

# Температурная зависимость эффективного коэффициента оже-рекомбинации в лазерах InAs/GaAs на квантовых точках с длиной волны излучения 1.3 мкм

© И.И. Новиков<sup>¶</sup>, Н.Ю. Гордеев, М.В. Максимов, Ю.М. Шерняков, Е.С. Семенова,  
А.П. Васильев, А.Е. Жуков, В.М. Устинов, Г.Г. Зегря

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 27 сентября 2004 г. Принята к печати 12 октября 2004 г.)

Проведено исследование полупроводниковых лазерных гетероструктур с 5 и 10 слоями квантовых точек InAs/GaAs, выращенных на подложках GaAs, с длиной волны излучения  $\sim 1.3$  мкм. Из анализа эффективности спонтанной излучательной рекомбинации от тока и температуры получены зависимости безызлучательного времени жизни и эффективного оже-коэффициента в квантовых точках. Показано, что при низких температурах (ниже 200 К) в квантовых точках преобладает беспороговый канал оже-рекомбинации, в то время как при более высоких температурах доминирует квазипороговый канал. Оценки эффективного трехмерного оже-коэффициента, выполненные в приближении сферической квантовой точки, дают хорошее согласие с полученными экспериментальными результатами.

## 1. Введение

Полупроводниковые лазеры на квантовых точках (КТ) привлекают к себе большое внимание в связи с их огромным потенциалом для применения в современной оптоэлектронике [1]. В связи с этим особенно важно детально понимать, какие физические процессы влияют на электрические и оптические свойства лазеров на КТ. В одной из первых теоретических работ по оже-рекомбинации в КТ предсказывалось подавление скорости оже-рекомбинации [2], которое связывалось с большой энергией локализации электрона в КТ. Однако дальнейшие исследования оже-рекомбинации в квантово-размерных гетероструктурах выявили, что наличие гетерограницы приводит к снятию ограничений, накладываемых на электрон-электронное взаимодействие законами сохранения энергии и импульса. Это приводит к появлению в гетероструктурах новых беспорогового и квазипорогового каналов оже-рекомбинации [3]. Было показано, что именно благодаря этим каналам эффективность оже-рекомбинации растет с понижением размерности структуры. Так, в квантовых ямах (КЯ) [4] и квантовых проволоках (КП) [5] эффективность оже-рекомбинации заметно выше, чем в объемном полупроводнике. Поскольку КТ являются предельным случаем размерного квантования носителей, в них следует ожидать увеличения эффективности оже-рекомбинации по сравнению с КЯ и КП. В работе [6] был проведен анализ излучательных характеристик длинноволновых (длина волны излучения 1.3 мкм) и коротковолновых (длина волны излучения 0.98 мкм) лазеров на КТ. Было показано, что оже-рекомбинация в длинноволновых лазерах на КТ по сравнению с коротковолновыми играет более важную роль и вклад оже-процесса в пороговый ток может достигать 70% при комнатной температуре [6]. Поэтому становится особенно важно учитывать влияние

оже-процессов на пороговые характеристики и эффективность длинноволновых лазеров на КТ. В настоящей работе мы представляем анализ температурной зависимости эффективного коэффициента оже-рекомбинации и безызлучательного времени жизни носителей в лазерах на КТ. Построена простая модель, позволяющая по зависимости интенсивности спонтанной рекомбинации от тока накачки оценить эффективное время безызлучательной рекомбинации (мономолекулярной рекомбинации), а также эффективный коэффициент оже-рекомбинации в КТ.

## 2. Теоретическая модель

Результаты измерения зависимости интегральной интенсивности от тока анализировались исходя из изложенной далее модели. Мы предполагали, что полная скорость спонтанной излучательной рекомбинации в активной области объемом  $V$  выражается следующим образом [7,8]:

$$L = VBn^2, \quad (1)$$

где  $n$  — концентрация носителей и  $B$  — коэффициент спонтанной излучательной рекомбинации, который будем считать не зависящим от концентрации носителей ниже тока прозрачности. Далее предположим, что имеются два главных канала безызлучательной рекомбинации. Первый связан с безызлучательной рекомбинацией, линейно зависящей от концентрации носителей, второй — это оже-рекомбинация, которая существенна в длинноволновых лазерах [9]. Тогда для полной скорости безызлучательной рекомбинации можно записать

$$K = V \left( \frac{n}{\tau_{nr}} + Cn^3 \right), \quad (2)$$

где  $\tau_{nr}$  — время безызлучательной рекомбинации Шокли-Рида,  $C$  — эффективный коэффициент оже-

