

Оже-рекомбинация в напряженных квантовых ямах

© А.Д. Андреев, Г.Г. Зегря

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

(Получена 12 мая 1996 г. Принята к печати 26 июня 1996 г.)

Теоретически исследован беспороговый механизм оже-рекомбинации неравновесных носителей в квантовых ямах с напряженными слоями. Показано, что анализ зависимости скорости оже-рекомбинации от величины напряжения, высот гетеробарьеров для электронов и дырок, возможен только при микроскопическом расчете интегралов перекрытия между начальными и конечными состояниями частиц. В квантовых ямах с напряженными слоями наличие деформации качественно и количественно влияет на интеграл перекрытия электрон-дырка. Выполнен анализ зависимости скорости оже-рекомбинации от параметров квантовой ямы, величины напряжения и температуры для гетероструктур на основе InGaAsP/InP и InGaAlAs/InP.

1. Введение

Полупроводниковые гетероструктуры (ГС) — одиночные гетеропереходы, квантовые ямы, квантовые точки — являются основными объектами исследований в области физики полупроводников. На основе полупроводниковых гетероструктур создано большое количество различных оптоэлектронных приборов, в частности, гетеролазеры на основе двойных гетероструктур и квантовых ям [1,2]. Наименьшие пороговые токи имеют полупроводниковые лазеры на квантовых ямах (КЯ) [2]. В большинстве своем ГС с КЯ являются структурами с напряженными слоями. Как известно [3,4], наличие упругого напряжения в ГС существенно влияет на элементарные процессы рекомбинации носителей. В длинноволновых лазерах ($\lambda > 1.3\text{ мкм}$) наряду с процессами излучательной рекомбинации существенны процессы безызлучательной оже-рекомбинации (ОР). Безызлучательные процессы рекомбинации уменьшают внутренний квантовый выход и увеличивают пороговый ток лазеров при высоких температурах. При создании длинноволновых лазеров с улучшенными характеристиками важно добиться ослабления процессов оже-рекомбинации. Один из способов подавления оже-рекомбинации в длинноволновых лазерах — создание структур с напряженными слоями [3,4].

В работе [5] впервые было теоретически показано, что в полупроводниковых гетероструктурах процесс оже-рекомбинации является беспороговым, а скорость ОР — степенной функцией температуры. Существование беспорогового канала ОР было доказано экспериментально различными группами для гетероструктур как I типа [6], так и II типа [7,8]. Основными особенностями беспорогового канала ОР являются 1) импульс, необходимый для перехода в высоковозбужденное состояние, оже-электрон получает при взаимодействии с гетерограницей, а не с другими частицами; 2) так как закон сохранения компоненты импульса, перпендикулярной плоскости гетероструктуры, отсутствует, оже-процесс является беспороговым, а его скорость — неэкспоненциальной

(степенной) функцией температуры; 3) возбужденный оже-электрон выбрасывается в направлении, перпендикулярном плоскости гетероструктуры. Следует отметить, что до сих пор в литературе скорость ОР в КЯ рассчитывалась аналогично случаю объемного полупроводника, при этом оже-процесс считался пороговым, а скорость ОР в КЯ содержала экспоненциальную зависимость от температуры [1,2,9].

В наших предыдущих работах исследовался беспороговый оже-процесс в ненапряженных квантовых ямах I и II типов [10–12]. Было показано, что скорость ОР существенно зависит от параметров КЯ (высот гетеробарьеров для электронов и дырок, ширины КЯ). Очевидно, что в случае напряженных гетероструктур скорость беспорогового процесса ОР существенно зависит от величины напряжения.

Цель настоящей работы состоит в исследовании влияния упругого напряжения на скорость ОР в КЯ с напряженными слоями. Будет показано, что скорость ОР сильно зависит от параметров КЯ и от величины напряжения.

2. Скорость оже-рекомбинации

В гетероструктурах с КЯ важны два канала ОР: СНСС и СННС [10]. В настоящей работе мы ограничимся рассмотрением СНСС оже-процесса (рис. 1).

