

Сравнительный анализ эффективности электролюминесценции в гетероструктурах I и II типа на основе узкозонных соединений $A^{III}B^V$

© Н.Л. Баженов¹, К.Д. Мынбаев^{1,2}, А.А. Семакова¹, Г.Г. Зегря¹

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

² Университет ИТМО,
197101 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: bazhnil.ivom@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 21 января 2022 г.

В окончательной редакции 7 февраля 2022 г.

Принята к публикации 7 февраля 2022 г.

Проведен детальный анализ механизмов излучательной и оже-рекомбинации в гетероструктурах I и II типа на основе узкозонных материалов $A^{III}B^V$. Показано, что наличие гетерограницы фундаментальным образом меняет характер данных рекомбинационных процессов относительно объемного материала, причем по-разному, в зависимости от типа гетероперехода. Представлены результаты исследования электролюминесценции светодиодных гетероструктур I и II типа на основе квантовых ям InAsSb/InAs(Sb,P). Показано, что увеличение относительной эффективности излучательной рекомбинации в гетероструктуре II типа вследствие подавления оже-рекомбинации способствует формированию интенсивного вынужденного излучения в таких гетероструктурах при низких температурах (4.2–70 K).

Ключевые слова: излучательная и оже-рекомбинация, гетеропереходы I и II типа, квантовые ямы, $A^{III}B^V$, электролюминесценция.

DOI: 10.21883/FTP.2022.05.52349.9805

1. Введение

Квантово-размерные структуры, как изолированные квантовые ямы (КЯ), так и сверхрешетки, на основе узкозонных материалов $A^{III}B^V$ интенсивно изучаются (см., например, [1–4]), так как широко применяются в современной электронике, в частности для изготовления светодиодов и лазеров. Эффективность таких приборов определяется процессами рекомбинации неравновесных носителей заряда, а именно соотношением излучательной и безызлучательной рекомбинации, в качестве которой выступает оже-процесс. В квантово-размерных структурах, вследствие наличия гетерограниц и размерного квантования энергии носителей заряда, механизмы оже-рекомбинации фундаментально отличаются от процессов в однородных полупроводниках [5,6]. Пространственная неоднородность среды и квантование спектра существенно влияют на характер кулоновского взаимодействия между носителями заряда; в результате возникают два новых канала оже-рекомбинации: беспороговый канал, ответственный за дальнедействующий характер кулоновского взаимодействия, и квазипороговый, связанный с короткодействующим кулоновским взаимодействием. Также важно отметить, что подмешивание состояний легких и тяжелых дырок на гетерогранице по-разному влияет на оба канала оже-рекомбинации, а также по-разному влияет на процессы рекомбинации в гетероструктурах I и II типа [7]. Далее предложен детальный сравнительный анализ механизмов рекомбинации (оже- и излучательной) для квантовых ям I и II типа.

2. Модель

В узкозонных полупроводниках при высоких уровнях возбуждения наиболее вероятными процессами рекомбинации являются излучательная рекомбинация и процессы оже-рекомбинации с участием двух электронов и одной дырки (СНСС процесс), а также с участием электрона и двух тяжелых дырок с переходом одной из них в спин-орбитально отщепленную зону (СННС процесс), если величина спин-орбитального расщепления Δ_{so} меньше или порядка ширины запрещенной зоны E_g .

Рассмотрим механизм оже-рекомбинации СНСС в КЯ I и II типа, в которых разрывы зон проводимости и валентной зоны равны V_c и V_v соответственно. В гетеропереходах I типа (рис. 1), как уже было отмечено выше, из-за пространственной неоднородности возникают два совершенно новых процесса оже-рекомбинации: беспороговый и квазипороговый процессы [8]. Беспороговый процесс обусловлен рассеянием электронов и дырок на гетерогранице. В результате такого рассеяния поперечная компонента квазиимпульса не сохраняется, кулоновское взаимодействие становится дальнедействующим, а процесс оже-рекомбинации — беспороговым. В беспороговый канал оже-рекомбинации основной вклад вносит область вблизи гетерограницы. Вследствие ограничения движения носителей заряда областью КЯ и квантования энергии носителей в одном направлении квазипороговый процесс также является беспороговым процессом; при этом, вследствие принципа неопределенности Гейзенберга, волновые функции носителей представляют собой

