

©1994 г.

## РЕКОМБИНАЦИЯ В ОБЛАСТИ ГЕТЕРОПЕРЕХОДА

 $N-n$ -GaSb/GaInAsSbА.А.Андаспаева, А.Н.Именков, Н.М.Колчанова,  
А.А.Попов, Ю.П.Яковлев

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,  
194021, Санкт-Петербург, Россия  
(Получена 22 декабря 1993 г. Принята к печати 28 декабря 1993 г.)

Исследование электролюминесценции гетероструктур со смещенным гетеропереходом  $N$ -GaSb/ $n$ -GaInAsSb показало, что она вызвана конкуренцией межзонной объемной и интерфейсной рекомбинацией. Оптимальное соотношение между излучательным и безызлучательным каналами рекомбинации вблизи смещенного  $N-n$ -гетероперехода с узкозонной областью  $n$ -GaInAsSb достигается, когда величина разрыва зоны проводимости на нем не превышает  $\Delta E_c = 200$  мэВ. Введение промежуточного слоя позволяет увеличить внешний квантовый выход излучения по сравнению с квантовым выходом структур без промежуточного слоя.

## 1. Введение

Световодные гетероструктуры спектрального диапазона 1.7–2.5 мкм на основе твердых растворов GaInAsSb [1,2] вызывают в последнее время повышенный интерес. С одной стороны, он вызван перспективами приборного использования гетероструктур, излучающих в спектральной области обертонов и колебательных переходов молекул экологических загрязнителей, наркотических веществ [3], а с другой — проводимыми исследованиями [4–7] рекомбинационных процессов вблизи смещенного (тип IIa) гетероперехода GaSb/GaInAsSb. Отличительной чертой такого гетероперехода является наличие самосогласованных потенциальных ям, формирующихся по разные стороны от гетерограницы, которые приводят к появлению пространственно разделенных слоев носителей заряда противоположного знака [8]. Исследования, проведенные на гетероструктурах на основе  $p$ - $P$ ,  $n$ - $P$ -гетеропереходов с активной областью различного состава, показали значительный вклад излучательной рекомбинации носителей в области гетерограницы — интерфейсной рекомбинации [6], а также рекомбинации вследствие диагонального туннелирования [5]. Преобладающие каналы рекомбинации в таких гетероструктурах сложным образом зависят от величины разрыва зон, накачки и внешних

условий. Ранее нами также сообщалось об исследовании процессов безызлучательной оже-рекомбинации в ДГС лазерах на основе GaInAsSb [9], которое показало усиление безызлучательной рекомбинации вблизи гетерограниц [10]. О влиянии электронного ограничения на  $N-n$ -гетерогранице на величину перегрева активной области светодиодов на основе  $n$ -GaInAsSb сообщалось в работе [11]. Однако процессы рекомбинации в области смещенного гетероперехода  $N-n$ -GaSb/GaInAsSb подробно не исследовались.

Данная работа является продолжением начатых ранее исследований и посвящена изучению влияния рекомбинации вблизи гетерограницы  $N$ -GaSb/ $n$ -GaInAsSb на излучательные характеристики гетероструктур на основе активной области GaInAsSb.

## 2. Эксперимент

Исследовались 3 типа длинноволновых светодиодов (рис. 1) на основе твердого раствора  $Ga_{0.79}In_{0.21}As_{0.19}Sb_{0.81}$  ( $E_{g0} = 530$  мэВ). 1-й тип представлял собой одиночную гетероструктуру, в которой узкозонный слой  $n$ -GaInAsSb был заключен между подложкой  $N$ -GaSb ( $E_g = 726$  мэВ,  $T = 300$  К), легированной Те до концентрации носителей заряда  $3 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ , и широкозонным эмиттером  $P$ - $Ga_{0.66}Al_{0.34}As_{0.02}Sb_{0.98}$  ( $E_g = 1.27$  эВ), легированным германием до концентрации носителей  $5 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$ . 2-й и 3-й типы структуры создавались на основе той же самой активной области, но отличались от 1-го тем, что между подложкой GaSb и узкозонным слоем  $n$ -GaInAsSb вводился промежуточный, более широкозонный слой