<sup>¶</sup> E-mail: novikov@switch.ioffe.ru

рекомбинации. Будем считать, что рекомбинация вне активной области пренебрежимо мала. Тогда для полного тока можно записать

$$I = e(L + K), \quad (3)$$

где  $e$  — заряд электрона. При проведении эксперимента очень сложно точно определить концентрацию носителей или полную выходную мощность  $L$ . Однако использование линейного детектора мощности и неизменность условий измерений во время эксперимента позволяют относительно легко измерять фиксированную долю излучаемой мощности, т.е. мощность можно представить следующим образом:

$$P_{\text{ext}} = RL, \quad (4)$$

где  $P_{\text{ext}}$  — измеренная мощность, а  $R$  — коэффициент пропорциональности между измеренной и реальной мощностью. Используя выражения (1)–(4), легко получить выражение для обратной эффективности спонтанной излучательной рекомбинации:

$$\frac{I}{P_{\text{ext}}} = \frac{e}{R} + \left(\frac{e^2 V}{R}\right)^{1/2} \left(\frac{1}{\tau_{nr}^2 B}\right) \left(\frac{1}{P_{\text{ext}}}\right)^{1/2} + \left(\frac{e^2}{R^3 V}\right)^{1/2} \left(\frac{C}{B^{3/2}}\right) (P_{\text{ext}})^{1/2}. \quad (5)$$

Таким образом, измерение зависимости выходной интегральной интенсивности спонтанного излучения от тока накачки и последующая аппроксимация измеренной зависимости кривой вида (5) позволяет вычислить время безызлучательной рекомбинации ( $\tau_{nr}$ ) и эффективный коэффициент оже-рекомбинации ( $C$ ).

### 3. Эксперимент

Экспериментальные образцы лазерных гетероструктур были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии. В качестве активной области структуры содержали 5 или 10 слоев КТ InAs–GaAs, сформированных с использованием активированного распада InGaAs [10], и излучали в диапазоне длин волн 1.25–1.29 мкм. Подробности конструкции лазерных структур представлены в работе [11]. Лазерные диоды изготавливались в полосковой геометрии с шириной полоска 100 мкм. Образцы крепились на медный теплоотвод эпитаксиальными слоями вниз при помощи индиевого припоя. Характеристики исследовались при накачке импульсным током (длительность импульса 500 нс, частота повторения 1 кГц), мощность фиксировалась при помощи германиевого фотодиода. Для проведения эксперимента были изготовлены образцы с длиной резонатора 100 мкм из структуры с 10 слоями КТ и длиной 75 мкм из структуры с 5 слоями КТ. Такая длина обеспечивала высокие потери на выход излучения, а также сильно уменьшала эффекты перепоглощения.

### 4. Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены зависимости обратной эффективности спонтанной рекомбинации от квадратного корня из оптической мощности при различных температурах. Для дальнейшего анализа и расчета зависимости коэффициента спонтанной излучательной рекомбинации  $B$  от температуры использовалось следующее выражение [12]:

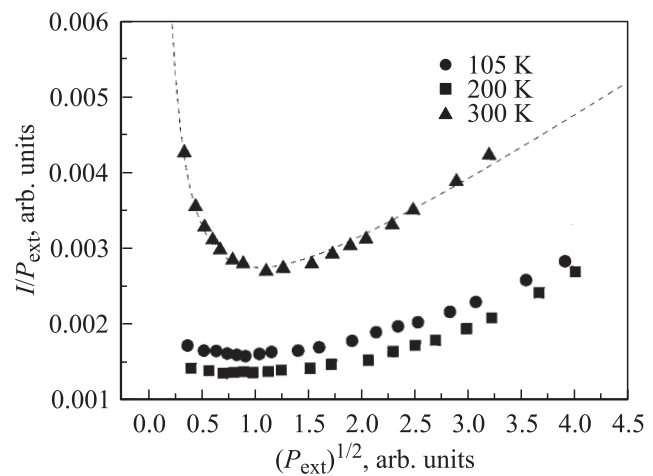
$$B(T) = \frac{4}{3} (\sqrt{2} \pi^{3/2}) \alpha \sqrt{\varepsilon} \frac{1}{T^{3/2}} \frac{m_{chh}^{3/2} + m_{clh}^{3/2}}{m_c^{3/2} \cdot m_v^{3/2}} E_g \left(\frac{P_k}{c}\right)^2, \quad (6)$$