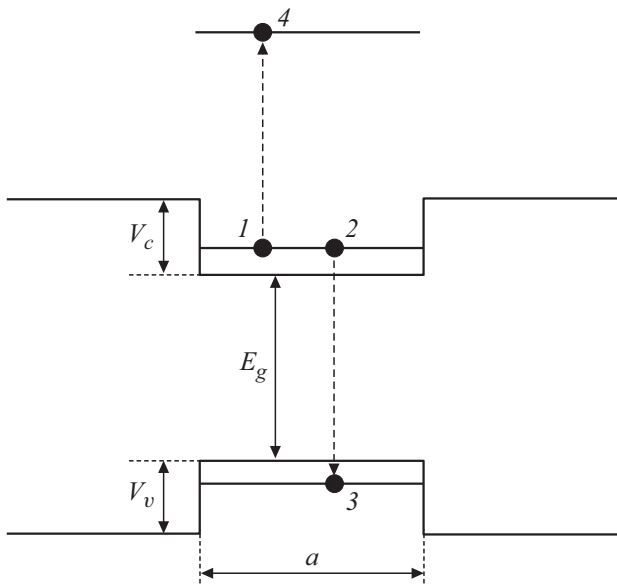


Рис. 1. Схематическое изображение гетероструктуры I типа с КЯ. Числа 1 и 2 обозначают начальные состояния локализованных частиц, 3 и 4 — конечные состояния. На рисунке изображен СНСС процесс. Состояние 4 соответствует непрерывному спектру электронов. Ось Z направлена перпендикулярно гетерогранице.

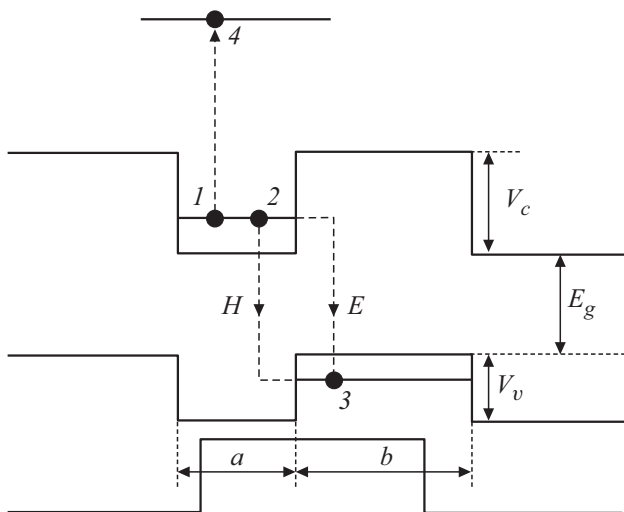


Рис. 2. Схематическое изображение гетероструктуры II типа с КЯ. Числа 1 и 2 обозначают начальные состояния локализованных частиц, 3 и 4 — конечные состояния. Буквы H и E обозначают два возможных канала рекомбинации электрона 2 и дырки 3.

волновой пакет, в котором имеются все значения волновых векторов. В этом случае рассеяние электронов (дырок) происходит на короткодействующем кулоновском потенциале, а коэффициент оже-рекомбинации зависит от температуры степенным образом. Вклад в квазипороговый процесс оже-рекомбинации вносит вся область КЯ. При стремлении ширины КЯ a к бесконечности ко-

эффициент, соответствующий беспороговому механизму оже-рекомбинации, C_1 стремится к нулю, а коэффициент квазипорогового механизма C_2 стремится к коэффициенту оже-рекомбинации объемного материала.

В гетеропереходах II типа вследствие того, что КЯ для электронов и дырок разнесены в пространстве (рис. 2), рекомбинация носителей заряда может происходить лишь при их туннелировании сквозь барьер, что существенно влияет на процессы как оже-рекомбинации, так и излучательной рекомбинации [9,10]. Процесс СНСС реализуется по двум каналам (рис. 2): 1) электрон туннелирует сквозь гетеробарьер и рекомбинирует с дыркой в КЯ (канал E); 2) дырка туннелирует сквозь гетеробарьер и рекомбинирует с электроном в КЯ (канал H). При этом при взаимодействии с гетерограницей при отличных от нуля продольных импульсах имеет место взаимная трансформация легких и тяжелых дырок [9]. В результате взаимной трансформации дырок, при туннелировании волновая функция дырок является суперпозицией волновых функций тяжелых и легких дырок. Следовательно, падающая на гетерограницу тяжелая дырка туннелирует сквозь гетеробарьер преимущественно с легкой массой. Это приводит к существенному увеличению части матричного элемента оже-рекомбинации, отвечающего каналу H , который оказывается того же порядка, что и матричный элемент, отвечающий каналу E , но противоположного знака, т.е. процессы E и H частично „компенсируют“ друг друга. В силу деструктивной квантовой интерференции двух каналов E и H имеет место подавление скорости оже-рекомбинации в квантовых ямах II типа [10]. Оже-процесс в этом случае также является беспороговым.

Отметим, что в цитированной литературе [1–4], как и в недавней работе [11], посвященной анализу механизмов оже-рекомбинации в гетероструктурах I и II типа, влияние гетерограниц на механизм оже-рекомбинации совершенно игнорируется, и при анализе скорости оже-рекомбинации авторы ограничиваются пороговым механизмом, аналогичным имеющему место в объемных структурах. Такой подход не может быть использован для анализа экспериментальных результатов при исследовании времени жизни носителей заряда в КЯ I и II типа.