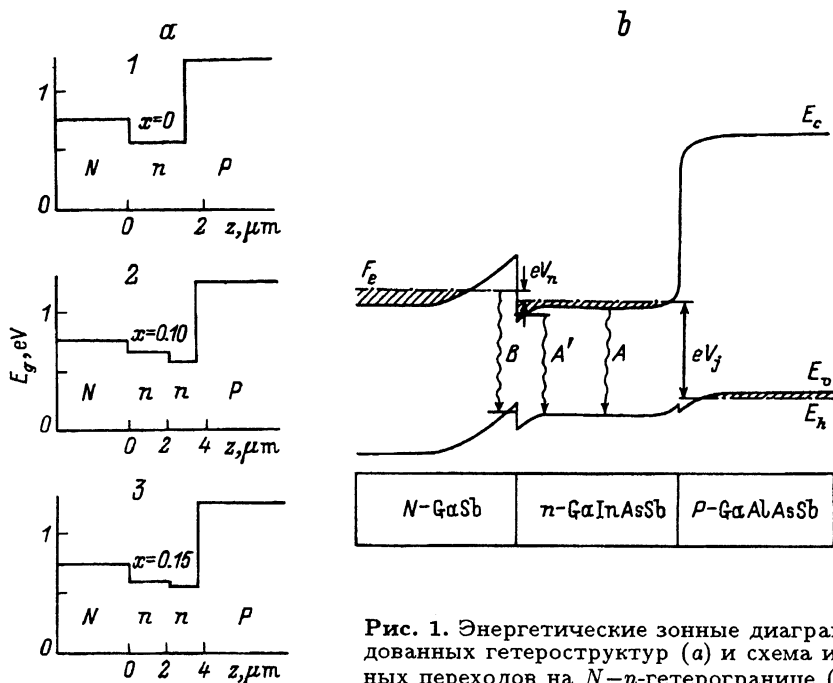


Рис. 1. Энергетические зонные диаграммы исследованных гетероструктур (а) и схема излучательных переходов на  $N-n$ -гетерогранице (б).

$n\text{-Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_x\text{Sb}_{1-y}$ , в котором содержание индия составляло  $x = 0.10$  и  $0.15$  соответственно. Толщина узкозонного слоя составляла  $1.5$  мкм, промежуточных слоев  $2.0$  мкм, эмиттерного слоя  $2.5$  мкм.

Относительное рассогласование параметров решетки подложки и слоев не превышало значения  $\Delta a/a = 10^{-3}$ . Активный и промежуточный слой структуры были легированы теллуром до концентрации электронов  $8 \cdot 10^{16} - 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

Из таких структур изготавливались меза-светодиоды (диаметром  $300$  мкм) с сеточным омическим контактом к подложке  $N\text{-GaSb}$  ( $\text{Au}+3\%$   $\text{Te}$ ) и точечным (диаметром  $40$  мкм) омическим контактом к  $P\text{-GaAlAsSb}$  ( $\text{Au}+5\%$   $\text{Ge}$ ). Площадь  $p$ - $n$ -перехода составляла  $3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$ .

Исследовались спектры, интенсивность и внешний квантовый выход электролюминесценции, а также время жизни неосновных носителей заряда в зависимости от величины инжекционного тока и температуры. Время жизни принималось равным постоянной времени спада излучения при выключении тока [5]. Измерения проводились в интервале температур  $77\text{--}300 \text{ K}$  при токах  $0.003\text{--}3 \text{ A}$  при постоянном и импульсном режимах накачки.

### 3. Полученные результаты

Спектры излучательной рекомбинации 3 типов структур (рис. 2) имеют общие черты. В спектрах излучения при комнатной и азотной температурах присутствовали две полосы — длинноволновая полоса  $A$  с энергией максимума  $\hbar\nu_m^A$ , близкой к ширине запрещенной зоны  $E_{g0}$  узкозонного слоя (рис. 2,а), и коротковолновая полоса  $B$  с энергией максимума  $\hbar\nu_m^B$ , большей  $E_{g0}$  на  $30\text{--}150 \text{ мэВ}$  (рис. 2,б). Спектр излучения зависел от величины протекающего тока. Максимум полос

