

# Динамика фотолюминесценции и рекомбинационные процессы в Sb-содержащих лазерных наноструктурах

© Д.А. Фирсов<sup>¶</sup>, L. Shterengas\*, G. Kipshidze\*, В.Л. Зерова, Т. Hosoda\*,  
П. Тхумронгсилапа, Л.Е. Воробьев, G. Belenky\*

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия

\* Department of Electric and Computer Engineering, State University of New York at Stony Brook,  
New York 11794-2350, USA

(Получена 6 мая 2009 г. Принята к печати 14 мая 2009 г.)

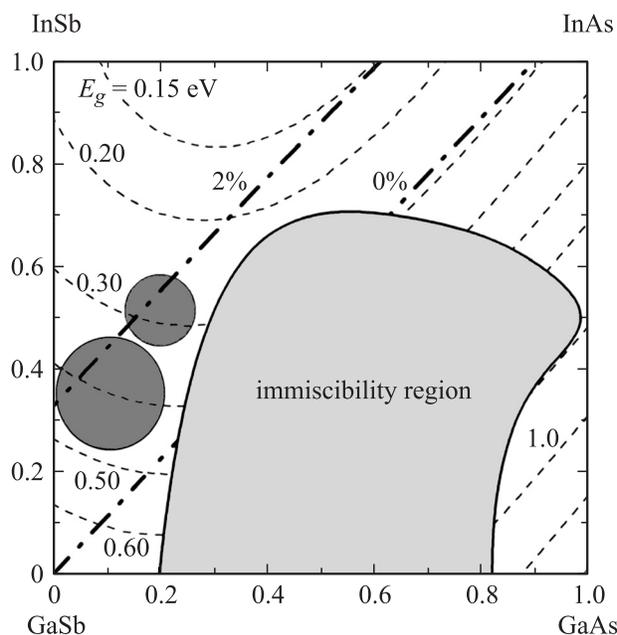
В структурах с квантовыми ямами на основе твердых растворов InGaAsSb и с барьерами на базе AlGaAsSb и AlInGaAsSb исследована динамика межзонной фотолюминесценции при различных температурах и уровнях возбуждения. Экспериментально определены времена жизни оптически инжектированных носителей заряда в квантовых ямах при разных температурах и уровнях оптического возбуждения. Увеличение скорости рекомбинации в структурах с более глубокими квантовыми ямами InGaAsSb/AlGaAsSb для электронов связывается с проявлением резонансной оже-рекомбинации. Оже-рекомбинация приводит к разогреву электронов и дырок в нижних подзонах размерного квантования. Оценена температура носителей заряда при оже-рекомбинации с использованием уравнения баланса мощности, учитывающего накопление неравновесных оптических фононов. На основе исследованных структур изготовлены лазеры двух типов на длину волны около 3 мкм; показано, что использование пятикомпонентного твердого раствора в качестве материала барьера приводит к улучшению характеристик лазеров.

## 1. Введение

Лазеры среднего инфракрасного диапазона могут широко использоваться в различных областях, например для экологического мониторинга, химического и биологического спектрального анализа, дистанционного обнаружения взрывчатых веществ, медицинской диагностики и лечения, инфракрасной подсветки в устройствах обнаружения, телекоммуникации и т.д. Наибольшую ценность для приложений представляют лазеры с мощностью излучения, превышающей 50 мВт и работающие при комнатной температуре в непрерывном режиме. Именно о таких лазерах будет идти речь далее. Диапазон длин волн  $\lambda > 3.8$  мкм освоен с помощью хорошо известных монополярных квантовых каскадных лазеров (см., например, [1] и ссылки, приведенные в этой работе). Диапазон длин волн примерно 2–2.9 мкм перекрыт с помощью инжекционных лазеров на гетероструктурах InGaAsSb/AlGaAsSb I типа [2–10]. Диапазон длин волн примерно 3–3.8 мкм пока не освоен. Наиболее перспективными для освоения этого диапазона представляются инжекционные лазеры на гетероструктурах I типа на подложке GaSb. Однако на пути продвижения в область длин волн  $\lambda > 3$  мкм имеется ряд трудностей.

Для увеличения длины волны излучения необходимо увеличивать содержание In в твердом растворе  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ , образующем квантовую яму [11]. Это проиллюстрировано кружками на диаграмме, отражающей ширину запрещенной зоны и период решетки твердых растворов InGaAsSb (рис. 1). Однако увеличение содержания In приводит к росту механических напряже-

ний сжатия в квантовой яме. Для уменьшения напряжений необходимо наряду с увеличением содержания In увеличивать содержание As [11]. Однако увеличение содержания As ведет к уменьшению глубины квантовой ямы для дырок, ухудшению их пространственного ограничения и в результате к выбросу дырок из квантовой



**Рис. 1.** Схематичная диаграмма параметров твердого раствора  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ . Состав раствора, соответствующий постоянной ширине запрещенной зоны (штриховые линии). Штрихпунктирные линии соответствуют растворам, согласованным с GaSb по постоянной решетке, а также отличающимся на 2%. Показана область несмешиваемости.

<sup>¶</sup> E-mail: dmfir@rphf.spbstu.ru

№ структуры	$\Delta E_c$ , эВ	$\Delta E_v$ , эВ	$E_g^{\text{Barr}}$ , эВ	$E_g^{\text{QW}}$ , эВ	$E_{e1}$ , эВ	$E_{e2}$ , эВ	$E_{e3}$ , эВ	$E_{e4}$ , эВ	$E_{hh1}$ , эВ	$E_{hh2}$ , эВ	$E_{hh3}$ , эВ
1	0.725	0.165	1.177	0.286	0.036	0.148	0.340	0.605	0.004	0.015	0.035
2	0.242	0.196	0.718	0.281	0.024	0.106	—	—	0.004	0.015	0.035

ямы. Ситуацию можно пытаться исправить, увеличивая содержание Al в твердом растворе AlGaAsSb, образующем барьер. К сожалению, увеличение содержания Al в барьере (в волноводе) ухудшает оптическое ограничение и соответственно приводит к увеличению внутренних оптических потерь. Кроме этого, большая доля Al в барьере означает большую глубину квантовой ямы для электронов, что при высоких уровнях инжекции ведет к разогреву электронов и дырок вследствие столкновений инжектированных носителей заряда с электронами и дырками, находящимися на основных уровнях квантовых ям, и выбросу дырок из квантовой ямы [12]. Высокое содержание Al в твердом растворе, образующем барьер, также означает, что глубина квантовой ямы в зоне проводимости может быть больше, чем энергия кванта излучения  $h\nu \cong E_g + E_{e1} + E_{hh1}$ , где  $E_{e1}$  и  $E_{hh1}$  — энергии размерного квантования электронов и дырок в нижних подзонах. В этом случае основным механизмом рекомбинации при достаточно высоком уровне инжекции  $e-h$  пар может стать оже-процесс типа СНСС, когда оже-электрон забрасывается в одну из подзон размерного квантования электронов с энергией  $E_{ej}$ . Более того, если выполняется условие  $E_g + E_{e1} + E_{hh1} \cong E_{ej} - E_{e1}$ , оже-процесс может стать резонансным, что резко увеличивает его вероятность [13].