В настоящей работе выполнен детальный анализ скорости процессов оже-рекомбинации для гетероструктур с КЯ на основе гетеропереходов $\text{InAsSb}/\text{InAs}(\text{Sb},\text{P})$. Результаты теоретического анализа сопоставляются с экспериментальными данными электролюминесценции гетероструктур.

2.1. Скорость оже-рекомбинации в квантовых ямах I типа

Для гетеропереходов I типа разрывы в зоне проводимости (V_c) и валентной зоне (V_v) имеют одинаковые знаки, $V_c > 0$ и $V_v > 0$. Как видно из рис. 1, в данном случае частицы локализованы в области квантовой ямы

и пространственно не разделены. Соответственно движение электрона ограничено областью квантовой ямы. Как было отмечено выше, при рассмотрении процесса СНСС необходимо учитывать как рассеяние носителей заряда на гетеробарьере, так и их локализацию в области квантовой ямы. В итоге коэффициент СНСС процесса определяется суммой двух составляющих его компонент:

$$C^I = C_1 + C_2.$$

Компонента C_1 отвечает за рассеяние электрона на барьере. При этом поперечная компонента квазиимпульса (в направлении оси Z) не сохраняется, вследствие этого процесс оже-рекомбинации становится беспороговым. В результате коэффициент оже-рекомбинации C_1 принимает вид [12]

$$C_1 = \frac{64\pi^2 E_B}{m_e} \frac{\hbar^3 \gamma^2}{E_g^3} \frac{F\left(\frac{\Delta_{sa}}{E_g}\right)}{a\left(a + \frac{2}{\chi_c}\right)^2} \frac{k_c^2 \chi_c^2}{(k_c^2 + \chi_c^2)^2} \times \frac{V_c}{E_g} \left(\frac{3V_c + V_v}{4E_g}\right)^2 \left\langle \frac{q_h^2 k_h^2}{(q_h^2 + k_h^2)^3} \frac{1}{k_4(q_h)} \right\rangle, \quad (1)$$

где e — заряд электрона, \hbar — постоянная Планка, E_g — эффективная ширина запрещенной зоны в узкозонном материале, γ — кейновский матричный элемент, k_c — волновой вектор электронов с энергией первого уровня размерного квантования в области ямы, χ_c — обратная длина затухания волновой функции электрона в подбарьерной области, k_h — волновой вектор тяжелой дырки, k_4 — компонента импульса возбужденного электрона, перпендикулярная плоскости ямы. Боровская энергия электрона описывается выражением

$$E_B = \frac{m_e e^4}{2\hbar^2 \chi_0^2}, \quad (2)$$

где χ_0 — статическая диэлектрическая проницаемость полупроводника в КЯ. Функция $F(x)$, учитывающая влияние спин-орбитального взаимодействия на процесс оже-рекомбинации, слабо зависит от параметров зонной структуры и близка к 1. Волновой вектор тяжелых дырок в направлении вдоль КЯ обозначен как q_h . Считаем, что тяжелые дырки не вырождены, а q_h изменяется непрерывно, и по нему в (1) выполнено интегрирование. Отметим, что в (1) множитель $\left(\frac{3V_c + V_v}{4E_g}\right)^2$, содержащий V_c и V_v , появляется именно в связи с учетом рассеяния электрона на гетерогранице, и при ее отсутствии ($V_c = V_v = 0$) $C_1 \rightarrow 0$. Кроме того, при стремлении ширины КЯ к бесконечности ($a \rightarrow \infty$) данный коэффициент также стремится к нулю ($C_1 \rightarrow 0$).

Как уже было отмечено выше, коэффициент оже-рекомбинации C_2 соответствует рассеянию электрона (дырки) на короткодействующем кулоновском потенциале и определяется областью КЯ. Волновая функция в направлении OZ является стоячей волной, т.е. она представляет собой волновой пакет, содержащий все возможные значения квазиимпульса k , среди которых

есть импульсы, соответствующие конечному импульсу возбужденного электрона. Следовательно, оже-процесс становится беспороговым, и его скорость не имеет характерной для однородного полупроводника экспоненциальной зависимости от температуры. Причина снятия закона сохранения импульса заключается в ограничении объема интегрирования областью КЯ, что приводит к появлению неопределенности в импульсе порядка \hbar/a , т.е. импульс уже не является хорошим квантовым числом. Выражение для коэффициента оже-рекомбинации C_2 имеет вид [12]

$$C_2 = \frac{2\pi^2 E_B}{m_e} \frac{\hbar^5 \gamma^4}{E_g^5} \frac{F\left(\frac{\Delta_{sa}}{E_g}\right)}{a\left(a + \frac{2}{\chi_c}\right)^2} \times \left\langle \frac{q_c^2 k_h^2 + q_h^2 (k_c^2 + (1/2)q_c^2)}{(q_h^2 + k_h^2)k_4(q_h)} \frac{1 - \cos(k_4 - k_h - 2k_c)a}{2(k_4 - k_h - 2k_c)^2} \right\rangle. \quad (3)$$