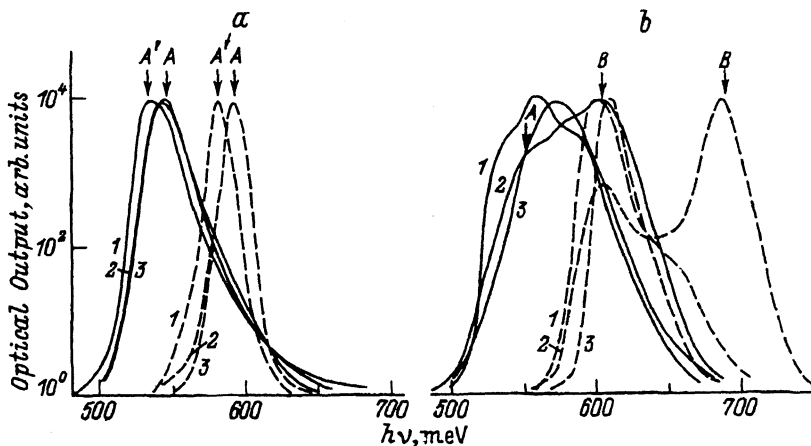


Рис. 2. Спектры излучательной рекомбинации гетероструктур при различных температурах (сплошные кривые —  $300 \text{ K}$ , штриховые —  $77 \text{ K}$ ), различных токах накачки ( $a - I = 3 \text{ mA}$  и  $b - I = 1 \text{ A}$ ) и величинах разрыва зоны проводимости на  $N$ - $n\text{-GaSb/GaInAsSb}$ -границе с активной областью:

1 —  $x = 0$  (величина разрыва зоны проводимости 100%), 2 —  $x = 0.10$  (54%), 3 —  $x = 0.15$  (27%).

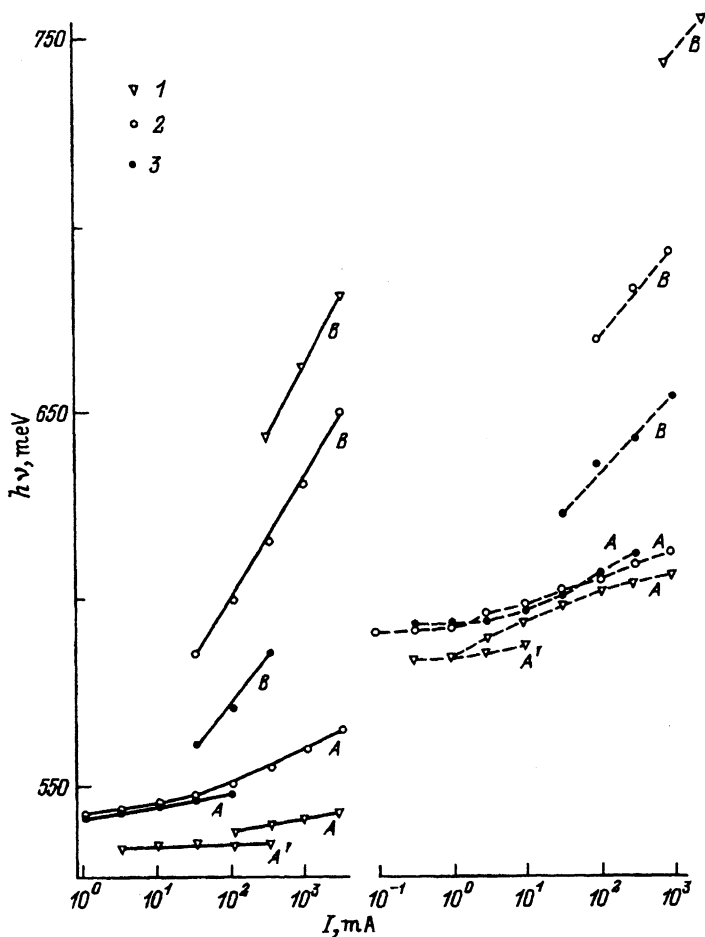


Рис. 3. Токвые зависимости энергии максимума  $h\nu_m$  (полосы A и B) для гетероструктур 3 типов: 1, 2 и 3; сплошные кривые —  $T = 300\text{ K}$ , штриховые —  $T = 77\text{ K}$ .

излучательной рекомбинации смещался в коротковолновую область с увеличением тока (рис. 3).