где  $m_v^{3/2} = m_c^{3/2} + m_{lh}^{3/2}$ ,  $m_{chh} = m_c m_{hh} / (m_c + m_{hh})$ ,  $m_{clh} = m_c m_{lh} / (m_c + m_{lh})$ ,  $m_c$ ,  $m_{lh}$ ,  $m_{hh}$  — значения эффективных масс в полупроводнике для электрона, легкой и тяжелой дырки соответственно,  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры,  $c$  — скорость света в вакууме,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость,  $E_g$  — ширина эффективной запрещенной зоны (в нашем случае мы использовали энергию максимума спонтанного излучения),  $T$  — температура в эВ;  $P_k$  — параметр Кейна, который рассчитывается по формуле

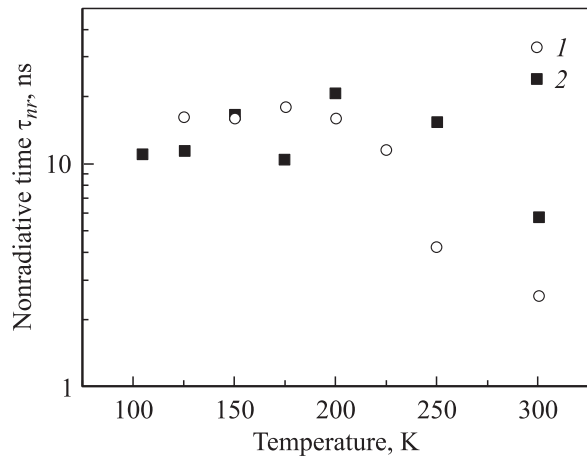
$$P_k^2 = \frac{1}{2} \hbar^2 E_g \frac{E_g + \Delta}{E_g + (2/3)\Delta} \frac{1}{m_c}, \quad (7)$$

где  $\Delta$  — энергия спин-орбитального расщепления. Расчет проводился при следующих значениях параметров для InAs:  $m_c = 0.023 m_e$ ,  $m_{hh} = 0.41 m_e$ ,  $m_{lh} = 0.026 m_e$ ,  $\Delta = 0.41$ ,  $\alpha = 1/137$ ,  $\varepsilon = 12$ ,  $m_e$  — масса свободного электрона ( $m_e = 0.911 \cdot 10^{-27}$  г). Характерные размеры КТ составляют 15–20 нм в основании и 5–7 нм в высоту [13], поэтому при расчете мы считали объем одной КТ равным  $V = 2 \cdot 10^{-18}$  см<sup>3</sup>.

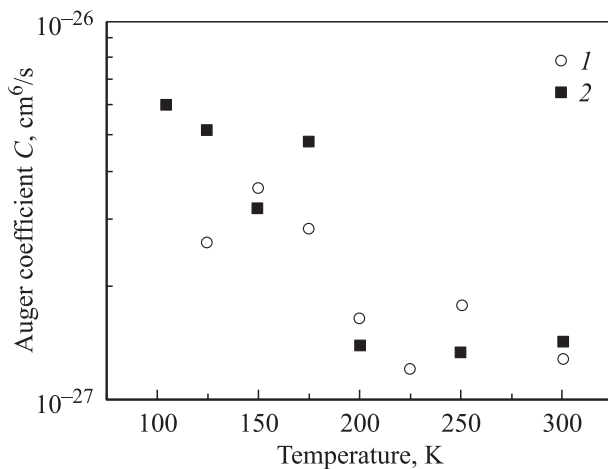
Результаты расчета времени безызлучательной рекомбинации при различных температурах, выполненные по



**Рис. 1.** Зависимость обратной эффективности спонтанного излучения от детектируемой мощности при различных температурах для гетероструктуры с 10 слоями квантовых точек. Штриховая линия — аппроксимация экспериментальной зависимости согласно (5).



**Рис. 2.** Зависимость эффективного безызлучательного времени жизни от температуры для структур с 5 (1) и 10 (2) слоями квантовых точек.