Беспороговый характер процессов оже-рекомбинации, отвечающий механизмам C_1 и C_2 , имеет разную физическую природу. Коэффициент C_1 соответствует истинно беспороговой оже-рекомбинации, и при $a \rightarrow \infty$ он стремится к нулю; тогда как C_2 соответствует квазипороговому процессу. Если в выражении (3) выполнить предельный переход $a \rightarrow \infty$, то получаем

$$\frac{1 - \cos(k_4 - k_h - 2k_c)a}{2(k_4 - k_h - 2k_c)^2} \rightarrow \frac{\pi a}{2} \delta(k_4 - k_h - 2k_c).$$

В предельном переходе к однородному полупроводнику получаем δ -функцию, а это означает наличие закона сохранения и для поперечной компоненты квазиимпульса частиц, участвующих в процессе оже-рекомбинации, а следовательно, выражение (3) в указанном пределе переходит в выражение для коэффициента оже-рекомбинации однородного объемного полупроводника, т.е. процесс становится пороговым [8].

2.2. Скорость оже-рекомбинации в квантовых ямах II типа

В гетероструктуре II типа (рис. 2, где a и b — ширины КЯ для электронов и дырок соответственно) электроны и дырки пространственно разделены. При вычислении матричного элемента оже-процесса необходимо учитывать взаимную трансформацию легких и тяжелых дырок при взаимодействии с гетерограницей. Как отмечено выше и показано в работе [9], матричный элемент перехода состоит из двух частей, которые соответствуют двум каналам рекомбинации пространственно разделенных электронов и дырок. Канал E (рис. 2) соответствует рекомбинации электрона, туннелирующего сквозь гетеробарьер, с дырками (легкими и тяжелыми), которые трансформируются друг в друга при отражении от гетерограницы. Канал H соответствует рекомбинации электрона, локализованного в квантовой яме с дырками, которые трансформируются друг в друга

при туннелировании сквозь гетеробарьер. Для КЯ, у которых энергия размерного квантования много меньше высоты гетеробарьера, вклады в матричный элемент от каналов E и H одного порядка, но разного знака. Таким образом, имеет место деструктивная интерференция вкладов E и H в матричный элемент оже-процесса, уменьшающая суммарное значение коэффициента оже-рекомбинации. В работе [9] отмечено, что наиболее сильное подавление процесса оже-рекомбинации имеет место при соотношении $V_v \approx 3V_c$. В этом случае выражение для коэффициента оже-рекомбинации C^{II} имеет вид [9,10]

$$C^{\text{II}} = \tilde{C} \left[g_1 + \frac{V_c}{E_g} g_2 + \frac{k_B T}{E_g} g_3 \right], \quad (4)$$

где

$$\tilde{C} = 32\sqrt{2}\pi^2 \frac{E_v}{\hbar} \frac{k_B T}{E_g} \frac{m_e}{m_h} \lambda_g^4 \frac{\kappa_c^4 \lambda_g^5}{b} \frac{\cos^4\left(\frac{\kappa a}{2}\right)}{(1 + \kappa_c a)^2}. \quad (5)$$

Здесь k и κ_c — волновой вектор локализованного электрона в области КЯ, а κ_c — обратная длина затухания волновой функции в подбарьерной области соответственно; параметры g_1, g_2 и g_3 приведены в *Приложении*, а λ_g имеет вид

$$\lambda_g = \frac{\hbar}{\sqrt{2m_e E_g}}.$$

При выводе выражения (4) предполагалось, что заполнен лишь основной уровень размерного квантования электронов. Для тяжелых дырок суммирование по уровням размерного квантования заменено на интегрирование. Получено, что коэффициент оже-рекомбинации является степенной функцией температуры.

3. Излучательная рекомбинация

Для оценки квантовой эффективности люминесценции полезно сравнить коэффициенты излучательной и оже-рекомбинации. Как показано в работе [13], коэффициент излучательной рекомбинации B^{I} в гетероструктуре I типа, изображенной на рис. 1, имеет вид

$$B^{\text{I}} \simeq \frac{\pi}{2} \frac{\varepsilon_\infty}{\sqrt{\chi_0}} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{E_g}{\hbar} \frac{E_g}{m_e c^2} \frac{\hbar^2}{2(m_e + m_h)k_B T}, \quad (6)$$

где ε_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость, c — скорость света. При выводе выражения (6) предполагалось, что электроны и дырки находятся на первых уровнях размерного квантования.