Согласно стандартным правилам теории оже-процессов, скорость ОР рассчитывается в рамках 1-го порядка теории возмущений по электрон-электронному взаимодействию [5,12,13]:

$$G = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{1}{S} \sum_{1,2,3,4} |M|^2 \delta(E_1 + E_2 - E_3 - E_4) \times f_c(E_1) f_c(E_2) f_h(E_3) [1 - f_c(E_4)]. \quad (1)$$

Здесь $f(E_i)$ — функция распределения Ферми-Дирака i -й частицы ($i = 1, 2, 3, 4$); E_1 и E_2 — начальные, а E_3 и E_4 — конечные энергии электронов; S — площадь гетероконтракта; M — матричный

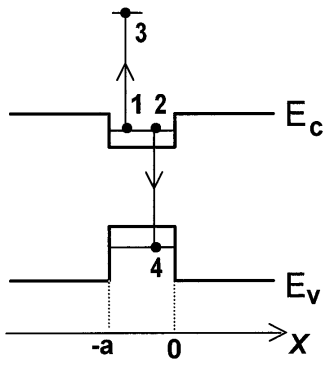


Рис. 1. Схематическое изображение зонной диаграммы гетероструктуры с одиночной квантовой ямой. Числа 1 и 2 обозначают начальные состояния частиц, 3 и 4 обозначают конечные состояния. Стрелками указаны переходы частиц из начальных 1 и 2 в конечные 3 и 4 состояния частиц при процессе оже-рекомбинации.

элемент электрон-электронного взаимодействия, вычисленный с учетом антисимметризации волновых функций электронов в начальном и конечном состояниях. После статистического усреднения по начальным спиновым состояниям электронов квадрат матричного элемента имеет вид

$$\langle |M|^2 \rangle = |M_I|^2 + |M_{II}|^2 - M_I M_{II}^*, \quad (2)$$

$$M_I = \int \psi_1^*(\mathbf{r}) \psi_3(\mathbf{r}) \frac{e^2}{\varkappa_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \psi_2^*(\mathbf{r}') \psi_4(\mathbf{r}') d^3 \mathbf{r} d^3 \mathbf{r}', \quad (3)$$

где \varkappa_0 — статическая диэлектрическая проводимость среды; M_{II} получается из M_I заменой $1 \leftrightarrow 2$. Для расчета матричного элемента оже-перехода необходимо найти волновые функции носителей, участвующих в процессе рекомбинации. Ранее было показано, что волновые функции носителей (как дырок, так и электронов) должны вычисляться в многозонном приближении [5,12,13]. При этом очень важен выбор эффективного гамильтониана многозонной модели. Этот гамильтониан должен описывать основные особенности спектра и волновых функций носителей в КЯ (подмешивание легких и тяжелых дырок, непараболичность спектра). В настоящей работе мы использовали модель Кейна, так как эта модель хорошо описывает зонную структуру узкозонных полупроводников. В рамках такой модели базисные волновые функции дна зоны проводимости и вершины валентной зоны выбираются в виде $|s\rangle$ - и $|\mathbf{p}\rangle$ -функций (ось X направлена перпендикулярно плоскости КЯ). Волновая функция электронов и дырок есть суперпозиция базисных состояний

$$\psi = u(\mathbf{r})|s\rangle + \mathbf{v}(\mathbf{r})|\mathbf{p}\rangle, \quad (4)$$

где $u(\mathbf{r})$ и $\mathbf{v}(\mathbf{r}) \equiv (v_x, v_{\parallel})$ — плавные огибающие бловских функций. Система уравнений для огибающих

имеет вид

$$\begin{aligned} \left[E - \frac{E_g}{2} - V_c(x) - d_c \right] u - \gamma \hat{\mathbf{k}} \mathbf{v} &= 0, \\ \left[E + \frac{E_g}{2} + V_v(x) - d_x + \frac{\hbar^2 \hat{\mathbf{k}}^2}{2m_{hh}} \right] v_x - \gamma \hat{k}_x u &= 0, \\ \left[E + \frac{E_g}{2} + V_v(x) - d_{\parallel} + \frac{\hbar^2 \hat{\mathbf{k}}^2}{2m_{hh}} \right] v_{\parallel} - \gamma \hat{k}_{\parallel} u &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $\hat{\mathbf{k}} = -i\nabla$; γ — кейновский элемент; E_g — ширина запрещенной зоны узкозонного полупроводника (без учета напряжения); m_{hh} — эффективная масса тяжелых дырок объемного материала; $V_c(x)$ и $V_v(x)$ — высоты гетеробарьеров для электронов и дырок соответственно в отсутствии напряжения. Величины d_c, d_x, d_{\parallel} выражаются через константы деформационного потенциала a_c, a_v, b : $d_c = a_c(e_x + 2e_{\parallel})$; $d_x = 2e_{\parallel}(a_x - b) + e_x(a_v + 2b)$; $a_{\parallel} = (a_v - b)(e_x + e_{\parallel}) + (a_v + 2b)e_{\parallel}$. В рассматриваемом нами случае ненапряженного барьера для компонент тензора напряжения имеем: $e_{\parallel} = (a_B - a_W)/a_W$, $e_x = -2C_{12}e_{\parallel}/C_{11}$; где a_B и a_W — постоянные решетки материалов барьера и квантовой ямы соответственно; C_{11} и C_{12} — упругие константы. Система уравнений (5) не содержит слагаемых, описывающих спин-орбитальное взаимодействие и его изменение при наличии напряжения. Влияние спин-орбитального взаимодействия на процесс ОР учитывается лишь через кейновский матричный элемент γ :

$$\gamma^2 = \frac{\hbar^2 E_g (E_g + \Delta_{so})}{2m_c (E_g + 2\Delta_{so}/3)},$$