Возможный выход из описанной ситуации состоит в использовании пятикомпонентных твердых растворов  $\text{In}_x\text{Al}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{As}_z\text{Sb}_{1-z}$  для создания барьера квантовой ямы и волновода. Добавление In снижает глубину квантовой ямы для электронов и увеличивает глубину квантовой ямы для дырок. Подбором доли As в пятикомпонентном твердом растворе можно, как и для четвертого раствора, поддерживать величину периода решетки раствора, равной периоду решетки подложки GaSb, что необходимо для отсутствия механических напряжений в довольно толстых волноводных слоях. Содержание In в барьере может быть выбрано таким образом, что условие резонанса для оже-рекомбинации уже не будет выполняться (энергия кванта света будет больше, чем глубина квантовой ямы для электронов), и вероятность оже-рекомбинации уменьшится по сравнению со случаем использования в материале барьера твердого раствора без In.

Основной задачей настоящей работы было определение механизмов рекомбинации носителей заряда из анализа динамики фотолюминесценции в структурах двух типов — содержащих и не содержащих In в растворе, формирующем барьер.

## 2. Объекты и методы исследований

В работе исследованы процессы рекомбинации носителей заряда в структурах двух типов с напряженными квантовыми ямами. В структурах первого типа с квантовыми ямами  $\text{In}_{0.545}\text{Ga}_{0.455}\text{As}_{0.238}\text{Sb}_{0.762}$  (степень рассогласования постоянных решетки 1.75%) барьер был образован четырехкомпонентным раствором  $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}_{0.03}\text{Sb}_{0.97}$ , структуры второго типа с квантовыми ямами  $\text{In}_{0.545}\text{Ga}_{0.455}\text{As}_{0.255}\text{Sb}_{0.745}$  (степень рассогласования постоянных решетки 1.63%) имели барьер из пятикомпонентного раствора  $\text{In}_{0.25}\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.55}\text{As}_{0.245}\text{Sb}_{0.755}$ . Структуры содержали по четыре квантовые ямы шириной 17 нм, разделенные барьерами толщиной 40 нм. На расстоянии 300 нм от квантовых ям с обеих сторон находились ограничивающие слои  $\text{Al}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}_{0.05}\text{Sb}_{0.95}$ . Все слои в структуре, кроме слоев квантовых ям, были согласованы по постоянной решетке с подложкой из GaSb. Структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии с использованием реактора Veeco GEN-930.

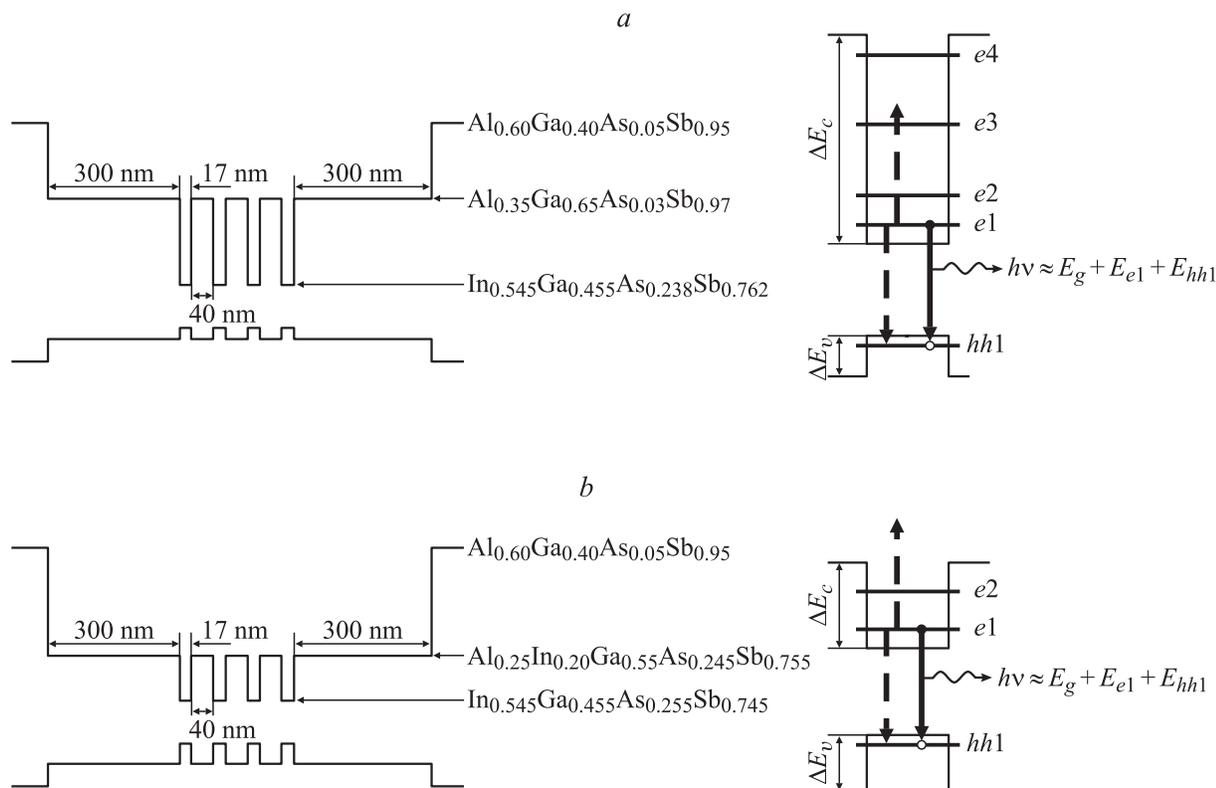
Был проведен расчет энергетического спектра носителей заряда для структур обоих типов с учетом механических напряжений. Использовались параметры материалов и структур из [14]. Схематично энергетические диаграммы структур при температуре  $T = 300$  К приведены на рис. 2.