Излучательная рекомбинация в гетероструктуре II типа также происходит по двум каналам E и H . Однако по сравнению с оже-рекомбинацией здесь имеется существенное различие. Как показано в работе [9], для излучательной рекомбинации деструктивная интерференция двух каналов E и H , как это было в случае оже-рекомбинации, не имеет места, поскольку матричный

элемент излучательных переходов слабо зависит от продольных импульсов электронов и дырок. В связи с тем что при продольном импульсе, равном нулю, процессы взаимной трансформации легких и тяжелых дырок отсутствуют, при анализе оптических переходов их можно не учитывать. В этом случае канал электронно-дырочной рекомбинации H мало эффективен, так как он соответствует туннелированию дырки с тяжелой массой.

В результате коэффициент излучательной рекомбинации B^{II} в гетероструктуре II типа, изображенной на рис. 2, имеет вид [9]

$$B^{\text{II}} \simeq \frac{\pi}{2} \frac{\varepsilon_\infty}{\sqrt{\chi_0}} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{E_g}{\hbar} \frac{E_g}{m_e c^2} \frac{\hbar^2}{2m_e V_c} \frac{k_B T}{V_c} \frac{m_{hh}}{m_e}. \quad (7)$$

Сравнив выражения (6) и (7), можно видеть, что коэффициенты излучательной рекомбинации в структурах I и II типа близки, и их отношение равно

$$B^{\text{II}}/B^{\text{I}} \simeq \left(\frac{k_B T m_{hh}}{m_e V_c} \right)^2. \quad (8)$$

Так как природа процессов излучательной рекомбинации в структурах I и II типа физически разная, то коэффициенты B^{I} и B^{II} имеют разную температурную зависимость.

4. Результаты и обсуждение

Представляет интерес сравнить температурное поведение коэффициентов как излучательной, так и оже-рекомбинации для гетероструктур типа I и II.

Для расчета были выбраны гетероструктуры, полученные методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (МОГФЭ) на подложках n -InAs. Активная область первой гетероструктуры (образец А) содержала 16 КЯ $\text{InAs}_{0.94}\text{Sb}_{0.06}/\text{InAs}_{0.78}\text{Sb}_{0.07}\text{P}_{0.15}$ с толщиной слоев 110 и 60 Å соответственно. В работе [14] представлено описание данной гетероструктуры, содержащей гетеропереходы I типа. Разрывы в зоне проводимости и валентной зоне составляли $V_c = 0.081$ эВ и $V_v = 0.033$ эВ соответственно. Активная область гетероструктуры II типа была выполнена из 108 КЯ $\text{InAs}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}/\text{InAs}$ с толщиной слоев 40 и 80 Å соответственно (образец В). Подробное описание данной гетероструктуры представлено в работе [15]. Разрывы энергетических зон составляли: $V_c = 0.037$ эВ и $V_v = 0.123$ эВ. Отметим, что для структуры В отношение $V_v/V_c \approx 3.3$, что близко к упомянутому выше критерию максимального подавления оже-рекомбинации.

Результаты расчетов для образцов А и В представлены на рис. 3 и 4 соответственно, при этом для наглядности коэффициенты оже- и излучательной рекомбинации были пересчитаны на соответствующее обратное время жизни τ_A и τ_R , согласно выражениям: $\tau_A^{-1} = Cn\rho$ и $\tau_R^{-1} = Bn$.

В гетероструктуре I типа наблюдается слабый рост коэффициентов оже-рекомбинации C_1 и C_2 с увеличением температуры, что характерно для беспорогового процесса. При этом, как видно из рис. 3, механизм C_1 значительно менее эффективен. Стоит также отметить, что коэффициент излучательной рекомбинации B^I уменьшается с ростом температуры и по величине приближается к C_2 при температуре, близкой к комнатной ($T \sim 300$ К).

Если сравнивать температурные зависимости коэффициентов оже-рекомбинации в гетероструктурах I и II типа, то обращает на себя внимание более сильная зависимость C^{II} от температуры, чем коэффициента C_2 , но при этом значение C^{II} меньше по величине, чем C_2 . Кроме того, коэффициент излучательной рекомбинации B^{II} увеличивается с ростом температуры и значитель-