где Δ_{so} — величина спин-орбитального расщепления. На гетерогранице волновые функции, определяемые из системы (5), удовлетворяют определенным граничными условиям [12]. Отметим, что при вычислении волновых функций и спектра дырок необходимо учитывать взаимную трансформацию легких и тяжелых дырок. Как уже было отмечено выше, пренебрежение смешиванием состояний легких и тяжелых дырок дает качественно и количественно неверный результат для интегралов перекрытия и, следовательно, для скорости ОР.

3. Матричный элемент оже-перехода

Основной задачей при расчете скорости ОР является вычисление матричного элемента оже-перехода. Разлагая потенциал кулоновского взаимодействия в интеграл Фурье получим

$$M_I = \frac{4\pi e^2}{\varkappa_0} \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \frac{1}{q^2} I_{13}(\mathbf{q}) I_{24}(-\mathbf{q}), \quad (6)$$

$$I_{ij}(\mathbf{q}) = \int d^3 r \psi_i^*(\mathbf{r}) \psi_j(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}}. \quad (7)$$

Здесь I_{ij} — интеграл перекрытия между состояниями частиц i и j . Используя явные выражения для волновых функций электронов и дырок, определяемые из системы (5), можно получить аналитические выражения для интегралов перекрытия и матричного элемента. При этом удобно использовать следующую схему вычислений. Вначале вычисляется интеграл перекрытия между состояниями "1" и "3" $I_{13}(\mathbf{q})$ (см. рис. 1). Затем интегрируем по q_x в M_I , используя теорему о вычетах. При этом оказывается, что в комплексной плоскости q_x существует два вида полюсов: 1) полюс, отвечающий малым переданным импульсам $q_x^{(1)} = |\mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_4|$ (где \mathbf{q}_i — продольный импульс частицы i); 2) полюс, отвечающий большим переданным импульсам $q_x^{(2)} \sim Q$, где $Q \sim (m_c E_g / \hbar^2)^{1/2}$. В результате матричный элемент распадается на две части:

$$M = M^{(1)} + M^{(2)},$$

где $M^{(1)}$ и $M^{(2)}$ — вклады в матричный элемент, соответствующие малым $q_x^{(1)}$ и большим $q_x^{(2)}$ переданным импульсам.

Как уже было показано ранее [5,12], интегралы перекрытия, входящие в матричный элемент ОР, необходимо вычислять в рамках многозонной модели Кейна с учетом непараболичности спектра носителей. Для интеграла перекрытия I_{14} между состояниями локализованного "1" и высоковозбужденного "4" электронов это важно по следующим причинам. Во-первых, волновая функция высоковозбужденного электрона в зоне проводимости содержит существенную примесь $|p\rangle$ -состояний валентной зоны (т. е. $u_z \sim v_{xz}$). Во-вторых, указанный интеграл перекрытия состоит из вкладов от трех областей интегрирования по X : две области подбарьерного движения электрона "1" ($x < -a$ и $x > 0$ — см. рис. 1) и область квантовой ямы ($-a < x < 0$). При суммировании вклады от областей подбарьерного движения и вклад от области квантовой ямы компенсируют друг друга, что приводит к дополнительной малости в матричном элементе порядка \tilde{V}_c/E_g , где \tilde{V}_c — эффективная (с учетом напряжения) высота барьера для электронов. Отметим, что в гетероструктурах II типа аналогичная компенсация приводит к подавлению процесса ОР при определенных параметрах гетероструктуры [11].

При вычислении интеграла перекрытия электрон-дырка I_{24} необходимо учитывать взаимную трансформацию легких и тяжелых дырок и существенно непараболическую зависимость спектра дырок от продольного импульса q_4 . Такой учет возможен в рамках многозонной модели Кейна. В рамках такой модели волновые функции дырок представляют собой суперпозицию состояний легких и тяжелых дырок. Благодаря взаимодействию с гетерограницей имеет место сильное смешивание этих состояний, существенно зависящее от продольного импульса дырок q_4 . На рис. 2, *a* представлена зависимость амплитуд