Величины разрыва зоны проводимости  $\Delta E_c$ , разрыва валентной зоны  $\Delta E_v$ , ширины запрещенной зоны барьера  $E_g^{\text{Barr}}$  и квантовой ямы  $E_g^{\text{QW}}$ , а также энергии уровней размерного квантования электронов  $E_{ej}$  и дырок  $E_{hhj}$ , отсчитываемые от дна ямы, для структур первого (рис. 2, *a*) и второго (рис. 2, *b*) типов приведены в таблице.

Отметим, что для структур второго типа с барьерами из пятикомпонентных твердых растворов InAlGaAsSb глубина квантовой ямы для электронов меньше, а глубина квантовой ямы для дырок больше, чем для структур первого типа. Это обстоятельство, как уже отмечалось во Введении и как будет ясно позднее, может привести к улучшению характеристик лазеров.

На рис. 3 приведены спектры люминесценции исследуемых структур, полученные при слабом уровне оптического возбуждения.

Динамика фотолюминесценции изучалась методом „up-conversion“ [15]. Излучение накачки с длиной волны 1058 нм ( $h\nu_{\text{pump}} = 1.172$  эВ) от лазера на неодимовом стекле с синхронизацией мод возбуждало фотолюминесценцию в наноструктурах. Часть излучения накачки

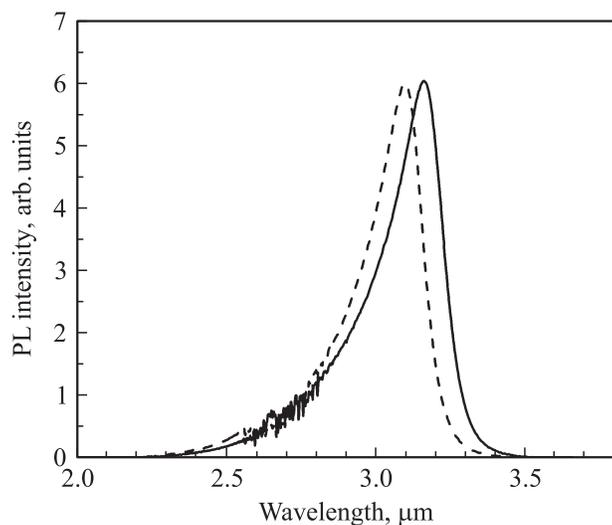


**Рис. 2.** Схематичные диаграммы структур первого (*a*) и второго (*b*) типов и процессов излучательной (сплошные стрелки) и оже-рекомбинации (штриховые стрелки).

ответвлялась и, пройдя линию задержки, смешивалась с излучением среднего ИК диапазона из наноструктур на нелинейном кристалле PPLN. Длительность импульса излучения лазера составляла 150 фс, частота повторения импульсов была 100 МГц. Излучение суммарной частоты

после нелинейного кристалла отфильтровывалось спектрометром и регистрировалось охлаждаемым фотумножителем с областью чувствительности 160–930 нм. Линия задержки, управляемая компьютером, позволяла получить максимальный сдвиг импульсов 10 нс. Временное разрешение системы составляло около 0.5 пс. Максимальная средняя мощность возбуждающего излучения была равна 30 мВт. Излучение фокусировалось на поверхности структуры в виде пятна диаметром около 10 мкм.

Исследование динамики фотолюминесценции проводилось в интервале температур 77–300 К. При изменении температуры спектральный максимум фотолюминесценции смещался, поэтому система настраивалась по длине волны на максимум сигнала.



**Рис. 3.** Спектры люминесценции структур первого (штриховая линия) и второго типов (сплошная линия), полученные при температуре  $T = 300$  К при слабом оптическом возбуждении.

### 3. Результаты исследований и их анализ

На рис. 4 представлена зависимость фотолюминесценции от времени на длине волны, соответствующей излучению из материала барьера структуры второго типа, в двух случаях — непосредственно из структуры второго типа с квантовыми ямами и из слоя того же материала без квантовых ям. Из рисунка видно, что динамика люминесценции в структуре с квантовыми

ямами отражает процессы захвата носителей заряда в ямы и что характерное время захвата носителей заряда в квантовую яму составляет около 70 пс, что много меньше, чем время жизни носителей заряда в материале барьера.

Зависимости интенсивности фотолюминесценции в максимуме спектра излучения от времени (что соответствует излучательной рекомбинации носителей заряда в квантовой яме)  $J_{PL}(t)$  для структур обоих типов при  $T = 300$  К представлены на рис. 5. Аналогично выглядят эти зависимости для более низких температур. Начальные участки зависимостей  $J_{PL}(t)$  отражают процессы захвата носителей заряда в квантовые ямы и процессы внутри- и межподзонной релаксации энергии электронов и дырок, возбуждаемых мощным импульсом излучения в барьере, включая процессы релаксации с участием неравновесных оптических фононов. Эти процессы влияют на динамику фотолюминесценции до времен около 150–200 пс, затем спад интенсивности фотолюминесценции  $J_{PL}(t)$  определяется рекомбинационными процессами.

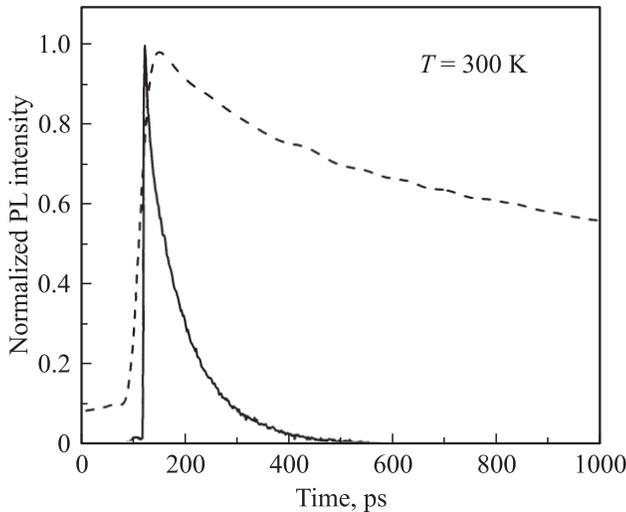
При временах, превышающих на 150–200 пс время окончания импульса возбуждения, скоростное уравнение для концентрации носителей заряда может быть записано в следующем виде:

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{\tau(n)} = -An - Bn^2 - Cn^3, \quad (1)$$