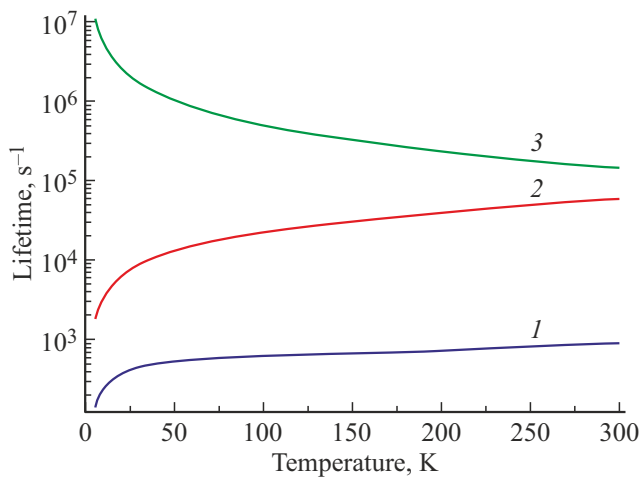


Рис. 3. Расчетные температурные зависимости обратного времени жизни для оже-рекомбинации C_1 (1), C_2 (2) и излучательной рекомбинации B^I (3) для образца А — 16 КЯ $\text{InAs}_{0.94}\text{Sb}_{0.06}/\text{InAs}_{0.78}\text{Sb}_{0.07}\text{P}_{0.15}$.

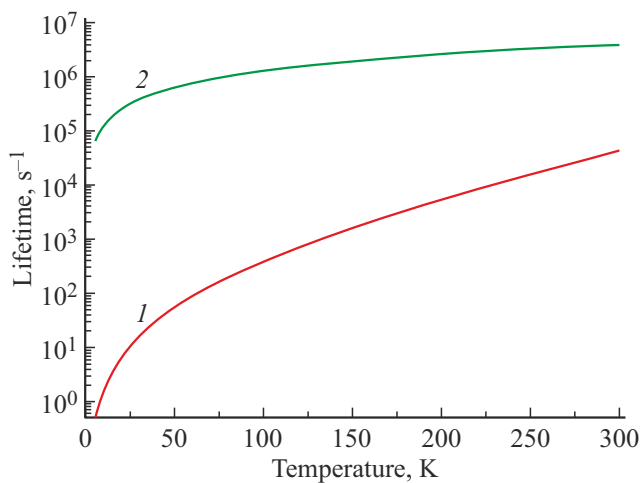


Рис. 4. Расчетные температурные зависимости обратного времени жизни для оже-рекомбинации C^{II} (1) и излучательной рекомбинации B^{II} (2) для образца В — 108 КЯ $\text{InAs}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}/\text{InAs}$.

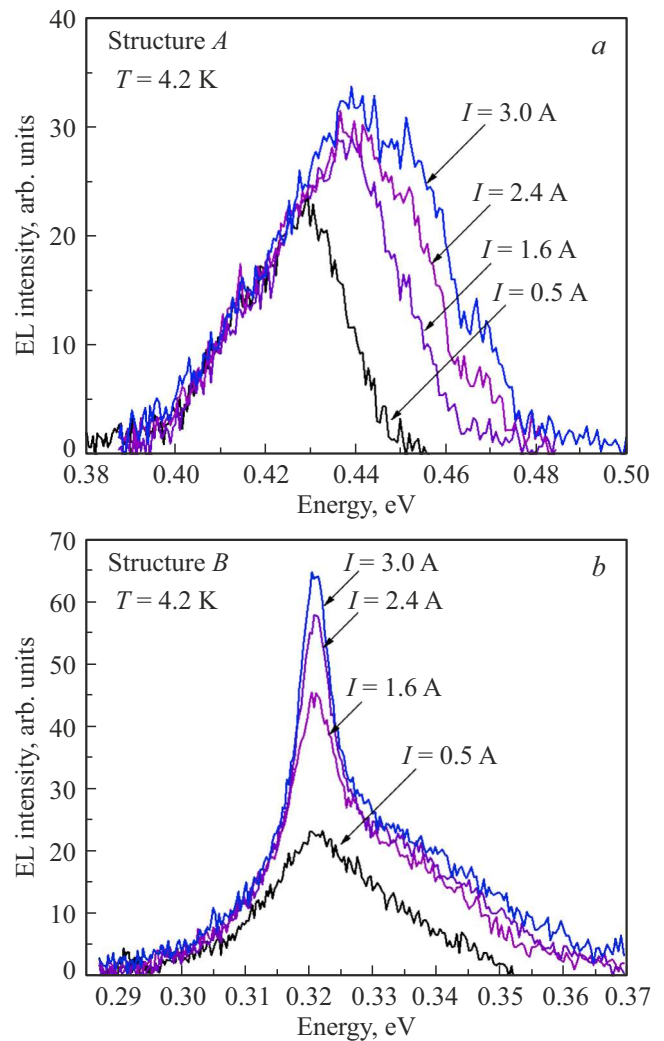


Рис. 5. Спектры ЭЛ гетероструктур А — 16 КЯ $\text{InAs}_{0.94}\text{Sb}_{0.06}/\text{InAs}_{0.78}\text{Sb}_{0.07}\text{P}_{0.15}$ (а) и В — 108 КЯ $\text{InAs}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}/\text{InAs}$ (б) при $T = 4.2$ К и токах инжекции 0.5–3 А.

