3). Расхождение расчетного значения для дифференциального усиления с экспериментальными данными находится на уровне 30%. Это вполне удовлетворительная ситуация для такого рода измерений и расчетов. Предпринятые нами ранее попытки расчета усиления в рамках еще более простой двухзонной модели не позволили получить такого результата, как в случае трехзонной модели. Вариация численных значений параметров в двухзонной модели не обеспечивала достаточно хорошего совпадения расчета и эксперимента. В этой связи можно констатировать, что трехзонная модель является, по-видимому, наиболее простой моделью, обеспечивающей возможность получения расчетных значений для комплексной диэлектрической проницаемости активного слоя, пригодных для численного моделирования характеристик вновь разрабатываемых инжекционных лазеров.

Анализируя данные рис.2, можно отчетливо заметить смещение спектрального максимума кривой в коротковолновую область с увеличением накачки. Это типичное поведение для активной полупроводниковой среды, обусловленное последовательным заполнением носителями (обычно электронами) нижних энергетических состояний при увеличении накачки. Часто при анализе спектрального контура усиления рассматривают эффект сужения ширины запрещенной зоны за счет кулоновского взаимодействия носителей. Он приводит к сдвигу максимума усиления в длинноволновую сторону при увеличении концентрации носителей и, следовательно, имеет противоположный знак по отношению к эффекту заполнения носителями нижних энергетических состояний. Расчет поправки к полной энергии частицы за счет кулоновского взаимодействия носителей в условиях, типичных для активной среды, крайне затруднителен, если он выполняется из «первых принципов». Действительно, с одной стороны, точность расчета должна быть достаточно высока, поскольку рассчитывается малая поправка. С другой стороны, для высокой точности необходим анализ в рамках многочастичной теории, для которой известно не так уж много решенных задач. Следствием этого является, по-видимому, существенное расхождение в результатах расчетов, выполненных разными авторами. На это было обращено внимание в работе [9], где описывались различные ( $\sim N$ ,  $\sim N^{1/2}$ ,  $\sim N^{1/3}$ ) зависимости поправки от концентрации носителей заряда  $N$ .

Результаты, полученные в настоящей работе (см. рис.2), свидетельствуют о том, что эффект кулоновского взаимодействия достаточно мал. В исследованном диапазоне накачки он качественно не влияет на поведение

спектров усиления. Среднее же значение сужения запрещенной зоны может быть учтено соответствующим изменением параметра модели  $E_g$  (см. табл.2).

Промежуточным результатом расчетов явилась зависимость плотности тока  $J$  от концентрации электронов  $N$ , определяемая равенствами (13), (14). Результат вычисления представлен на рис.4. Видно, что для концентраций  $N$  ниже  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  применимо приближение так называемой бимолекулярной рекомбинации, при которой плотность тока  $J$  квадратично зависит от  $N$ . Этот классический результат обусловлен низкой степенью вырождения носителей. При более высоких значениях концентрации вырождение носителей становится существенным, и для значений  $N$  выше  $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$  зависимость  $J(N)$  становится практически линейной. Из этой зависимости могут быть получены времена жизни носителей: среднее  $\tau_{\text{avg}}(N) = edN/J$  и дифференциальное  $\tau_{\text{diff}}(N) = ed(dN/dJ)$ , соответствующие кривые приведены на рис.5.

В данной работе мы полагаем, что квантовая яма электронейтральна. Наличие у квантовой ямы ненулевого заряда за счет различного уровня легирования p- и n-эмиттерных слоев гетероструктуры (такая возможность отмечалась в [12]), т.е. наличие избыточного количества носителей какого-либо типа, приведет, вследствие усиления степени вырождения, к уменьшению области нелинейности в зависимости  $J(N)$  (рис.4). В этом

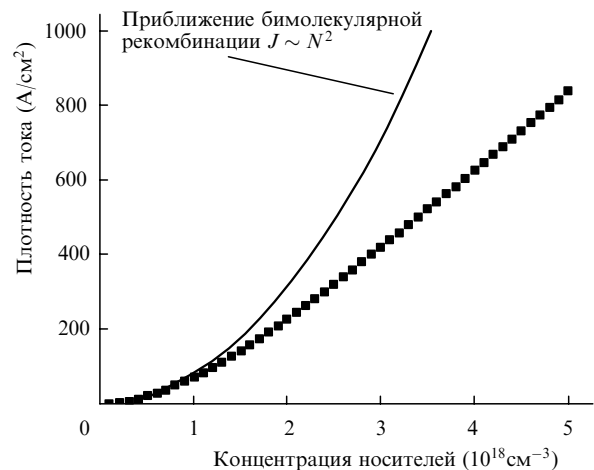


Рис.4. Расчётная зависимость плотности тока излучательной рекомбинации от концентрации носителей.

