

06.3;07

©1993

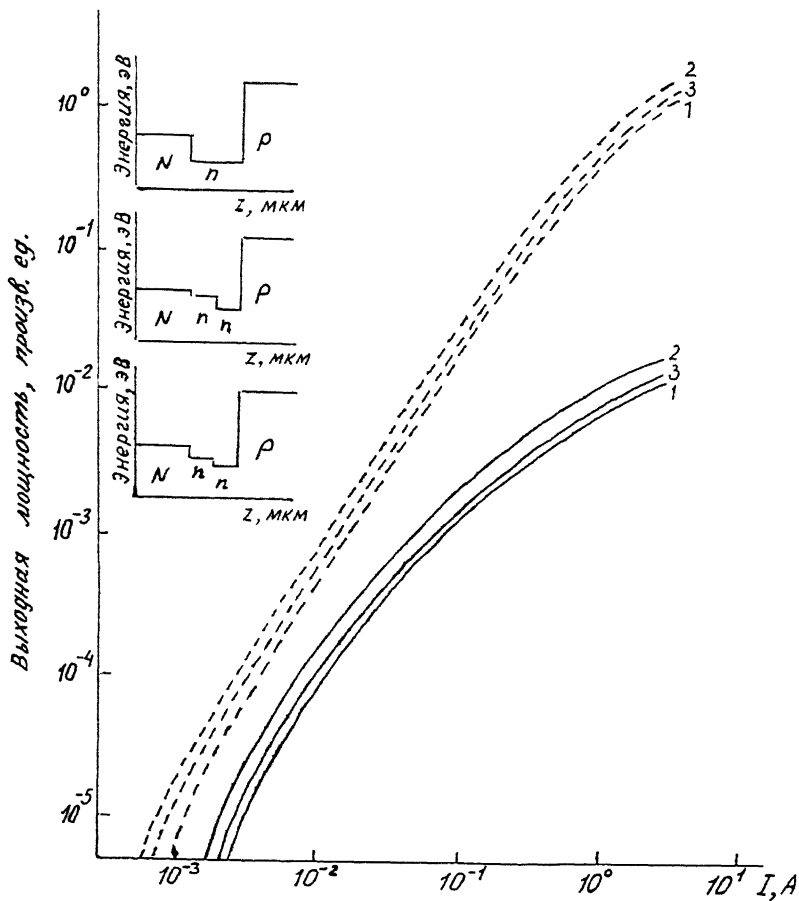
## ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ В СВЕТОДИОДАХ С ГЕТЕРОПЕРЕХОДОМ N-GaSb/n-GaInAsSb

*А.А.Андаспаева, А.Н.Именков,  
Н.М.Колчанова, А.А.Попов, Ю.П.Яковлев*

1. Светодиодные гетероструктуры спектрального диапазона 1.7–2.5 мкм на основе твердых растворов GaInAsSb [1] вызывают в последнее время повышенный интерес. С одной стороны, он вызван перспективами приборного использования светодиодов, излучающих в спектральной области обертонов и колебательных переходов молекул экологических загрязнителей [2]. С другой, интерес к исследованиям [3–5] процессов рекомбинации в области гетероперехода II типа N-GaSb/n-GaInAsSb.

Данная работа является продолжением начатых ранее исследований и посвящена изучению влияния величины разрывов зон на гетеропереходе II типа N-GaSb/n-GaInAsSb на эффективность излучательной рекомбинации в светодиодах на основе n-GaInAsSb.

2. Исследовались три типа одиночных гетероструктур (см. вставку на рис. 1) на основе твердого раствора  $\text{Ga}_{0.79}\text{In}_{0.21}\text{As}_{0.19}\text{Sb}_{0.81}$  ( $E_{go} = 530$  мэВ,  $T = 300$  К). В первом типе узкозонный слой n-GaInAsSb был заключен между подложкой N-GaSb:Te ( $E_g = 726$  мэВ,  $n = 3 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>) и широкозонным эмиттером P-Ga<sub>0.66</sub>Al<sub>0.34</sub>As<sub>0.02</sub>Sb<sub>0.98</sub>:Ge ( $E_g = 1.27$  эВ,  $p = 5 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>). Второй и третий типы структуры отличались от первого тем, что между подложкой N-GaSb и узкозонным слоем n-GaInAsSb вводился промежуточный слой более широкозонного состава n-Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>As<sub>y</sub>Sb<sub>1-y</sub>, в котором содержание индия составляло  $x = 0.10$  и  $0.15$  соответственно. Активный и промежуточный слой структуры были легированы теллуром до концентрации электронов  $8 \cdot 10^{16} - 1 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Толщина узкозонного слоя составляла 1.5, промежуточного 2.0, эмиттерного — 2.5 мкм. Величина рассогласования параметров решетки подложки и слоев не превышала значения  $\Delta a/a = 5 \cdot 10^{-4}$ . Из таких структур изготавливались мезасветодиоды (диаметр 300 мкм) с сеточным омическим контактом к подложке N-GaSb(Au+3%Te) и точечным (диаметр



**Рис. 1.** Токовые зависимости выходной оптической мощности светодиодов трех типов при  $T = 77$  и  $300$  К. На вставке приведены энергетические зонные диаграммы исследованных гетероструктур с различной величиной  $N$ -GaSb/ $n$ -GaInAsSb гетеробарьеров на границе с активной областью: 1 — 100%, 2 — 54%, 3 — 27% от первоначальной величины.