но превышает C^{II} во всем рассмотренном интервале температур. В целом сравнительный анализ показывает, что вследствие деструктивной интерференции каналов оже-рекомбинации гетероструктуры II типа характеризуются меньшим коэффициентом оже-рекомбинации и большей квантовой эффективностью излучательной рекомбинации.

Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными электролюминесценции (ЭЛ) рассмотренных гетероструктур. На рис. 5 представлены спектры ЭЛ структур А и В, измеренные при температуре 4.2 К и импульсном токе инжекции от 0.5 до 3 А. Видно, что при малом токе ($I = 0.5$ А) спектры ЭЛ гетероструктур имеют форму спонтанного излучения с полушириной спектральной линии (FWHM) ~ 28 и 22 мэВ для структур А и В соответственно. Однако увеличение тока инжекции до 1.6 А привело к возникновению на низкоэнергетическом краю спектра ЭЛ гете-

роструктуры В узкой полосы вынужденного излучения с величиной FWHM ~ 8 мЭВ. Дальнейшее увеличение тока до 3 А практически не влияло на интенсивность полосы спонтанной люминесценции в спектре данной гетероструктуры, в то время как интенсивность полосы вынужденного излучения возросла в 1.5 раза при полуширине линии ~ 6 мЭВ. Напротив, в гетероструктуре А при тех же экспериментальных условиях вынужденное излучение не наблюдалось (рис. 5, а). Увеличение тока инжекции в диапазоне 0.5–3 А привело к возрастанию полуширины спектральной линии от 28 до 44 мЭВ, при этом максимум полосы ЭЛ сместился в сторону высоких энергий на 11 мЭВ. Таким образом, для данной структуры коэффициент оже-рекомбинации при понижении температуры остается значительным, а значит, доминирует квазипороговый механизм оже-рекомбинации.

5. Заключение

В работе представлены результаты расчетов температурных зависимостей коэффициентов излучательной и оже-рекомбинации в гетероструктурах I и II типа на основе квантовых ям InAsSb/InAs(Sb,P). Показано, что учет влияния гетерограницы на кулоновское взаимодействие между электронами (дырками) фундаментальным образом изменяет вид матричных элементов межчастичного взаимодействия, при этом механизмы рекомбинации (оже- и излучательной) принципиально зависят от типа гетероперехода. Определено, что коэффициент излучательной рекомбинации в структуре II типа InAs_{0.88}Sb_{0.12}/InAs увеличивается с ростом температуры и значительно превышает коэффициент оже-рекомбинации в интервале температур 5–300 К, напротив, для структуры I типа InAs_{0.94}Sb_{0.06}/InAs_{0.78}Sb_{0.07}P_{0.15} характерно уменьшение величины коэффициента излучательной рекомбинации с возрастанием температуры и близость коэффициентов данных процессов по величине при температурах, близких к 300 К. Сравнительный анализ показал, что гетероструктуры II типа характеризуются меньшим коэффициентом оже-рекомбинации и большей квантовой эффективностью излучательной рекомбинации вследствие деструктивной интерференции каналов оже-рекомбинации, приводящей к существенному подавлению данного процесса. Экспериментальные исследования электролюминесценции данных гетероструктур показали, что этот эффект способствует формированию интенсивного вынужденного излучения в данной гетероструктуре при низких температурах (4.2–70 К).

Приложение

Входящие в выражение (4) множители g_1 , g_2 и g_3 связаны с конкретными глубинами квантовых ям для

электронов и дырок и имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
 g_1 &= \frac{(2V_c - |V_v|)^2}{|V_v|V_c} + \sqrt{\pi} \left(\frac{m_{hh}}{m_e} \right)^{3/2} \left(\frac{k_B T}{|V_v|} \right)^{1/2} \left(\frac{3V_c - |V_v|}{4V_c} \right) \\
 &\quad \times \left(\frac{2V_c - |V_v|}{V_c} \right) + \left(\frac{m_h}{m_e} \right)^3 \frac{k_B T}{V_c} \left(\frac{3V_c - |V_v|}{4V_c} \right)^2, \\
 g_2 &= \left(\frac{3V_c - |V_v|}{16V_c^2} \right)^2 \left[\frac{2V_c}{|V_v|} + \left(\frac{m_h}{m_e} \right)^{3/2} \left(\frac{\pi k_B T}{|V_v|} \right)^{1/2} \right. \\
 &\quad \left. + \left(\frac{m_h}{m_e} \right)^3 \frac{k_B T}{2V_c} \right] + \left(\frac{m_h}{m_e} \right)^2 \frac{k_B T}{8V_c^3} (3V_c - |V_v|) \\
 &\quad \times (5V_c - |V_v|) \left[\frac{V_c}{|V_v|}^{1/2} + \frac{3}{8} \left(\frac{m_h}{m_e} \right)^{3/2} \left(\frac{k_B T}{V_c} \right)^{1/2} \right] \\
 &\quad + \frac{1}{16} \left(\frac{m_h}{m_e} \right)^4 \left(\frac{k_B T}{V_c} \right)^2 \left(\frac{5V_c - |V_v|}{V_c} \right)^2, \\
 g_3 &= \left(\frac{m_h}{m_e} \right)^2 \frac{1}{8} \left[\left(\sqrt{\frac{m_h}{m_e} \frac{|V_v|}{V_c}} + \frac{3V_c - |V_v|}{2V_c} \right)^2 \right. \\
 &\quad \left. + \frac{5V_c - |V_v|}{2V_c} \left(\frac{\pi m_h k_B T}{m_e V_c} \right)^{1/2} \left(\sqrt{\frac{m_h}{m_e} \frac{|V_v|}{V_c}} + \frac{3V_c - |V_v|}{2V_c} \right) \right. \\
 &\quad \left. + \left(\frac{5V_c - |V_v|}{2V_c} \right)^2 \frac{m_h}{m_e} \frac{k_B T}{V_c} \right].
 \end{aligned}$$