**Рис. 3.** Зависимость эффективного коэффициента оже-рекомбинации от температуры для структур с 5 (1) и 10 (2) слоями квантовых точек.

изложенной выше методике, представлены на рис. 2. Видно, что зависимость времени безызлучательной рекомбинации носит качественно схожий характер для всех структур — все зависимости имеют максимум в районе температуры 200 К. Как было показано ранее для данных лазерных гетероструктур [14], эта температура разделяет температурные области неравновесного и равновесного распределения носителей в КТ. При температуре ниже 200 К осуществляется неравновесное распределение [15], когда заселение состояний КТ определяется не распределением Ферми, а вероятностью захвата носителя в точку определенного размера. По-видимому, причина наблюдаемого поведения температурной зависимости безызлучательного времени рекомбинации связана именно с изменением характера распределения неравновесных носителей в КТ. Также следует отметить хорошее согласие полученных оценок величины времени безызлучательной рекомбинации с

оценкой, приведенной в работе [16], где также из анализа эффективности спонтанной рекомбинации была получена не зависящая от температуры величина времени безызлучательной рекомбинации  $\sim 10$  нс.

Результат расчета эффективного коэффициента оже-рекомбинации в КТ при различных температурах представлен на рис. 3. Видно, что для всех структур эффективный коэффициент оже-рекомбинации падает с ростом температуры при температурах ниже 200 К и слабо растет или совсем не изменяется при температурах выше 200 К. Обращает на себя внимание как необычное температурное поведение эффективного коэффициента оже-рекомбинации, так и его величина. Как указывалось выше, исследования оже-рекомбинации в квантово-размерных гетероструктурах выявили, что наличие гетерограницы приводит к снятию ограничений, накладываемых на электрон-электронное взаимодействие законами сохранения энергии и импульса. Это приводит к появлению в гетероструктурах нового беспорогового и квазипорогового каналов оже-рекомбинации [3]. При низких температурах беспороговый процесс, в отличие от порогового процесса, является достаточно эффективным каналом безызлучательной рекомбинации и для узких квантовых ям при высоких концентрациях носителей преобладает над процессом оже-рекомбинации с участием фононов. Наличие беспорогового матричного элемента электрон-электронного взаимодействия также существенно влияет на процесс оже-рекомбинации с участием фононов. Последний становится резонансным процессом и существенно усиливается по сравнению с трехмерным оже-процессом с участием фононов [4]. Схожее поведение теоретически предсказывалось и для квантовых нитей [5]. Таким образом, учитывая, что в КТ реализуется предельный случай размерного квантования, следует ожидать увеличения вероятности оже-рекомбинации по сравнению с квантовыми ямами, нитями и объемными полупроводниками.

Мы считаем, что за участок низких температур (до 200 К) ответственен беспороговый механизм, связанный с передачей большого момента импульса возбужденному носителю заряда. В области высоких температур (выше 200 К) начинает доминировать квазипороговый процесс, в пределе бесконечно большого эффективного размера КТ переходящий в трехмерный пороговый оже-процесс [4,5]. Действительно, беспороговый процесс связан с рассеянием носителей на гетерогранице, в то время как квазипороговый зависит от степени локализации носителя [3]. При низких температурах носители сильнее локализованы в КТ, т.е. эффективный радиус КТ меньше, чем при более высоких температурах, при этом растет вероятность рассеяния на гетерогранице и, как следствие, беспороговый механизм преобладает над квазипороговым процессом. Рост температуры приводит к делокализации носителей (растет эффективный радиус волновой функции), что приводит к доминированию квазипорогового механизма над беспороговым.

В работе [17] была измерена температурная зависимость эффективного коэффициента оже-рекомбинации

в КТ по зависимости задержки оптического импульса по сравнению с импульсом накачки, при этом эффективный коэффициент оже-рекомбинации уменьшался с ростом температуры от  $8 \cdot 10^{-29} \text{ см}^6/\text{с}$  при 100 К до  $4 \cdot 10^{-29} \text{ см}^6/\text{с}$  при 300 К. Уменьшение коэффициента оже-рекомбинации связывалось с влиянием возбужденных состояний КТ и температурной зависимостью скорости электрон-дырочного рассеяния, что является одним из механизмов снятия порога в оже-процессе [3].