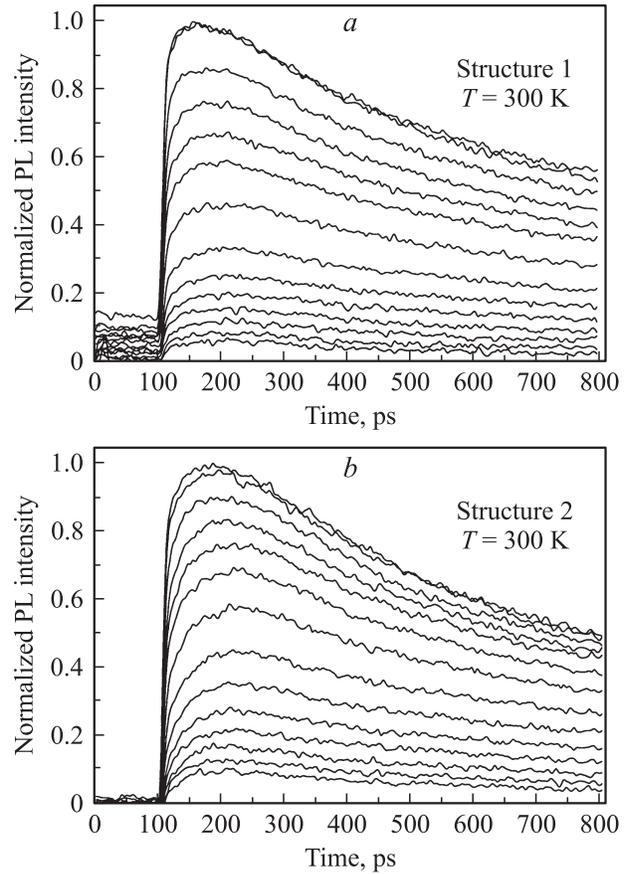
где

$$\frac{1}{\tau(n)} = R(n) = A + Bn + Cn^2. \quad (2)$$

В правой части выражения (2) первый член описывает рекомбинацию Шокли–Рида–Холла:  $A = 1/\tau_{SRH}$ ,



**Рис. 4.** Динамика фотолюминесценции на длине волны, соответствующей излучательной рекомбинации в материале барьера в структуре второго типа с квантовыми ямами (сплошная линия) и в слое того же материала без квантовых ям (штриховая линия).



**Рис. 5.** Нормированные зависимости интенсивности фотолюминесценции  $J_{PL}(t)$  от времени при разных уровнях накачки, меняющихся от максимального  $I_0$  до  $0.05 \cdot I_0$ . Длина волны излучения соответствует максимуму фотолюминесценции при слабом уровне накачки.

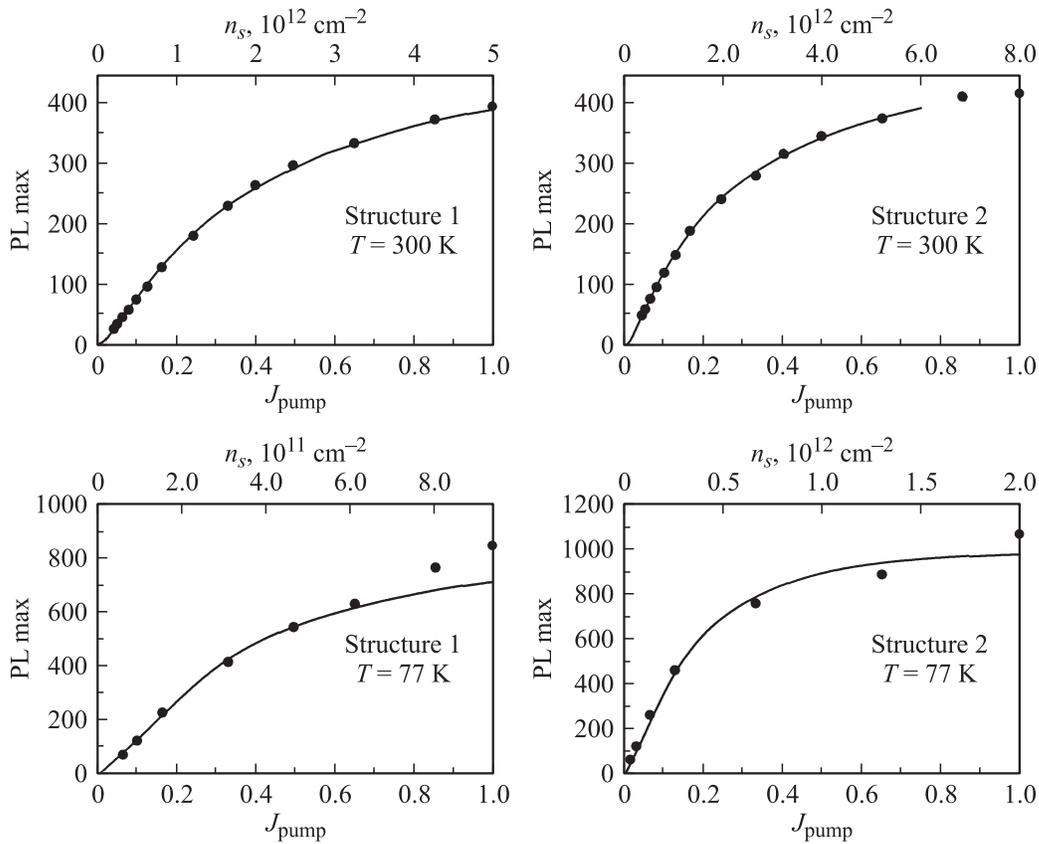
второй — излучательную рекомбинацию  $Bn = 1/\tau_v$  и третий — оже-рекомбинацию  $Cn^2 = 1/\tau_{Auger}$ .

За время захвата и окончания релаксационных процессов  $t < 150\text{--}200$  пс носители заряда не успевают рекомбинировать и приближенно можно считать, что концентрация носителей заряда на начальном этапе рекомбинации  $n_0$  пропорциональна интенсивности излучения накачки:

$$n_0 \propto J_{\text{pump}}. \quad (3)$$

Тогда обратное время жизни носителей заряда может быть определено по спаду интенсивности фотолюминесценции  $J_{PL}(t)$  и зависимости интенсивности люминесценции в максимуме релаксационной кривой от интенсивности накачки:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau(n_0)} = R(n_0) &= -\frac{1}{n_0} \frac{dn_0}{dt} = -\frac{1}{J_{\text{pump}}} \frac{dJ_{\text{pump}}}{dJ_{\text{PL}}} \frac{dJ_{\text{PL}}}{dt} \\ &= -\frac{1}{J_{\text{pump}}} \left( \frac{dJ_{\text{PL}}}{dJ_{\text{pump}}} \right)^{-1} \frac{dJ_{\text{PL}}}{dt}. \end{aligned} \quad (4)$$



**Рис. 6.** Зависимости интенсивности фотолюминесценции, измеренной в максимуме релаксационных кривых, от уровня накачки (точки) и от концентрации электронов (сплошные кривые).