40 мкм) к  $P$ -GaAlAsSb (Au+5% Ge). Площадь  $p$ - $n$  перехода составляла  $3 \cdot 10^{-3}$  см $^{-2}$ .

Исследовались выходная оптическая мощность, внешний квантовый выход электролюминесценции и время жизни неосновных носителей заряда в зависимости от величины инжекционного тока (в диапазоне 0.003–3 А) и температуры (77–300 К). Время жизни принималось равным постоянной времени спада излучения при выключении тока.

3. Рассмотрим полученные экспериментальные результаты. Токовые зависимости оптической мощности от тока

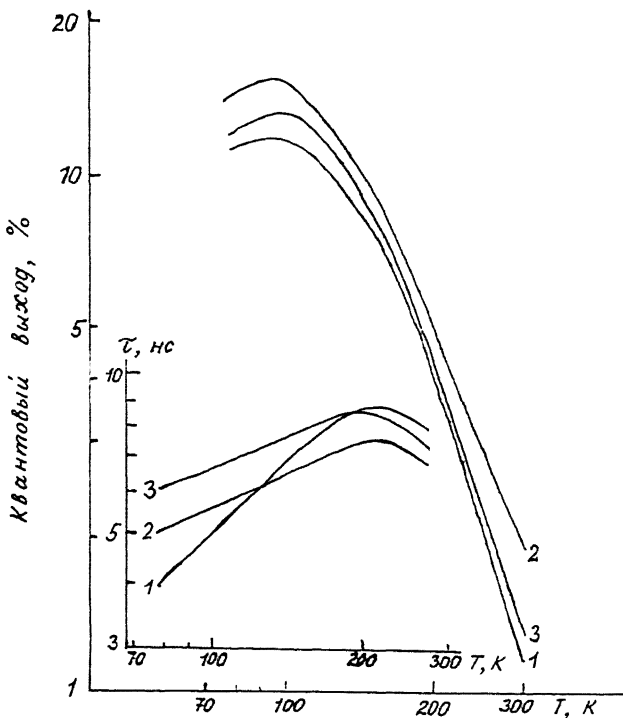


Рис. 2. Температурная зависимость эффективности излучательной рекомбинации  $\eta$  и времени жизни неосновных носителей заряда  $\tau$  при значении тока накачки  $I = 100$  Ма.

подобны для трех типов структур (рис. 1). При криогенной температуре ( $T = 77$  К) во всем интервале токов оптическая мощность растет и сверхлинейно зависит от тока  $\Phi \sim I^n$ :  $n = 3 - 4$  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. Квантовый выход с увеличением тока в интервале  $0.003 - 3$  А увеличивается. При комнатной температуре токовая зависимость оптической мощности имеет степенную зависимость с  $n = 2$  в интервале  $I = 3 - 10$  мА,  $n = 1$  в интервале  $I = 10 - 100$  мА,  $n = 0.65 - 0.7$  в интервале  $I = 0.1 - 1.5$  А и  $n = 0.5 - 0.6$  при  $I > 1.5$  А. Квантовый выход увеличивается с возрастанием тока до  $I = 100$  Ма, а затем уменьшается в диапазоне токов  $I = 0.1 - 3$  А. Во всем диапазоне токов накачки и температуры наибольшую оптическую мощность имели структуры типа 2, наименьшую — типа 1.

Температурная зависимость квантового выхода при фиксированном токе ( $I = 100$  мА) в импульсном режиме представлена на рис. 2. Квантовый выход в структурах всех

типов сначала незначительно увеличивается на 5–10% при увеличении температуры в диапазоне  $T = 77 - 110$  К, а затем начинает резко уменьшаться. Вблизи комнатной температуры квантовый выход уменьшается пропорционально температуре в степени  $3/2$ . Характерно, что наименьший квантовый выход наблюдается у структур без промежуточного слоя (тип 1), а наибольший — с промежуточным слоем  $x = 0.10$  (тип 2).

Температурная зависимость времени жизни неосновных носителей тока (вставка на рис. 2) имеет максимум при  $T = 220$  К. Следует заметить, что температурная зависимость времени жизни для структур с промежуточным слоем более пологая, чем для структуры без промежуточного слоя. Температура, при которой время жизни максимально, зависит от типа гетероструктуры. Время жизни становится одинаковым: для структур типа 1 и типа 2 — при  $T = 130$  К; для структур типа 1 и типа 3 — при  $T = 190$  К. При комнатной температуре в структурах с промежуточным слоем время жизни больше на 10–15%, чем в структурах без промежуточного слоя.