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] B.V. Olson, E.A. Shaner, J.K. Kim, J.F. Klem, S.D. Hawkins, M.E. Flatte, T.F. Boggess. *Appl. Phys. Lett.*, **103**, 052106 (2013).
- [2] B.V. Olson, E.A. Kadlec, J.K. Kim, J.F. Klem, S.D. Hawkins, E.A. Shaner. *Phys. Rev. Appl.*, **3**, 044010 (2015).
- [3] R.A. Carrasco, Ch.P. Morath, P.C. Grant, G. Ariyawansa, Ch.A. Stephenson, C.N. Kadlec, S.D. Hawkins, J.F. Klem, E.A. Shaner, E.H. Steenbergen, S.T. Schaefer, Sh.R. Johnson, P.T. Webster. *J. Appl. Phys.*, **129**, 184501 (2021).
- [4] D. Kwan, M. Kesaria, E.A. Anyebe, D. Huffaker. *Infr. Phys. Technol.*, **116**, 103756 (2021).
- [5] A.S. Polkovnikov, G.G. Zegrya. *Phys. Rev. B*, **58** (7), 4039 (1998).
- [6] Г.Г. Зегря, В.А. Харченко. *ЖЭТФ*, **101**, 327 (1992).
- [7] А.В. Сокольский, Р.А. Сурис. *ФТП*, **21** (5), 866 (1987).
- [8] Г.Г. Зегря, А.С. Полковников. *ЖЭТФ*, **113** (4), 1491 (1998).
- [9] Г.Г. Зегря, А.Д. Андреев. *ЖЭТФ*, **109** (2), 615 (1996).
- [10] G.G. Zegrya, A.D. Andreev. *Appl. Phys. Lett.*, **67** (12), 2681 (1995).
- [11] J.R. Meyer, C.L. Canedy, M. Kim, C.S. Kim, C.D. Merritt, W.W. Bewley, I. Vurgaftman. *IEEE J. Quant. Electron.*, **57** (5), 1 (2021).

- [12] Н.А. Гунько, А.С. Полковников, Г.Г. Зегря. ФТП, **34** (4), 462 (2000).
- [13] G.G. Zegrya, A.D. Andreev, N.A. Gun'ko, E.V. Frolushkina. Proc. SPIE, **2399**, 307 (1995).
- [14] I.I. Izhnin, A.I. Izhnin, O.I. Fitsych, A.V. Voitsekhovskii, D.I. Gorn, A.A. Semakova, N.L. Bazhenov, K.D. Mynbaev, G.G. Zegrya. Appl. Nanosci., **9** (5), 617 (2019).
- [15] K.D. Mynbaev, A.V. Shilyaev, A.A. Semakova, E.V. Bykhanova, N.L. Bazhenov. Opto-Electron. Rev., **25**, 209 (2017).

Редактор А.Н. Смирнов

Comparative analysis of the efficiency of electroluminescence in type I and II heterostructures based on narrow-gap A^{III}B^V compounds

N.L. Bazhenov¹, K.D. Mynbaev^{1,2}, A.A. Semakova¹, G.G. Zegrya¹

¹ Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia
² ITMO University,
197101 St. Petersburg, Russia

Abstract A detailed analysis of the mechanisms of radiative and Auger recombination in type I and II heterostructures based on narrow-gap A^{III}B^V materials is presented. It is shown that the presence of a heterointerface fundamentally changes the nature of these recombination processes differently, depending on the type of heterojunction. Results of our study of the electroluminescence of type I and II LED heterostructures based on InAs(Sb)/InAsSbP quantum wells are presented. It is shown that the increase in relative efficiency of radiative recombination in type II heterostructures due to suppression of Auger recombination contributes to generation of stimulated emission in these heterostructures at low temperatures (4.2–70 K).