При комнатной температуре полоса A имеет  $h\nu_m^A$ , всегда большую, чем  $E_{g0}$ . До  $I = 3\text{ mA}$   $h\nu_{m1} - E_g = 20\text{ мэВ}$  (рис. 3), а затем с увеличением тока (до  $I = 3\text{ A}$ )  $h\nu_m^A$  смещается в коротковолновую область (на 20 мэВ). При  $x = 0$  в интервале  $I = 30\text{--}300\text{ mA}$  при комнатной температуре и  $I = 3\text{--}10\text{ mA}$  при  $T = 77\text{ K}$  полоса A состоит из двух полос, разрешить которые достаточно трудно. Поведение этих полос в зависимости от тока неодинаково (рис. 3). При малых значениях тока преобладает более длинноволновая полоса A' с энергией максимума, слабо увеличивающейся с ростом тока, а при больших токах — более коротковолновая полоса A с энергией максимума, сильнее увеличивающейся с током. При температуре жидкого азота и малых токах ( $I < 3\text{ mA}$ ) преобладает составляющая A'.

Характерной особенностью спектров излучательной рекомбинации носителей в структурах 2-го и 3-го типов является то, что при комнатной температуре длинноволновый склон полосы спектра излучения в диапазоне от 0.001 до 1 А остается неизменным. При  $T = 77$  К длинноволновый склон сдвигается в сторону низких энергий при уменьшении тока до  $I < 10$  мА и в дальнейшем не изменяется с увеличением тока. В структурах 1-го типа этот сдвиг происходит и при комнатной температуре. Возможно, так проявляется полоса  $A'$ .

В структурах всех 3 типов только при больших токах ( $I > 0.03$ –1 А) появляется полоса  $B$ . Энергия максимума полосы  $h\nu_m^B$  (рис. 3) сильно увеличивается с ростом тока, приближаясь при  $I = 1$  А к  $E_g^{\text{GaSb}}$  (для 1-го типа структур), либо к  $E_g$  промежуточного слоя (для 2-го и 3-го типов структур). Минимальное значение тока, при котором появляется полоса  $B$ , уменьшается с величиной гетеробарьеров на  $N$ - $n$ -границе с активной областью.

Зависимости интенсивности излучения от тока подобны для 3 типов структур (рис. 4). При  $T = 77$  К во всем интервале токов интенсивность излучения сверхлинейно зависит от тока  $\Phi \sim I^n$ , где  $n = 3$ –4 в интервале токов  $I = 1$ –3 мА,  $n = 2$  в интервале  $I = 3$ –10 мА,  $n = 1.2$ –1.4 в интервале  $I = 0.03$ –1 А и  $n = 1$  при  $I > 1$  А. Таким образом, с увеличением тока в интервале 0.003–3 А показатель  $n$  изменяется от 2 до 1 и квантовый выход излучения увеличивается. При комнатной температуре квантовый выход излучения увеличивается с возрастанием тока до  $I = 100$  мА, а затем уменьшается в интервале токов 0.1–3 А. При этом  $n = 2$  в интервале  $I = 3$ –10 мА,  $n = 1$  в интервале  $I = 10$ –100 мА и  $n = 0.65$ –0.7 в интервале  $I = 0.1$ –1.5 А и  $n = 0.5$ –0.6 при  $I > 1.5$  А.

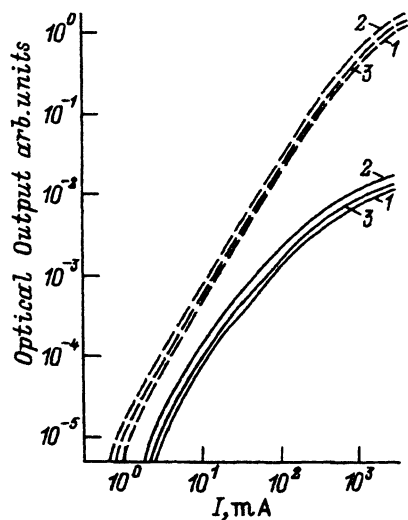


Рис. 4. Токосые зависимости выходной оптической мощности для гетероструктур 3 типов: 1, 2 и 3 при  $T = 77$  К (штриховые линии) и  $T = 300$  К (сплошные линии).