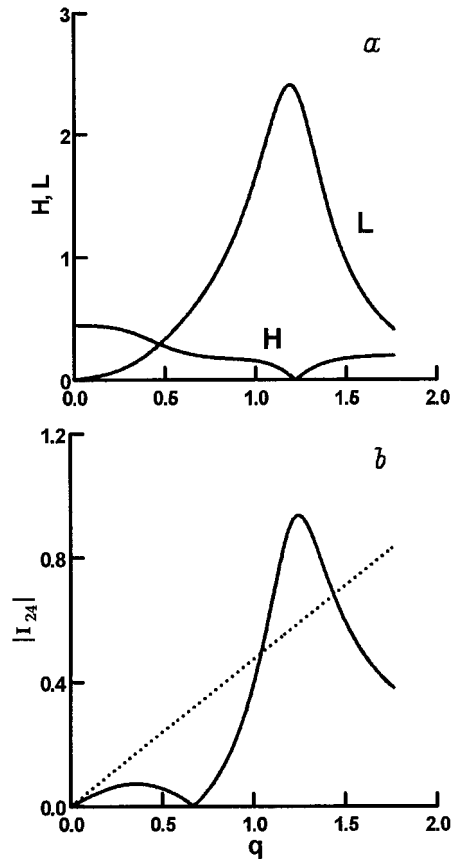


Рис. 2. *a* — зависимость амплитуд состояний легких L и тяжелых H дырок от продольного импульса q в напряженной квантовой яме InGaAsP, $a = 60 \text{ \AA}$, $\xi = 1.5\%$. *b* — зависимость интеграла перекрытия электрон-дырка I_{24} ($q_x = 0$) от продольного импульса дырки $q \equiv q_4$ при $q_2 \equiv 0$, рассчитанная по точной формуле (7) — сплошная кривая, пунктир — линейная аппроксимация $I_{24} = \gamma|\mathbf{q}_2 - \mathbf{q}_1|/|E_2 - E_4|$, использованная в работе других авторов [9]. Параметры структуры взяты из [14].

состояний легких L и тяжелых H дырок в области КЯ ($-a < x < 0$) в зависимости от продольного импульса q_4 . Влияние взаимной трансформации легких и тяжелых дырок на амплитуды H и L приводит к немонотонной зависимости интеграла перекрытия электрон-дырка I_{24} от импульса дырки q_4 (см. рис. 2, *b*). При $q \sim \pi/a$ основной вклад в интеграл перекрытия электрон-дырка вносят состояния легких дырок (см. рис. 2). Следует особо подчеркнуть, что зависимость интеграла перекрытия I_{24} от переданного импульса $|\mathbf{q}_2 - \mathbf{q}_4|$ существенно нелинейна. Для ненапряженных КЯ линейная зависимость I_{24} от переданного импульса имеет место лишь при малых переданных импульсах $q < \pi/a$, где a — ширина квантовой ямы; в области $q > \pi/a$ интеграл перекрытия I_{24} есть слабо убывающая функция переданного импульса (рис. 3, *a*). На рис. 3, *b* представлена та же зависимость для напряженной квантовой ямы. Проведенный анализ показывает, что напряжение

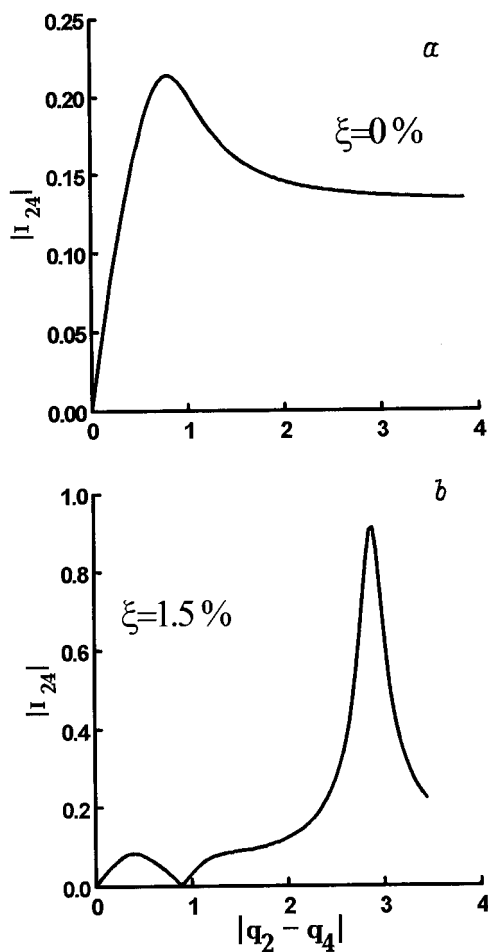


Рис. 3. Зависимость интеграла перекрытия электрон-дырка I_{24} ($q_x = 0$) от переданного импульса $|q_2 - q_4|$ для ненапряженной (а) и напряженной (б) квантовой ямы на основе InGaAsP; $E_g^{\text{eff}} = 0.83$ эВ, $a = 60$ Å, зонные параметры структуры взяты из [14].