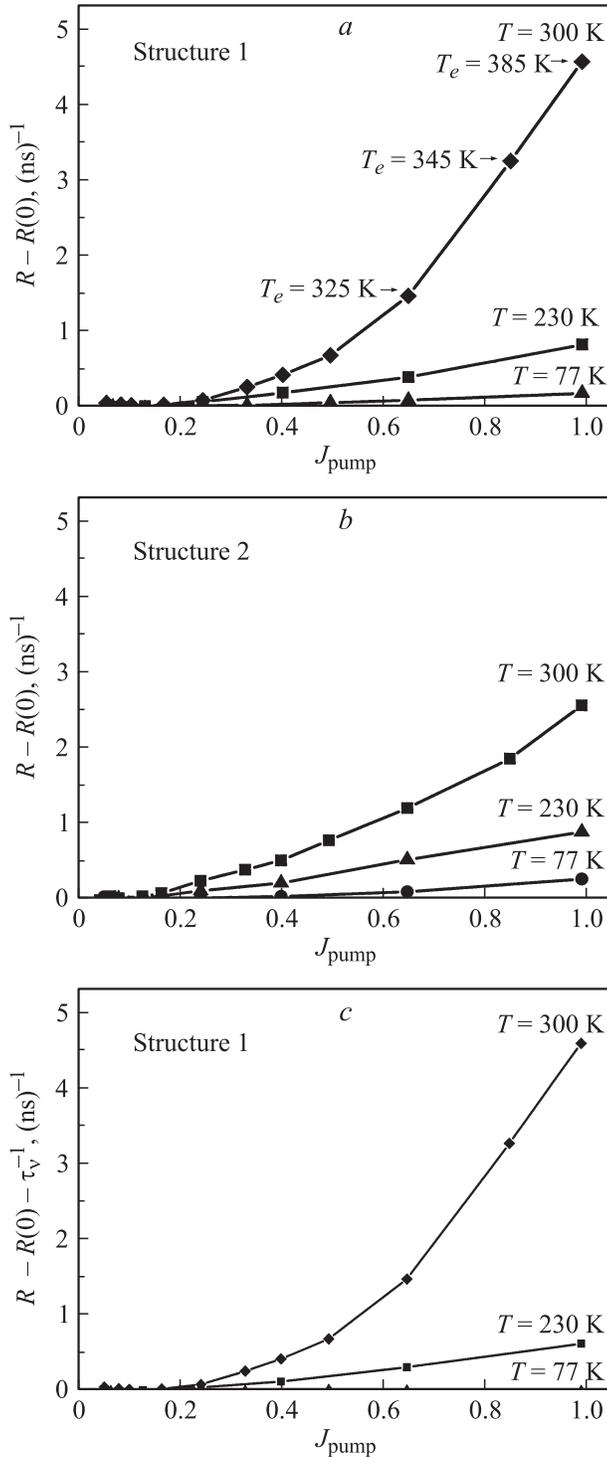
Следуя (4), можно найти зависимость обратного времени жизни носителей заряда в квантовой яме от интенсивности накачки, если известна зависимость интенсивности фотолюминесценции на заданной длине волны, соответствующей максимуму спектра при слабом уровне возбуждения  $J_{PL}(v)$ , от интенсивности накачки  $J_{pump}$ . Эти зависимости для  $T = 300$  и  $77$  К представлены на рис. 6 для структур обоих типов. Отметим насыщение интенсивности  $J_{PL}$  при высоких уровнях возбуждения  $J_{pump}$ , что связано с заполнением электронных и дырочных состояний в подзонах размерного квантования.

Согласно (2), при  $n \rightarrow 0$ , т.е. при низких уровнях возбуждения, можно определить время жизни по отношению к механизму Шокли–Рида–Холла  $\tau_{SRH}$ . Для структур первого и второго типов оно оказалось равным соответственно 5 и 2.5 нс при  $T = 300$  К и 10 и 5 при  $T = 77$  К. Отметим, что в структурах второго типа с пятикомпонентным барьером  $\tau_{SRH}$  оказалось меньше, что, возможно, связано с большим числом дефектов на интерфейсе квантовая яма–барьер при добавлении индия в материал, формирующий барьер. Уменьшение времени жизни с повышением температуры при относительно низких уровнях накачки импульсами излучения с длительностью 80 фс наблюдалось в [16] для квантовых ям  $In_{0.37}Ga_{0.63}As_{0.095}Sb_{0.905}/Al_{0.25}Ga_{0.75}As_{0.016}Sb_{0.984}$ .

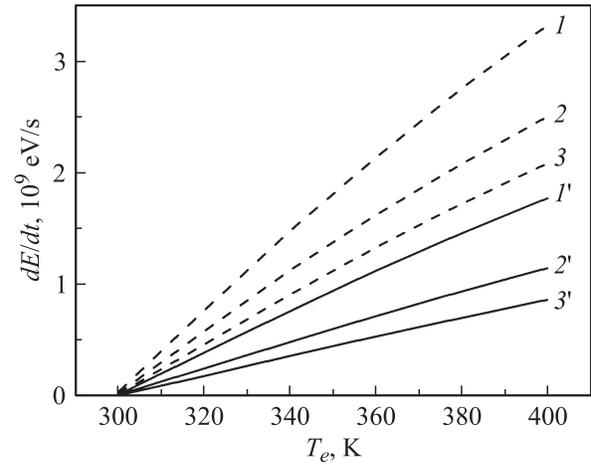
Авторы [16] связывают уменьшение времени жизни с выбросом дырок из квантовой ямы высотой 141 мэВ.