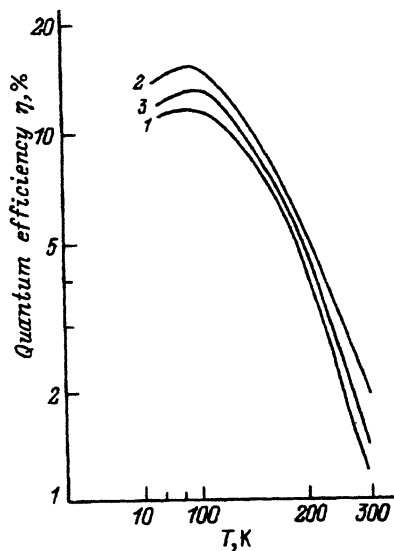


Рис. 5. Температурные зависимости внешнего квантового выхода излучения для гетероструктур 3 типов: 1, 2 и 3.

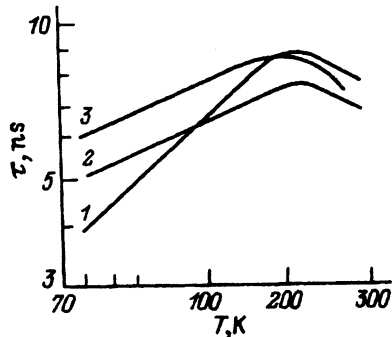


Рис. 6. Температурные зависимости времени жизни носителей заряда для гетероструктур 3 типов.

Интенсивность излучения зависит от типа гетероструктуры и усиливается в структурах с промежуточным слоем.

Температурная зависимость квантового выхода излучения при фиксированном токе ( $I = 100$  мА) в импульсном режиме представлена на рис. 5. В структурах всех типов при увеличении температуры квантовый выход излучения сначала незначительно увеличивается в диапазоне температур  $T = 77-110$  К на 5–10%, а затем начинает резко уменьшаться. Вблизи комнатной температуры квантовый выход пропорционален температуре в степени  $-3/2$ . Характерно, что наименьший квантовый выход наблюдается у структур без промежуточного слоя, а наибольший — с промежуточным слоем  $x = 0.10$  ( $\Delta E_c = 0.17$  эВ).

Температурная зависимость времени жизни неосновных носителей тока (рис. 6) в интервале 77–220 К имеет максимум. В структурах с промежуточным слоем время жизни несколько больше (10–15%), чем в структурах без промежуточного слоя. Следует заметить, что температурная зависимость времени жизни для структур с промежуточным слоем более пологая, чем для структур без промежуточного слоя.

#### 4. Обсуждение результатов

Проанализируем влияние величины разрывов зон на  $N-n$ -гетерогранице с узкозонной областью на эффективность излучательной рекомбинации. Твердый раствор  $\text{GaIn}_{0.21}\text{As}_{0.19}\text{Sb}$  образует с подложкой  $N\text{-GaSb}$  смещенный (тип IIa) гетеропереход, разрывы зон проводимости  $\Delta E_c$  и валентной зоны  $\Delta E_v$ , которого составляют 370 и 170 мэВ [12] соответственно. Нарастивание промежуточного слоя  $\text{GaIn}_x\text{AsSb}$  с  $x = 0.10$  ( $E_g^{300\text{K}} = 630$  мэВ) делит барьеры на  $N-n$ -границе в соотношении  $\Delta E_{c1}/\Delta E_{c2} = 170/200$  мэВ (54% первоначального значения  $\Delta E_c/E_g$ ) [12]. Нарастивание промежуточного слоя с  $x = 0.15$  ( $E_g^{300\text{K}} = 570$  мэВ) делает соотношение барьеров на  $N-n$ -границе равным  $\Delta E_{c1}/E_{c2} = 27/100$  мэВ (27% первоначального значения  $\Delta E_c/E_g$ ) [12].