как качественно, так и количественно влияет на зависимость интеграла перекрытия электрон-дырка от переданного импульса.

В работе других авторов [9] при вычислении скорости ОР использовалось феноменологическое выражение для расчета интеграла перекрытия электрон-дырка $|I_{24}|^2 = \alpha|q_2 - q_4|^2/E_g$, т. е. считалось, что I_{24} линейно зависит от переданного импульса (здесь α — некоторый подгоночный параметр). При этом, значение подгоночного параметра α не зависело от параметров КЯ и величины напряжения. В настоящей работе показано, что такой феноменологический подход неприемлим в общем случае и не позволяет анализировать зависимость скорости ОР от параметров КЯ, величины напряжения и температуры. Таким образом, для расчета интегралов перекрытия частиц, участвующих в процессе ОР, необходимо использовать волновые функции, рассчитанные в рамках многозонной модели Кейна.

Для расчета скорости ОР матричный элемент, вычисленный аналитически согласно описанной выше схеме, следует подставить в (1). Используя далее стандартную схему вычислений и переходы к полярным координатам (q_i, φ_i) , в плоскости продольного импульса q , для скорости ОР имеем

$$G = \frac{1}{4\pi^5 \hbar} \sum_{n_1, n_2, n_4} \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty q_1 dq_1 q_2 dq_2 q_4 dq_4 \times \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi_1 d\varphi_2 |M(q_1, q_2, q_4, \varphi_1, \varphi_2)|^2 \times f_c(q_1) f_c(q_2) f_h(q_4) \left| \frac{\partial E_3}{\partial k_3} \right|^{-1}. \quad (8)$$

Для дальнейшего расчета скорости ОР 5-мерный интеграл (8) вычисляется численно. Анализ выражения (8) позволяет сделать вывод, что скорость ОР имеет неэкспоненциальную зависимость от температуры, т. е. процесс ОР является беспороговым [5,10].

4. Обсуждение и результаты

Для демонстрации зависимости скорости ОР от параметров КЯ мы рассмотрим две гетероструктуры на основе $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ и $\text{In}_{1-x-z}\text{Ga}_x\text{Al}_z\text{As}$. Состав четверных растворов будем определять из условия $E_g^{\text{eff}} = \text{const}$ при данных значениях напряжения ξ и ширины квантовой ямы (здесь E_g^{eff} — эффективная ширина запрещенной зоны). При этом значения напряжения ξ , отвечающие реальным структурам, могут изменяться лишь в определенных пределах, которые зависят от E_g^{eff} и a . Такой выбор структур связан с тем, что эти структуры имеют широкое практическое применение для создания длинноволновых лазеров в диапазоне 1.3–1.5 мкм. При создании лазеров, излучающих в данном диапазоне длин волн, важно выбирать такие параметры структуры (сохраняя значение E_g^{eff} постоянным), чтобы ток оже-рекомбинации был минимальным, а квантовый выход — максимальным. Основной предмет данной работы — провести качественный и количественный анализ зависимости скорости ОР от параметров структуры.

Нами проделан теоретический анализ зависимости скорости ОР от ширины КЯ a , высот гетеробарьеров для электронов V_c и дырок V_v , величины напряжения ξ и температуры T . Такой анализ показал, что скорость ОР существенно зависит от указанных параметров КЯ.

На рис. 4 представлена зависимость скорости ОР от ширины КЯ для двух указанных выше структур. С ростом ширины КЯ скорость ОР сильно падает. Например, при изменении ширины КЯ от 40 до 120 Å, скорость G падает более чем на 2 порядка. Зависимость скорости оже-рекомбинации от a для

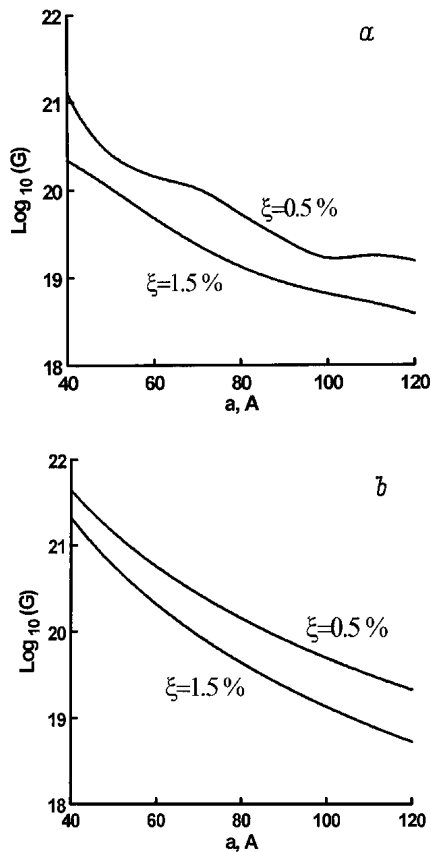


Рис. 4. Зависимость логарифма скорости оже-рекомбинации $\log_{10}(G)$ от ширины квантовой ямы a для двух значений упругого напряжения ξ для квантовой ямы на основе InGaAsP (a) и InGaAlAs (b). Для обеих структур $E_g^{\text{eff}} = 0.8 \text{ эВ}$, $n = p = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, зонные параметры структур рассчитаны согласно [14].