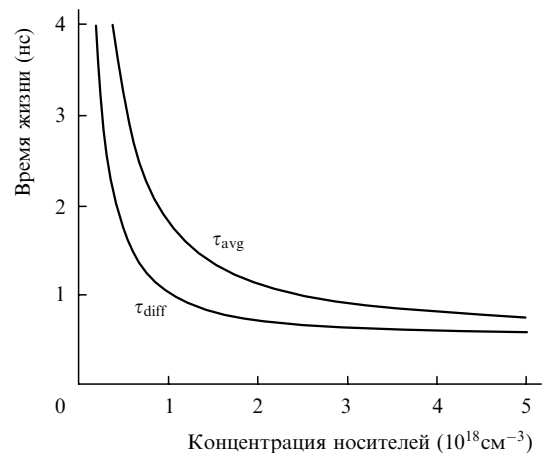


Рис.5. Расчётные зависимости среднего и дифференциального времени жизни носителей от их концентрации.

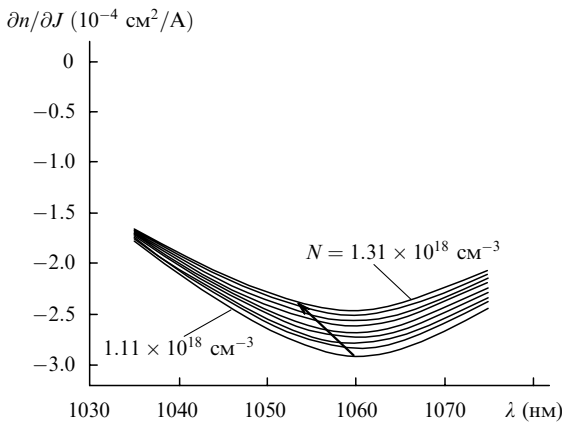


Рис. 6. Расчётное изменение показателя преломления, вызванное носителями; стрелкой показано смещение положения спектрального максимума усиления при соответствующем увеличении концентрации носителей; значения  $N$  те же, что и на рис. 2.

случае даже при малых плотностях тока накачки взаимосвязь между  $J$  и  $N$  может иметь линейный, а не квадратичный характер.

Также следует отметить, что для рассматриваемой квантовой ямы расстояние по энергии между первой и второй подзонами зоны тяжелых дырок имеет тот же порядок, что и величина  $\Delta E$ , поэтому, строго говоря, наряду с подзонами HH1 и LH1 следует рассматривать также вторую подзону зоны тяжелых дырок (HH2). Однако, поскольку оптические переходы C1–HH2 запрещены (интеграл перекрытия для огибающих функций равен нулю), подзона HH2 не дает вклада в усиление и в интенсивность спонтанной рекомбинации, она ведет себя как пассивный резервуар для дырок. Включение в модель этой подзоны практически не влияет на получаемые спектры усиления и зависимость  $g(J)$ , но ведет к увеличению времени жизни носителей примерно на 20%. Существует еще одно обстоятельство, которое не учитывается в данной работе и которое может повлиять на вид зависимости  $J(N)$ , – это переходы, стимулированные усиленным спонтанным излучением (суперлюминесценция). Однако они существенны, как правило, только вблизи порога генерации.

Найденные значения параметров позволяют также рассчитать изменение показателя преломления активного слоя при инжекции носителей согласно соотношениям (7)–(12). Для простоты сравнения с экспериментом удобнее рассматривать величину  $\frac{\partial n}{\partial J}$ . Рассчитанные спектральные зависимости  $\frac{\partial n}{\partial J}$  представлены на рис. 6.

Сравнение показало, что экспериментальное значение  $\frac{\partial n}{\partial J}$  на длине волны лазерной генерации превышает расчетное приблизительно в 1.5 раза. Это расхождение скорее всего связано с некоторым отличием расчетного спектра усиления от реального в спектральной области вне диапазона моделирования.

Возможность одновременного расчета величин  $\frac{\partial n}{\partial J}$  и  $\frac{\partial g}{\partial J}$  позволяет также найти  $\alpha$ -фактор амплитудно-фазовой связи (фактор Генри) согласно соотношению

$$\alpha = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{(\frac{\partial n}{\partial J})}{(\frac{\partial g}{\partial J})}. \quad (15)$$

Найденная таким образом спектральная зависимость  $\alpha$  показана на рис. 7. Эта зависимость демонстрирует ожидаемое поведение, а именно рост  $\alpha$ -фактора при увеличе-

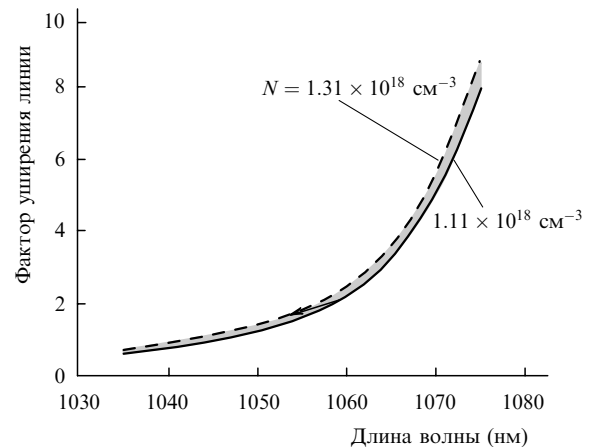


Рис. 7. Расчётный фактор уширения линии; стрелкой показано смещение положения спектрального максимума усиления при соответствующем увеличении концентрации носителей.