На рис. 7, *a, b* показаны зависимости обратного времени жизни для оже- и излучательной рекомбинации от уровня накачки. Зависимость обратного времени оже-рекомбинации от уровня накачки может быть определена вычитанием из этих зависимостей скорости излучательной рекомбинации. Время излучательной рекомбинации  $\tau_r$  находилось из расчета зависимости интенсивности фотолюминесценции на фиксированной частоте от концентрации неравновесных носителей заряда. При расчете был учтен разогрев носителей заряда на нижних уровнях размерного квантования электронов  $e1$  и дырок  $hh1, hh2$  из-за оже-рекомбинации. Дело в том, что при интенсивной оже-рекомбинации энергия оже-электронов благодаря  $e-e$  и  $e-h$  столкновениям передается электронам и дыркам на нижних уровнях размерного квантования, и происходит их разогрев. В области значительных уровней накачки  $J_{pump} > 0.2$  и больших значений  $R$  концентрация электронов и дырок превышает  $10^{12} \text{ см}^{-2}$ . При таких концентрациях частоты внутривозонных и межподзонных  $e-e$  и  $e-h$  столкновений превышают обратное время испускания оптических фононов [17,18], и вся энергия высокоэнергичных оже-электронов передается электронам и дыркам нижних подзон. Температура

носителей заряда в этих подзонах повышается, причем из-за высокой концентрации носителей заряда и высокой частоты столкновений можно считать температуры горячих электронов  $T_e$  и дырок  $T_h$  примерно равными:  $T_e \cong T_h > T$ . Температуру горячих электронов и дырок



**Рис. 7.** Зависимости обратного времени жизни по отношению к оже- и излучательной рекомбинации от уровня накачки в структурах первого (a) и второго (b) типов. Зависимость  $1/\tau_{\text{Auger}}$  для структуры первого типа (c).



**Рис. 8.** Суммарная скорость рассеяния энергии электронами и дырками в зависимости от температуры и концентрации горячих носителей заряда при времени жизни продольных оптических фононов  $\tau_{\text{LO}} = 2\text{ps}$  (сплошные линии) и в отсутствие накопления оптических фононов  $\tau_{\text{LO}} = 0$  (штриховые линии). Концентрация электронов,  $10^{12}\text{cm}^{-2}$ : 1, 1' — 2, 2' — 4, 3, 3' — 6.

можно определить из уравнения баланса мощности:

$$\frac{\Delta E}{\tau_{\text{Auger}}} = \left[ \frac{dE_e}{dt}(n_e, T_e, \tau_{\text{LO}}) \right]_e + \left[ \frac{dE_h}{dt}(p_h, T_h, \tau_{\text{LO}}) \right]_h = \frac{dE}{dt}. \quad (5)$$

Здесь  $\Delta E \cong E_g + E_{e1} + E_{hh1}$  — энергия оже-перехода,  $dE_e/dt$  описывает скорость рассеяния энергии электроном,  $dE_h/dt$  описывает скорость рассеяния энергии дыркой,  $\tau_{\text{LO}}$  — время жизни продольного оптического фонона.

Скорости рассеяния энергии при высоких концентрациях носителей заряда и времени жизни фононов, не равном нулю, зависят от числа неравновесных оптических фононов, которые образуются при их эмиссии горячими электронами и дырками. Эти скорости вычислялись согласно схеме, описанной в [19,20]. Закон дисперсии энергии дырок  $E(k)$ , рассчитанный в [21] для напряженных квантовых ям на основе InGaAsSb примерно с тем же составом, что и в данной работе, аппроксимировался в наших расчетах параболической зависимостью. Отметим, что напряжение сжатия значительно уменьшает плотность состояний в подзоне тяжелых дырок по сравнению с ненапряженными структурами (это важно, поскольку приводит к уменьшению скорости рассеяния энергии). Оказалось, что скорость рассеяния энергии дырками примерно в 5 раз превышает скорость рассеяния энергии электронами. Зависимости суммарной скорости рассеяния энергии дырками и электронами от температуры горячих носителей заряда приведены на рис. 8.

Время жизни продольных оптических фононов в GaAs, определенное экспериментально в [22], при  $T = 300\text{K}$  равно 3.5 пс. В квантовых ямах это время мо-

жет быть меньше из-за влияния интерфейсов. Мы предположили, что времена жизни  $\tau_{LO}$  оптических фононов всех типов в растворе InGaAsSb одинаковы и равны 2 пс. Данные, представленные на рис. 8, показывают, что накопление оптических фононов значительно уменьшает скорость рассеяния энергии. Увеличение числа фононов тем больше, чем выше концентрация носителей заряда. Кроме этого, увеличение концентрации носителей заряда уменьшает вероятность испускания фононов, пропорциональную  $1 - f(k_{\parallel})$  ( $f(k_{\parallel})$  — функция распределения носителей заряда по состояниям,  $k_{\parallel}$  — волновой вектор электрона, лежащий в плоскости квантовой ямы) из-за заполнения состояний носителями заряда. Следовательно, уменьшается и скорость рассеяния энергии.

Используя (5), можно найти электронную температуру  $T_e$ . Соответствующие значения указаны на зависимостях скорости рекомбинации  $R$  от интенсивности накачки (рис. 7, а). Полученные значения температуры горячих носителей заряда из-за ряда сделанных предположений представляют собой оценку величины  $T_e$ .

Заметим, что разогрев носителей заряда при интенсивной оже-рекомбинации был ранее обнаружен в сверхрешетках InAs/GaInSb/InAs [23]. Разогрев носителей заряда при скорости оже-рекомбинации  $R \cong 2.2 \text{ пс}^{-1}$  составил  $T_e - T \cong 40 \text{ К}$ .

Учет разогрева носителей заряда при оже-рекомбинации необходим, поскольку время излучательной рекомбинации и интенсивность фотолюминесценции зависят от электронной температуры. Вычислив зависимость интенсивности фотолюминесценции  $J_{PL}$  на фиксированной длине волны излучения от концентрации и электронной температуры, можно из полученных экспериментальных данных найти зависимость скорости оже-рекомбинации  $R_{\text{Auger}} = 1/\tau_{\text{Auger}}$  от  $T_e$ , если известна зависимость концентрации неравновесных носителей заряда от уровня накачки  $J_{\text{pump}}$ . Для определения этой зависимости мы использовали следующую методику.

Как было показано, носители заряда, рожденные в области барьера и в активной области, захватываются квантовыми ямами за время, много меньшее, чем время их жизни (рис. 4). Поэтому можно считать, что потери носителей заряда отсутствуют. Однако простой пересчет числа фотонов в импульсе возбуждения в число электронно-дырочных пар дает слишком высокую величину концентрации электронов в квантовой яме, превышающую  $10^{14} \text{ см}^{-2}$ , что не согласуется с результатами эксперимента. Одной из причин может быть то обстоятельство, что, возможно, не все фотоны поглощаются. Для структур первого типа энергия кванта накачки  $h\nu_{\text{pump}} \approx 1.172 \text{ эВ}$  близка к ширине запрещенной зоны материала барьера  $E_g^{\text{Bar}}(\Gamma) \cong 1.177 \text{ эВ}$ . Поэтому коэффициент поглощения излучения накачки в структуре первого типа невелик, и в слое толщиной  $0.72 \text{ мкм}$  (рис. 2, а) поглощается не все излучение. С другой стороны, в структуре второго типа  $h\nu_{\text{pump}} > E_g^{\text{Bar}}(\Gamma)$ , и в этом случае вследствие малой длительности импульса накачки возможно проявление динамического эффекта

Бурштейна–Мосса. Таким образом, установить непосредственную связь между концентрацией электронов и интенсивностью накачки прямым методом представляется затруднительным.