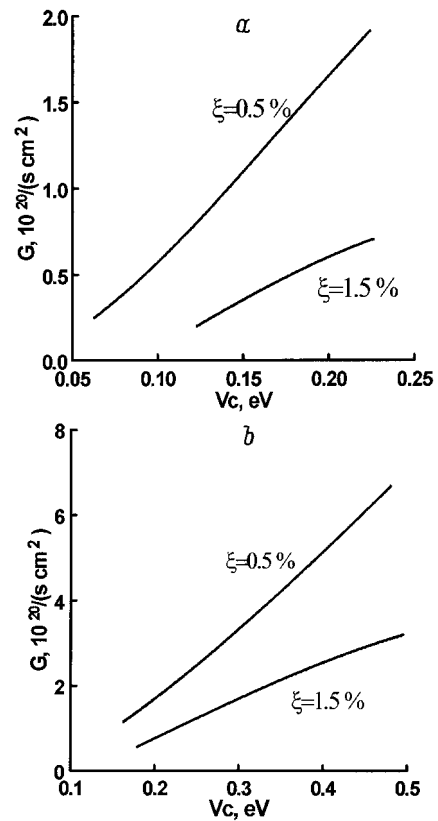


Рис. 5. Зависимость скорости оже-рекомбинации G от высоты гетеробарьера для электронов V_c для двух значений упругого напряжения ξ для квантовой ямы на основе InGaAsP (a) и InGaAlAs (b). Для обеих структур $E_g^{\text{eff}} = 0.8 \text{ эВ}$, $n = p = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, зонные параметры структур рассчитаны согласно [14].

двух указанных структур качественно различна. В структуре $\text{In}_{1-x-z}\text{Ga}_x\text{Al}_z\text{As}$ высота гетеробарьеров для электронов V_c больше, чем высота гетеробарьера для дырок V_v , их отношение равно $V_c/V_v = 7/3$. Поэтому квантовая яма для электронов глубокая и число электронных уровней, участвующих в процессе ОР, не изменяется при изменении ширины КЯ a . Таким образом, зависимость $G(a)$ для данной структуры является монотонно убывающей функцией a ; причем с ростом величины напряжения ξ зависимость G от a является более резкой (рис. 3). Иная ситуация имеет место для квантовой ямы на основе $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$. Для этой структуры глубина квантовой ямы для электронов меньше, чем для дырок; соотношение между ними есть $V_c/V_v = 4/6$. При этом с ростом a возрастает число электронных уровней, участвующих в процессе ОР. Появление нового уровня для электронов дает ощутимый вклад в скорость ОР. Следовательно, на кривой зависимости G от a при появлении нового уровня наблюдаются небольшие возрастания скорости оже-рекомбинации; далее с ростом a скорость оже-рекомбинации по-прежнему

убывает. При низких температурах зависимость $G(a)$ есть убывающая функция с небольшими осцилляциями при тех значениях a , при которых появляются новые уровни. С ростом величины напряжения зависимость $G(a)$ является более слабой, так как при этом уменьшается эффективная высота гетеробарьера для электронов. Однако при уменьшении V_c скорость оже-рекомбинации падает.

Как показано ранее [5], беспороговый механизм ОР в ГС обусловлен взаимодействием носителей заряда с гетерограницей. Для ненапряженных КЯ скорость ОР растет с ростом высоты гетеробарьеров для электронов. На рис. 5 представлена зависимость скорости ОР от высоты гетеробарьера для напряженной КЯ. При наличии деформации зависимость скорости ОР от высоты гетеробарьера является более слабой, чем в отсутствие деформации.