Рассмотрим природу рекомбинации носителей заряда при комнатной температуре. Сопоставление экспериментально полученного спектра излучения с рассчитанным теоретически для объемной межзонной рекомбинации показало удовлетворительное соответствие для структур 2-го и 3-го типов (рис. 2, 3). В структуре 1-го типа это соответствие сохраняется только при токах  $I > 100$  мА (когда мала составляющая

А'). Сдвиг энергии максимума с ростом тока (рис. 4) связан с увеличением концентрации неравновесных носителей заряда. Это свидетельствует о преобладании объемной рекомбинации в структурах типа II и III. Характерный длинноволновый спад спектра люминесценции гетероструктур 1-го типа при малых токах свидетельствует о преобладании излучательной рекомбинации электронов и дырок вблизи  $N-n$ -гетероперехода [5,7]. Поскольку в наблюдаемом диапазоне токов ( $I < 10$  мА) напряжение на  $N-n$ -переходе меньше контактной разности потенциалов, излучательная рекомбинация имеет интерфейсную природу.

Природа коротковолновой полосы  $B$ , появляющейся при больших уровнях инжекции, уже рассматривалась ранее на  $n-P$ -гетерогранице [6]. В нашем случае она вызвана диагональным туннелированием неравновесных дырок через  $N-n$ -переход в подложку (структуры типа I) либо промежуточный слой (структуры типа II и III).

Характер токовой зависимости интенсивности излучения всех светодиодов в интервале токов  $I = 0.01-1$  А соответствует конкуренции излучательной межзонной и безызлучательной ударной рекомбинации. Смена линейной зависимости, когда  $\Phi \sim I^n$  ( $n = 1$ ), на степенную  $n = 2/3$  происходит при большом уровне инжекции. (Действительно, при высоком уровне инжекции наблюдается низкий квантовый выход и преобладает ударная рекомбинация. Интенсивность излучения пропорциональна концентрации носителей заряда в квадрате  $\Phi \sim n^2$ , а ток пропорционален  $n^3$ , т.е. интенсивность излучения пропорциональна  $\Phi \sim T^{2/3}$ ).

Рассмотрим процессы рекомбинации, идущие при азотной температуре. Форма полосы  $A$  близка к рассчитанной межзонной только при токе  $I > 10$  мА. При  $I < 3$  мА энергия максимума этой полосы меньше  $E_{g0}$ , а форма полосы близка к гауссовской. Низкоэнергетичный склон смещается в сторону малых энергий с уменьшением тока. Это позволяет предположить, что полоса имеет интерфейсную природу при малых токах ( $I < 3$  мА), когда появляется составляющая  $A'$  и переходит в объемную межзонную с увеличением тока в интервале 3-10 мА.

Появление полосы  $B$  при больших токах при  $T = 77$  К также обусловлено диагональным туннелированием в широкозонный материал на  $N-n$ -гетерогранице, как это имеет место при комнатной температуре. Сверхлинейная токовая зависимость внешнего квантового выхода в области малых токов  $I < 3$  мА обусловлена рекомбинацией носителей заряда через квантовые ямы [7]. С ростом тока рекомбинация в области гетероперехода становится практически незначительной на фоне межзонной рекомбинации. Вклад безызлучательной интерфейсной оже-рекомбинации [10] остается значительным при больших токах, но ее относительный вклад уменьшается. Рост квантового выхода с увеличением тока ослабевает из-за появления полосы, соответствующей диагональному туннелированию [6], которая сопровождается сильным безызлучательным процессом, имеющим интерфейсную природу.

Обратимся к температурным зависимостям параметров рекомбинации. Особенности температурной зависимости квантового выхода подтверждают большое влияние интерфейсной излучательной рекомбинации. Это проявляется в виде возрастания квантового выхода из-

лучения в структурах с промежуточными слоями (рис. 5). Наличие рекомбинации вблизи интерфейса приводит к росту квантового выхода излучения с увеличением температуры в интервале 77–110 К. Падение квантового выхода излучения с ростом температуры (пропорционально  $T^{-3}$ ) (рис. 5) обусловлено возникновением сильной объемной оже-рекомбинации [9]. Введение промежуточного слоя приводит к уменьшению глубины потенциальных ям, образуемых на гетерогранице и, как следствие, к уменьшению роли излучательной и безызлучательной интерфейсной рекомбинации. Диагональное туннелирование при больших уровнях возбуждения сопровождается значительной безызлучательной оже-рекомбинацией при токах  $I > 1$  А и не может дать 100% квантовый выход излучения.