нии длины волны, который отмечался многими авторами (см., напр., [14]). Надо отметить, что точность расчета  $\alpha$  определяется, по-видимому, точностью вычисления  $\frac{\partial n}{\partial J}$ . Следовательно, реальные значения могут приблизительно на 50% превышать значения, представленные на рис. 7.

#### 4. Заключение

Результаты, полученные в настоящей работе, свидетельствуют о том, что предложенная трехзонная модель является, по-видимому, наиболее простой моделью, в рамках которой можно производить расчеты добавки к комплексной диэлектрической проницаемости квантоворазмерного активного слоя на основе InGaAs при инжекции в него избыточных носителей заряда. Конечно, для получения параметров, характеризующих активный слой, необходимы предварительные измерения, которые можно выполнить для какой-то одной гетероструктуры. Найдя таким образом набор параметров, можно проводить численное моделирование инжекционных лазеров самой разной конструкции. Единственным условием применимости такого подхода является использование активного слоя одного и того же состава, для которого найдены численные значения параметров. На первый взгляд может показаться, что такая процедура расчета малоэффективна, поскольку в ее основе, так или иначе, все равно должен лежать эксперимент. Однако следует заметить, что изменение конструкции лазера, изменение самой гетероструктуры, которая может содержать разное число пассивных слоев с различными составами и толщинами, могут приводить к изменению лазерных параметров более чем на порядок величины при одной и той же активной области. Как раз такие изменения характеристик лазера, например порогового тока, ватт-амперной характеристики, распределения интенсивности излучения в ближней и дальней зоне, можно с высокой точностью численно моделировать в рамках предложенного подхода.

Очевидно, что этот подход, основанный на использовании трехзонной модели и ограниченного числа числовых параметров, может быть перенесен и на активные полупроводниковые среды  $A^{III}B^V$  с другим составом. Такой подход дает возможность оптимизации параметров вновь разрабатываемых конструкций инжекционных

лазеров с минимальным количеством затрат на проведение трудоемких и дорогостоящих технологических экспериментов по изготовлению гетероструктур и лазеров на их основе.

Настоящая работа выполнена при частичной финансовой поддержке со стороны ФВН в рамках соглашения между ФИАНом и ФВН и при частичной финансовой поддержке Президиума РАН в рамках программ «Низкоразмерные квантовые структуры» и «Полупроводниковые лазеры».

Авторы выражают искреннюю благодарность сотрудникам ФВН за предоставление лазерных образцов для исследований и полезные обсуждения.

1. *Properties of Lattice-Matched and Strained Indium Gallium Arsenide, EMIS Datareviews Ser. No. 8* (London: INSPEC, 1990).
2. *Properties of Aluminum Gallium Arsenide, EMIS Datareviews Ser. No. 7* (London: INSPEC, 1990).
3. Adachi S.J. *Appl. Phys.*, **58**, R1 (1985).
4. Afromowitz M.A. *Solid State Commun.*, **15**, 59 (1974).
5. Corzine S.W., Yan R.-H., Coldren L.A., in *Quantum Well Lasers*. Ed. by P.S.Zory (San Diego: Acad. Press Inc., 1993).
6. Chow W.W., Koch S.W., Sargent M. *Semiconductor-Laser Physics* (New York: Springer-Verlag, 1994).
7. Yan R.-H., Corzine S.W., Coldren L.A., Suemune I. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, 213 (1990).
8. Ma T.A., Li Z.-M., Makino T., Wartak M.S. *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**, 29 (1995).
9. Balle S. *Phys. Rev. A*, **57**, 1304 (1998).
10. Богатов А.П., Болтасева А.Е., Дракин А.Е., Белкин М.А., Коряев В.П. *Квантовая электроника*, **30**, 315 (2000).
11. Богатов А.П., Болтасева А.Е., Дракин А.Е., Белкин М.А., Коряев В.П. *ФТП*, **34**, 1258 (2000).
12. Чельный А.А. *Частное сообщение* (2003).
13. Schönfelder A., Weisser S., Ralston J.D., Rosenzweig J. *IEEE Photon. Techn. Lett.*, **6**, 891 (1994).
14. Lui G., Jin X., Chuang S.L. *IEEE Photon. Techn. Lett.*, **13**, 430 (2001).