4. Проанализируем полученные результаты. Излучательные характеристики исследованных светодиодов имеют общие черты, которые следует связать с рекомбинацией в объеме активной области, подобной для гетероструктур трех типов. При комнатной температуре и большом уровне инжекции происходит смена линейной зависимости оптической мощности  $\Phi \sim I^n$ ,  $n = 1$  на степенную  $n = 2/3$ . Поэтому характер токовой зависимости оптической мощности в диапазоне  $I = 0.1 - 1$  А соответствует конкуренции излучательной межзонной и безызлучательной ударной рекомбинации в объеме активной области [4]. При азотной температуре до значений  $I < 1.0 - 1.5$  А наблюдается сверхлинейная зависимость оптической мощности от тока,  $n$  сильно уменьшается, что можно объяснить заполнением глубоких центров. Безызлучательная ударная рекомбинация присутствует только при больших токах ( $I > 1.5$ ). Ее относительный вклад мал и достаточен только для ослабления скорости роста квантового выхода с увеличением тока.

Различия излучательных характеристик светодиодов следует связать с отличиями их энергетических зонных диаграмм. Твердый раствор  $\text{GaIn}_{0.21}\text{As}_{0.19}\text{Sb}$  образует с подложкой  $N\text{-GaSb}$  смещенный гетеропереход (II типа), разрывы зон проводимости  $\Delta E_c$  и валентной зоны  $\Delta E_v$  которого одного знака и составляют 370 и 170 мэВ [6]. Нарращивание 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 [6]. Нарращивание про-

межуточного слоя с  $x = 0.15$  ( $E_g^{300K} = 570$  мэВ) делает это соотношение равным  $\Delta E_{c1}/\Delta E_{c2} = 270/100$  мэВ [6]. Проанализируем влияние величины разрывов зон на  $N - n$  гетерогранице на эффективность излучательной рекомбинации. Как было показано [3], в структурах со смещенным гетеропереходом  $N$ -GaSb/ $n$ -GaInAsSb интерфейсная рекомбинация имеет место одновременно с рекомбинацией в объеме активной области. Введение промежуточного слоя приводит к уменьшению глубины потенциальных ям на  $N - n$  гетеропереходе с активной областью и, как следствие, к уменьшению роли излучательной и безызлучательной интерфейсной рекомбинации на ней. Излучательное время жизни носителей при рекомбинации в области интерфейса оказывается пропорционально поверхностной плотности заряда и напрямую связано с величиной разрыва зон  $\tau \sim (\Delta E_c)^{-1/2}$  [3]. Это подтверждают исследования температурной зависимости времени жизни неосновных носителей заряда для трех типов структур. При криогенных температурах с введением в структуры промежуточного слоя время жизни незначительно возрастает (на 10–24%), хотя остается меньшим времени жизни носителей при объемной рекомбинации. Повышение температуры приводит к активизации безызлучательной рекомбинации как в объеме, так и в области интерфейса. С увеличением  $\Delta E_c$  эффективность излучательной рекомбинации уменьшается за счет более быстрого ускорения безызлучательного Оже-процесса. Это проявляется в зависимости скорости роста времени жизни от типа гетероструктуры, а также в виде возрастания квантового выхода в структурах с промежуточными слоями (рис. 2) с увеличением температуры в интервале 77–110 К. Падение эффективности излучательной рекомбинации (рис. 2) пропорционально  $T^{-3}$  с ростом температуры ( $T > 110$  К) обусловлено активацией объемной Оже-рекомбинации, преобладающей при комнатной температуре, и соответствует изменению соотношения скоростей излучательной межзонной и безызлучательной Оже-рекомбинации [4].

Таким образом, как следует из экспериментальных данных, рекомбинация носителей заряда в области смещенного  $N - n$  гетероперехода оказывает прямое влияние на эффективность излучательной рекомбинации в светодиодах на основе  $n$ -GaInAsSb. Влияние  $N - n$  гетерограницы проявляется во всем практически значимом диапазоне температур (77–300 К) и токов накачки ( $I < 6$  А) и влияет на соотношение излучательной и безызлучательной каналов рекомбинации. Введение промежуточного слоя ( $\Delta E_c/E_g = 40\%$ ) позволяет увеличить (в 1.5–2 раза) внешний квантовый выход излуче-

ния по сравнению с с квантовым выходом структур без промежуточного слоя.

Авторы благодарят А.А.Рогачева за помощь в выполнении работы.

### Список литературы

- [1] Андаспаева А.А., Баранов А.Н., Гусейнов А.А. и др. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 18. С. 71-75.
- [2] Baranov A.N., Itenkov A.N., Mikhailova M.P., Yakovlev Yu.P. // Proc. SPIE. 1992. V. 1792. P. 78-82.
- [3] Андаспаева А.А., Баранов А.Н., Гусейнов А.А. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 10. С. 1708-1714.
- [4] Андаспаева А.А., Баранов А.Н., Гельмонт Г.А. и др. // ФТП. 1991. Т. 25. В. 3. С. 394-401.
- [5] Колчанова Н.М., Попов А.А., Богословская А.Б., Сукач Г.А. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. С. 61-65.
- [6] Nakao M., Yashida S., Gonda S. // Sol. St. Comm. 1986. V. 49. N 7. P. 663-666.

Физико-технический  
институт им.А.Ф.Иоффе РАН  
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию  
29 октября 1993 г.