Эту связь мы нашли, рассчитав интенсивность излучения  $J_{PL}$  на длине волны максимума спектра фотолюминесценции при низких уровнях возбуждения в зависимости от концентрации носителей заряда  $n_s$ . Расчет спектров проводился так же, как и в работе [12], включая учет уширения, а также вклады разрешенных и запрещенных переходов. Сравнение функционального вида зависимости  $J_{PL}(n_s)$  с экспериментально полученной зависимостью  $J_{PL}$  от интенсивности накачки  $J_{\text{pump}}$  позволило определить абсолютные значения электронной концентрации  $n_s$  на начальном этапе рекомбинации электронов и дырок, соответствующие интенсивности накачки  $J_{\text{pump}}$ . Найденные таким образом значения  $n_s$  приведены на рис. 6.

Теперь можно рассчитать обратное время излучательной рекомбинации  $1/\tau_v$  при каждом значении  $J_{\text{pump}}$  и, вычитая его из полного обратного времени жизни  $R - R(0) = 1/\tau = 1/\tau_v + 1/\tau_{\text{Auger}}$ , найти время жизни, связанное только с оже-рекомбинацией. Результат такого вычитания для структуры первого типа приведен на рис. 7, с. Полученная скорость оже-рекомбинации примерно пропорциональна квадрату концентрации:  $R_{\text{Auger}} \cong C n_s^2$ . Определенное согласно проведенному анализу значение коэффициента  $C$  при  $T = 300 \text{ К}$  для структуры первого типа равно  $C \cong 2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^4/\text{с}$  ( $T_e = 385 \text{ К}$ ), для структуры второго типа  $C \cong 4 \cdot 10^{-17} \text{ см}^4/\text{с}$  ( $T_e = 330 \text{ К}$ ).

Мы полагаем, что вероятность оже-рекомбинации в структуре первого типа выше, чем в структуре второго типа из-за вклада оже-процессов, близких к резонансным. Диаграммы переходов носителей заряда при резонансной и нерезонансной оже-рекомбинации схематично приведены на рис. 2.

Согласно оценкам, в структуре первого типа точный резонанс

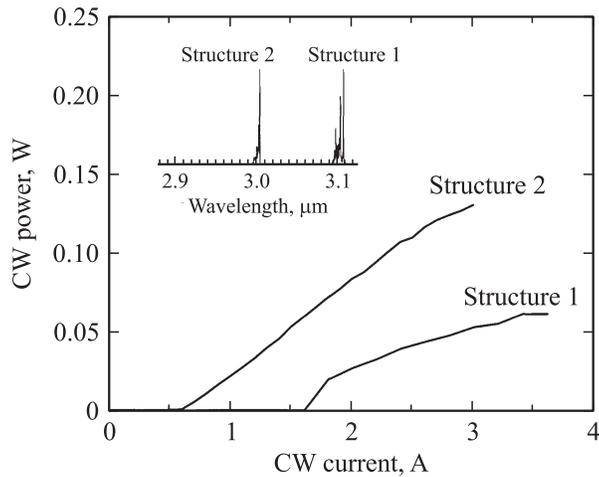
$$h\nu = E_g + E_{e1} + E_{hh1} = E_{e3} - E_{e1} \quad (6)$$

не достигается. В нашем случае  $h\nu > E_{e3} - E_{e1}$ . Температурная зависимость вероятности резонансной оже-рекомбинации при расстройке резонанса определяется главным образом экспоненциальным фактором [24]:

$$w_{\text{Auger}} \propto \exp \left\{ \frac{[E_g(T) + E_{e1} + E_{hh1}] - [E_{e3} - E_{e1}]}{k_B T_e} \right\}. \quad (7)$$

Температурная зависимость скорости оже-рекомбинации  $R_{\text{Auger}} = 1/\tau_{\text{Auger}}$  (рис. 7, с) примерно следует выражению (7), если учесть температурную зависимость ширины запрещенной зоны материала квантовой ямы от температуры решетки  $E_g^{\text{QW}}$  и оже-разогрев носителей заряда.

На базе исследованных структур первого и второго типов были созданы инжекционные лазеры с длиной



**Рис. 9.** Зависимости мощности излучения в непрерывном режиме при температуре  $T = 290$  К для лазеров на структурах первого и второго типов. На вкладке — спектры стимулированного излучения.

волны излучения около 3 мкм, работающие в непрерывном режиме при комнатной температуре и имеющие выходную мощность, превышающую 50 мВт [25,26]. Приведенные параметры являются рекордными для лазеров этого спектрального диапазона. Характеристики лазеров приведены на рис. 9. Лазеры на структурах обоих типов имели одинаковое число и параметры квантовых ям, одинаковое механическое напряжение сжатия в квантовой яме 1.8%, одинаковые геометрические размеры [25,26]. Однако, как это видно из рис. 9, пороговый ток лазера на структуре второго типа был меньше, а максимальная мощность излучения была больше, чем для лазеров на структурах первого типа. Такое различие характеристик связано, по нашему мнению, главным образом с различием вероятности оже-рекомбинации для структур первого и второго типов (с барьерами из четырехкомпонентных и пятикомпонентных твердых растворов).

#### 4. Заключение

На основании исследования динамики фотолюминесценции методом up-conversion установлены механизмы рекомбинации горячих носителей заряда и найдены их времена жизни по отношению к механизмам Шокли–Рида–Холла, излучательной и оже-рекомбинации в структурах с напряженными ( $\sim 1.7\%$ ) квантовыми ямами двух типов:  $\text{In}_{0.545}\text{Ga}_{0.455}\text{As}_{0.238}\text{Sb}_{0.762}/\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}_{0.03}\text{Sb}_{0.97}$  и  $\text{In}_{0.545}\text{Ga}_{0.455}\text{As}_{0.255}\text{Sb}_{0.745}/\text{In}_{0.25}\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.55}\text{As}_{0.245}\text{Sb}_{0.755}$ .