На рис. 6 представлена зависимость скорости ОР от величины напряжения ξ ; при этом область изменения возможных значений ξ зависит от параметров КЯ. Для значений ξ , отвечающих реальным структурам, скорость ОР убывает с ростом ξ . При уменьшении

ширины КЯ зависимость скорости ОР от величины напряжения становится более резкой. Зависимость скорости ОР от величины напряжения определяется зависимостью от ξ интегралов перекрытия I_{13} и I_{24} (см. (6)–(7)). С ростом ξ эффективное значение высоты гетеробарьера для электронов уменьшается, что приводит к уменьшению интеграла перекрытия электрон-высоковозбужденный электрон I_{13} . Интеграл перекрытия электрон-дырка I_{24} существенно меняется в зависимости от деформации: при малых переданных импульсах $q < \pi/a$ I_{24} уменьшается с ростом ξ , а при $q > \pi/a$ интеграл перекрытия имеет максимум (рис. 3). В результате скорость ОР убывает с ростом величины напряжения ξ .

Как уже было отмечено выше, в однородных полупроводниках, вследствие того что оже-процесс, является пороговым, коэффициент ОР

$$C_A = G/(\hbar^2 p)$$

зависит от температуры по экспоненциальному закону: $C_A \propto \exp(-E_{th}/T)$, где E_{th} — пороговая энергия ($E_{th} \propto E_g$), n и p — концентрации электронов и дырок соответственно. В КЯ, как уже было

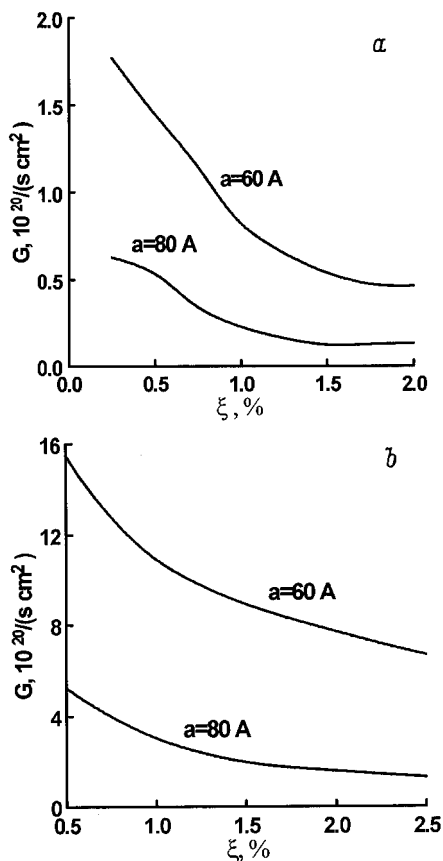


Рис. 6. Зависимость скорости оже-рекомбинации G от величины упругого напряжения для двух значений ширины квантовой ямы a для гетероструктуры на основе InGaAsP (a) и InGaAlAs (b). Для обеих структур $E_g^{\text{eff}} = 0.8$ эВ, $n = p = 2 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$, зонные параметры структур рассчитаны согласно [14].

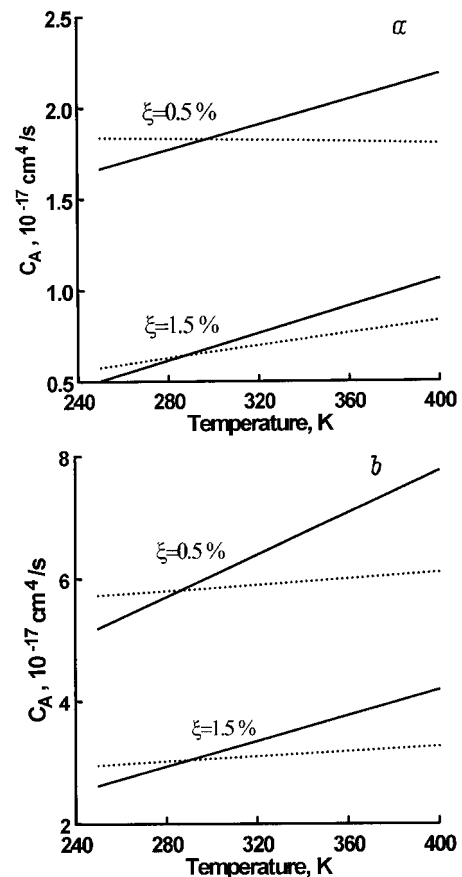


Рис. 7. Зависимость коэффициента оже-рекомбинации C_A температуры T для двух значений упругого напряжения ξ для двух гетероструктур: InGaAsP (a) и InGaAlAs (b). Для обеих структур $E_g^{\text{eff}} = 0.8$ эВ, $n = p = 2 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$, зонные параметры структур рассчитаны согласно [14]. Пунктирные кривые соответствуют зависимости $C_A(T)$ при $E_g = \text{const}$. Сплошные кривые — та же зависимость при $E_g = E_g(T = 300 \text{ K}) - \alpha(T - 300 \text{ K})$, $\alpha = 4 \cdot 10^{-4}$ эВ/К.