В работах [18,19] изложен формализм микроскопической теории оже-рекомбинации в КТ в приближении сферической КТ. В пределе большой локализации электрона ( $\hbar^2/2m_c a^2 \ll V_c$ , где  $a$  — эффективный радиус КТ,  $V_c$  — высота гетеробарьера в зоне проводимости) получается следующее выражение для вероятности (обратного времени) оже-перехода:

$$G = 10^7 \left( \frac{1 \text{ эВ}}{E_g} \right)^{5/2} \left( \frac{1}{m_c/m_e} \right)^{3/2} \frac{V_c}{E_g} \left( \frac{5 \cdot 10^{-7} \text{ см}}{a} \right)^5, \quad (8)$$

где  $E_g$  — энергия перехода. Условие  $\hbar^2/2m_c a^2 \ll V_c$  в нашем случае выполняется, поскольку для размера КТ  $\sim (10-15) \text{ нм}$  слева стоит величина  $8-20 \text{ мэВ}$ , в то время как  $V_c \approx 260 \text{ мэВ}$  [20]. Для оценки эффективного трехмерного оже-коэффициента  $C_{\text{эф}}^{3\text{D}}$  необходимо умножить (8) на величину эффективной площади поверхности гетеробарьера в кубе,  $(4\pi a^2)^3$ . Тогда получим

$$C_{\text{эф}}^{3\text{D}} = G(4\pi a^2)^3 = 3.4759 \cdot 10^{-26} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1} \quad (9)$$

при радиусе КТ  $a = [(3/4\pi)V]^{1/3} \approx 8 \text{ нм}$  и  $E_g = 1.0248 \text{ эВ}$ , что соответствует максимуму длины волны спонтанного излучения для гетероструктуры с 10 слоями КТ при 200 К — температуре, при которой беспороговый канал оже-рекомбинации доминирует для обеих структур. Экспериментальное значение эффективного коэффициента оже-рекомбинации, полученное из анализа экспериментальных данных, составляет  $1.35 \cdot 10^{-27}$  и  $1.39 \cdot 10^{-27} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$  для гетероструктур с 5 и 10 слоями КТ соответственно. Видно, что полученные значения хорошо согласуются с оценкой (9) для обеих структур. Небольшое расхождение легко объясняется сделанным приближением сферической модели КТ и необходимостью учета несферичности реальной КТ.

## 5. Заключение

Проведено исследование полупроводниковых лазерных гетероструктур с 5 и 10 слоями квантовых точек InAs/GaAs, выращенных на подложках GaAs, с длиной волны излучения  $\sim 1.3 \text{ мкм}$ . По зависимости интегральной интенсивности электролюминесценции от тока накачки получены оценки для температурной зависимости безызлучательного времени жизни и эффективного коэффициента оже-рекомбинации в квантовых точках. Показано, что при низких температурах (ниже 200 К) в КТ преобладает беспороговый канал оже-рекомбинации, в

то время как при более высоких температурах доминирует квазипороговый. Оценки эффективного трехмерного оже-коэффициента, выполненные в приближении сферической формы квантовой точки, дают хорошее согласие с полученными экспериментальными результатами.

Работа была выполнена при поддержке фондов SANDiE, INTAS, программы Министерства науки „Физика твердотельных наноструктур“ и РФФИ, а также научной программы РАН и президиума РАН. Автор И.И. Новиков благодарит за финансовую поддержку фонд „Династия“ и МЦФФМ.