В структурах первого типа с барьером из четырехкомпонентного твердого раствора вероятность оже-рекомбинации оказалась выше из-за вклада оже-процессов, близких к резонансным. Высокая вероятность

оже-процессов приводит к значительному разогреву носителей заряда в нижних подзонах размерного квантования ( $\Delta T = T_e - T \cong 85$  К).

Характеристики лазеров, изготовленных на основе структур первого типа, оказались хуже, чем на основе структур второго типа из-за большей вероятности оже-рекомбинации в структурах первого типа.

Работа поддержана грантами РФФИ, Министерства образования и науки РФ и National Science Foundation, USA (Grant DMR 071054).

#### Список литературы

- [1] Y. Bai, S. Slivken, S.R. Darvish, M. Razeghi. *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 021 103 (2008).
- [2] D.Z. Garbuzov, R.V. Martinelli, H. Lee, R.J. Menna, P.K. York, L.A. DiMarco, M.G. Harvey, R.J. Matarese, S.Y. Narayan, J.C. Connolly. *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 2931 (1997).
- [3] D.Z. Garbuzov, H. Lee, V. Khalfin, R. Martinelli, J.C. Connolly, G.L. Belenky. *IEEE Phot. Technol. Lett.*, **11**, 794 (1999).
- [4] S. Simanowski, N. Herres, C. Mermelstein, R. Kiefer, J. Schmitz, M. Walther, J. Wagner, G. Weinmann. *J. Cryst. Growth*, **209**, 15 (2000).
- [5] Y. Rouillard, F. Genty, A. Perona, A. Vicet, D.A. Yarekha, G. Boissier, P. Grech, A.N. Baranov, C. Alibert. *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A*, **359**, 581 (2001).
- [6] J.G. Kim, L. Shterengas, R.U. Martinelli, G.L. Belenky, D.Z. Garbuzov, W.K. Chan. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 3146 (2002).
- [7] M. Garcia, A. Salhi, A. Perona, Y. Rouillard, C. Sirtori, X. Marcadet, C. Alibert. *IEEE Phot. Technol. Lett.*, **16**, 1253 (2004).
- [8] L. Shterengas, G.L. Belenky, J.G. Kim, R.U. Martinelli. *Semicond. Sci. Technol.*, **19**, 655 (2004).
- [9] L. Shterengas, G. Belenky, M.V. Kisin, D. Donetsky. *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 011 119 (2007).
- [10] G.L. Belenky, L. Shterengas, J.G. Kim, R.U. Martinelli, L.E. Vorobjev. *Future Trends in Microelectronics*, ed. by S. Luryi, J. Xu, A. Zaslavsky (John Wiley and Sons, Inc., 2004) p. 349.
- [11] K. Shim, H. Rabitz, P. Datta. *J. Appl. Phys.*, **88** (12), 7157 (2000).
- [12] Л.Е. Воробьев, В.Л. Зерова, К.С. Борщев, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, G. Belenky. *ФТП*, **42** (6), 753 (2008).
- [13] Л.В. Данилов, Г.Г. Зегря. *ФТП*, **42** (5), 566 (2008); *ФТП*, **42** (5), 573 (2008).
- [14] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, R. Ram-Mohan. *J. Appl. Phys.*, **89** (11), 5815 (2001).
- [15] J. Shah. *IEEE J. Quant. Electron.*, **24**, 276 (1988).
- [16] G. Rainò, A. Salhi, V. Tasco, R. Intartaglia, R. Cingolani, Y. Rouillard, E. Tournié, M. De Giorgi. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 101 931 (2008).
- [17] P. Kinsler, P. Harrison, R.W. Kelsall. *Phys. Rev. B*, **58** (8), 4771 (1998).
- [18] В.Л. Зерова, Л.Е. Воробьев, Г.Г. Зегря. *ФТП*, **38** (6), 716 (2003).
- [19] Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, В.Л. Зерова, Д.А. Фирсов. *ФТП*, **37** (5), 604 (2003).

- [20] Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, Е.Л. Ивченко, М.Е. Левинштейн, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин. *Кинетические и оптические явления в сильных электрических полях в полупроводниках и наноструктурах* (СПб., Наука, 2000).
- [21] J. Chen, D. Donetsky, L. Shterengas, M.V. Kisin, G. Kipshidze, G. Belenky. *IEEE J. Quant. Electron.*, **44** (12), 1204 (2008).
- [22] *Spectroscopy of Nonequilibrium Electrons and Phonons*, ed. by C.V. Shank, B.P. Zakharchenya (North-Holland Amsterdam–London–N.Y.–Tokyo, 1992) Chap. 3. *Nonequilibrium Phonons in Semiconductors*.
- [23] D.-J. Jang, M. Flatte, C.H. Grein, J.T. Olesberg, T.C. Hasenberg, T.F. Bogges. *Phys. Rev. B*, **58** (19), 13 047 (1998).
- [24] Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, Г.Г. Зегря. *Изв. РАН. Сер. физ.*, **65** (2), 230 (2001).
- [25] T. Hosoda, G. Belenky, L. Shterengas, G. Kipshidze, M.V. Kisin. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 091 106 (2008).
- [26] L. Shterengas, G. Belenky, G. Kipshidze, T. Hosoda. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 171 111 (2008).

Редактор Л.В. Беляков

## Photoluminescence dynamics and recombination processes in Sb-containing laser nanostructures

*D.A. Firsov, L. Shterengas\*, G. Kipshidze\*, V.L. Zerova, T. Hosoda\*, P. Thumrongsilapa, L.E. Vorobjev, G. Belenky\**

Saint Petersburg State Polytechnic University,  
195251 St. Petersburg, Russia

\* Department of Electrical and Computer Engineering,  
State University of New York at Stony Brook,  
New York 11794-2350, USA

**Abstract** Dynamics of interband photoluminescence was studied under different temperatures and excitation levels in nanostructures with InGaAsSb-based quantum wells and barriers of two types based on AlGaAsSb and AlInGaAsSb. Carrier lifetimes were determined experimentally at different temperatures and excitation levels. Increasing the recombination rate in the structures with more deep InGaAsSb/AlGaAsSb quantum wells is related to the manifestation of the resonant Auger recombination. Auger recombination causes heating the carriers in the lowest subbands of size quantization. The temperature of hot carriers was determined with the help of balance equation taking into account the accumulation of nonequilibrium optical phonons. Lasers of two types with wavelength around  $3\ \mu\text{m}$  were fabricated on the basis of the investigated structures. It was shown that the use of quinary solid solutions AlInGaAsSb as a barrier material leads to the better laser characteristics.