отмечено выше, оже-процесс является беспороговым, а коэффициент ОР слабо зависит от температуры. Точный анализ показал, что в широком диапазоне ширин КЯ коэффициент ОР практически не зависит от температуры. В этом случае зависимость C_A от температуры определяется зависимостью ширины запрещенной зоны от температуры. На рис. 7 представлена зависимость коэффициента ОР от температуры для случая, когда E_g не зависит от температуры, и для случая, когда E_g есть функция температуры.

5. Заключение

В настоящей работе из первых принципов выполнен теоретический расчет скорости СНСС оже-процесса в квантовых ямах с напряженными слоями. Проведенный теоретический анализ показал, что скорость оже-рекомбинации в напряженной квантовой яме существенно зависит от высот гетеробарьеров

для электронов и дырок, ширины квантовой ямы и величины напряжения. Показано, что для качественного и количественного анализа зависимости скорости оже-рекомбинации от указанных параметров квантовой ямы необходим микроскопический расчет интегралов перекрытия, основанный на многозонной модели Кейна. Такой подход важен при исследовании пороговых характеристик полупроводниковых лазеров на квантовых ямах. При оптимизации параметров таких лазерных структур необходимо знать зависимость от параметров квантовой ямы пороговой плотности тока, которая определяется процессами оже-рекомбинации и излучательной рекомбинации.

Настоящая работа частично поддержана Российским Фондом фундаментальных исследований (грант 96-02-17952) и государственной программой "Физика твердотельных наноструктур. Работа А.Д.Андреева поддержана стипендией INTAS Grant 93-2492-ext и проводится в рамках программы исследований Международного центра фундаментальной физики в Москве.

Список литературы

- [1] G.P. Agrawal, N.K. Dutta. *Long-Wavelength Semiconductor Lasers* (Van Nostrand Reinhold Company, N. Y., 1986).
- [2] Peter S. Zory, Ed. *Quantum Well Lasers* (Academic Press, Inc., 1993).
- [3] A.R. Adams. *Electron. Lett.*, **22**, 249 (1986).
- [4] P.J. Thijs, L.F. Tiemeijer, T. van Dongen. *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-30**, 477 (1994), and references therein.
- [5] Г.Г. Зегря, В.А. Харченко. *ЖЭТФ*, **74**, 173 (1992).
- [6] Г.Г. Зегря, В.П. Евтихийев, И.В. Кудряшов, А.Д. Андреев, А.Б. Комиссаров, Д.В. Прилутский, В.Е.Токранов. *Тез. докл. 2-ой Рос. конф. по физике полупроводников* (Зеленогорск, 1996) т. 2, с. 125.
- [7] G.G. Zegrya, P. Voisin, D.K. Nelson, A.N. Starukhin, A.N. Titkov. *Abstract Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology* (St. Peterburg, 1994) p. 101.
- [8] M.P. Mikhailova, G.G. Zegrya, K.D. Moiseev, I.N. Timchenko, I.A. Andreev, Yu.P. Yakovlev. *Proc. SPIE*, **2397**, 166 (1995).
- [9] Jin Wang, P. von Allmen, J.-P. Leburton, K.J. Linden. *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-31**, 864 (1995).
- [10] G.G. Zegrya, A.D. Andreev, N.A. Gun'ko, E.V. Frolushkina. *Proc. SPIE*, **2399**, 307 (1995).
- [11] G.G. Zegrya, A.D. Andreev. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 2681 (1995).
- [12] Г.Г. Зегря, А.Д. Андреев. *ЖЭТФ*, **102**, 615 (1996).
- [13] Б.Л. Гельмонт. *ЖЭТФ*, **75**, 536 (1978).
- [14] T. Ishikawa, J.E. Bowers. *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-30**, 562 (1994).

Редактор В.В. Чалдышев

Auger recombination in strained quantum wells

A.D. Andreev, G.G. Zegrya

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract In this paper, a thresholdless mechanism of Auger recombination of excess carriers in strained layer quantum wells is studied theoretically. It is shown that the analysis of the Auger recombination rate dependence on strain and heterobarrier heights for electron and holes is possible only in the framework of microscopic calculation of overlap integrals between the initial and final states of particles. In strained layer quantum wells the strain affects both qualitatively and quantitatively the electron-hole overlap integral. In the paper, an analysis of the Auger recombination rate dependence on quantum well parameters, strain and temperature is carried out for heterostructures based on InGaAsP/InP and InGaAlAs/InP.

Fax: (812)247-1017 (Alexey D. Andreev, Georgy G. Zegrya)
Tel: (812)247-9367 (Alexey D. Andreev, Georgy G. Zegrya)

E-mail: andreev@theory.ioffe.rssi.ru
zegrya@theory.ioffe.rssi.ru