Зависимость времени жизни неосновных носителей заряда от типа структуры подтверждает влияние интерфейсной рекомбинации на  $N-n$ -гетерогранице. С введением в структуры промежуточного слоя и уменьшением величины гетероскачка время жизни возрастает, хотя остается меньшим времени жизни носителей при объемной рекомбинации.

## 5. Заключение

Таким образом, исследование спонтанной электролюминесценции позволяет говорить о влиянии величины разрывов зон на  $N-n$ -гетеропереходе с узкозонной активной областью на каналы излучательной рекомбинации носителей заряда в одиночных гетероструктурах на основе  $n\text{-GaIn}_{0,21}\text{As}_{0,19}\text{Sb}$ . Электролюминесценция гетероструктур со смещенным гетеропереходом  $N\text{-GaSb}/n\text{-GaInAsSb}$  вызвана конкуренцией межзонной объемной и интерфейсной рекомбинаций.

При комнатной температуре межзонная объемная излучательная рекомбинация преобладает в структурах типа II (разрыв зоны проводимости 54%) и типа III (27%) во всем диапазоне токов и в структурах 1-го типа (100%) — при значениях тока  $I > 100$  мА. При азотной температуре интерфейсная рекомбинация преобладает во всех типах структур до значений тока 10 мА, а межзонная объемная — при больших значениях тока. Во всем диапазоне исследованных температур при больших плотностях тока ( $T > 0.1\text{--}1$  А) в спектре излучения появляется полоса  $B$ , обусловленная диагональным туннелированием в широкозонный материал на  $N-n$ -гетерогранице.

Рекомбинация в области смещенного гетероперехода усиливается с ростом величины гетеробарьеров и понижением температуры. Увеличение уровня накачки приводит к диагональному туннелированию через  $N-n$ -гетерограницу, которому сопутствует значительный безызлучательный процесс. Снижение величины разрывов зон проводимости и вальентной зоны на  $N-n$ -гетерогранице приводит к диагональному туннелированию при меньших токах накачки. Оптимальное соотношение между излучательным и безызлучательным каналами рекомбинации вблизи смещенного  $N-n$ -гетероперехода с узкозонной областью  $n\text{-GaInAsSb}$  достигается, когда величина разрыва зоны проводимости на нем не превышает  $\Delta E_c = 200$  мэВ. Введение промежуточного слоя позволяет увеличить (в 1.5–2 раза) внешний квантовый выход излучения по сравнению с квантовым выходом структур без промежуточного слоя.



## Список литературы

- [1] А.А. Андаспаева, А.Н. Баранов, А.А. Гусейнов и др. Письма в ЖТФ, **14**, 845 (1988).
- [2] А.А. Андаспаева, А.Н. Баранов, А.А. Гусейнов и др. Письма в ЖТФ, **15**, 71 (1989).
- [3] A.N. Baranov, A.N. Imenkov, M.P. Mikhailova, Yu.P. Yakovlev. Proc. SPIE, **1724**, 78 (1992).
- [4] А.Н. Баранов, А.А. Гусейнов, А.А. Рогачев и др. Письма в ЖЭТФ, **48**, 342 (1988).
- [5] А.А. Андаспаева, А.Н. Баранов, Е.А. Гребенщикова и др. ФТП, **23**, 1373 (1989).
- [6] А.Н. Титков, В.Н. Чебан, А.Н. Баранов и др. ФТП, **24**, 1056.
- [7] А.А. Андаспаева, А.Н. Баранов, А.А. Гусейнов и др. ФТП, **24**, 1708 (1990).
- [8] И.А. Андреев, А.Н. Баранов, М.А. Мирсагатов и др. Письма в ЖТФ, **14**, 389 (1988).
- [9] А.А. Андаспаева, А.Н. Баранов, Б.Л. Гельмонт и др. ФТП, **25**, 394 (1991).
- [10] Г.Г. Зегря, В.А. Харченко. ЖЭТФ, **100**, 432 (1992).
- [11] Н.М. Колчанова, А.А. Попов, А.Б. Богословская, Г.А. Сукач. Письма в ЖТФ, **19**, 61 (1993).
- [12] M. Nakao, S. Yashida, S. Gonda. Sol. St. Commun., **49**, 663 (1984).

Редактор В.В. Чалдышев

---