## Список литературы

- [1] N.N. Ledentsov, et al. IEEE J. Select. Topics Quant. Electron., **8**, 1015 (2002).
- [2] J.L. Pan. Phys. Rev. B, **46**, 3977 (1992).
- [3] Г.Г. Зегря, В.А. Харченко. ЖЭТФ, **101**, 327 (1992).
- [4] A.S. Polkovnikov, G.G. Zegrya. Phys. Rev. B, **58**, 4039 (1998).
- [5] Е.Б. Догонкин, Г.Г. Зегря, А.С. Полковников. ЖЭТФ, **117**, 429 (2000).
- [6] I.P. Marko, A.D. Andreev, A.R. Adams, R. Krebs, J.P. Reithmaier, A. Forchel. IEEE J. Select. Topics Quant. Electron., **9**, 1300 (2003).
- [7] K.R. Poguntke, A.R. Adams. Electron. Lett., **28**, 41 (1992).
- [8] K. Mukai, Y. Nakata, K. Otsubo, M. Sugawara, N. Yokoyama, H. Ishikawa. IEEE J. Quant. Electron., **36**, 472 (2000).
- [9] M.I. Dyakonov, V.Yu. Kachorovskii. Phys. Rev. B, **49**, 17 130 (1994).
- [10] M.V. Maximov, A.F. Tsatsul'nikov, B.V. Volovik, D.S. Sizov, Yu.M. Shernyakov, I.N. Kaiander, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, S.S. Mikhlin, V.M. Ustinov, Zh.I. Alferov, R. Heitz, V.A. Shchukin, N.N. Ledentsov, D. Bimberg, Yu.G. Musikhin, W. Neumann. Phys. Rev. B, **62**, 16 671 (2000).
- [11] С.С. Михрин, А.Е. Жуков, А.Р. Ковш, Н.А. Малеев, А.П. Васильев, Е.С. Семенова, В.М. Устинов, М.М. Кулагина, Е.В. Никитина, И.П. Сошников, Ю.М. Шерняков, Д.А. Лившиц, Н.В. Крыжановская, Д.С. Сизов, М.В. Максимов, А.Ф. Цацульников, Н.Н. Леденцов, D. Bimberg, Ж.И. Алфёров. ФТП, **36**, 1400 (2002).
- [12] Б.Л. Гельмонт. ЖЭТФ, **75**, 536 (1978).
- [13] A.R. Kovsh, N.A. Maleev, A.E. Zhukov, S.S. Mikhlin, A.P. Vasil'ev, E.A. Semenova, Yu.M. Shernyakov, M.V. Maximov, D.A. Livshits, V.M. Ustinov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg, Zh.I. Alferov. J. Cryst. Growth, **251**, 729 (2003).
- [14] И.И. Новиков, М.В. Максимов, Ю.М. Шерняков, Н.Ю. Гордеев, А.Р. Ковш, А.Е. Жуков, С.С. Михрин, Н.А. Малеев, А.П. Васильев, В.М. Устинов, Ж.И. Алфёров, Н.Н. Леденцов, Д. Бимберг. ФТП, **37**, 1270 (2003).
- [15] А.Е. Жуков, А.Ю. Егоров, А.Р. Ковш, В.М. Устинов, Н.Н. Леденцов, М.В. Максимов, А.Ф. Цацульников, С.В. Зайцев, Н.Ю. Гордеев, П.С. Копьев, Д. Бимберг, Ж.И. Алфёров. ФТП, **31**, 483 (1997).
- [16] D.G. Deppe, D.L. Huffaker, Z. Zou, G. Park, O.B. Shchekin. IEEE J. Quant. Electron., **35**, 1238 (1999).
- [17] S. Ghosh, P. Bhattacharya, E. Stoner, J. Singh, H. Jiang, S. Nuttinck, J. Laskar. Appl. Phys. Lett., **79**, 722 (2001).
- [18] Г.Г. Зегря, А.С. Полковников. Тез. докл. 2-й Росс. конф. по физике полупроводников (1996) т. 1, с. 95.

- [19] E.B. Dogonkine, V.N. Golovatch, A.S. Polkovnikov, A.V. Pozdnyakov, G.G. Zegrya. *8th Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology* (St. Petersburg, 2000) p. 399.
- [20] J. He, B. Xu, Z.G. Wang. *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 5237 (2004).

*Редактор Л.В. Шаронова*

## **Temperature dependence of an effective Auger coefficient in InAs/GaAs quantum dot laser with emitting 1.3 $\mu\text{m}$ wavelegth**

*I.I. Novikov, N.Yu. Gordeev, M.V. Maximov,  
Yu.M. Shernyakov, E.S. Semenova, A.P. Vasil'ev,  
A.E. Zhukov, V.M. Ustinov and G.G. Zegrya*

loffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** Long-wavelength semiconductor laser heterostructures with five and ten sheets of InAs/GaAs quantum dots grown on GaAs substrate have been investigated. Analyzing the efficiency of the radiative spontaneous recombination allowed us to obtain the temperature dependences of an effective Auger coefficient and the nonradiative lifetime in quantum dots. It is shown, that in quantum dots the thresholdless channel of Auger recombination dominates at low temperatures (below 200 K), while the quasithreshold one prevails above 200 K. Estimation of the effective Auger coefficient using the spherical shape model of quantum dot has shown good agreement with experimental results.