

Излучательная рекомбинация на гетерогранице II типа в разьединенной гетероструктуре $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ при импульсном возбуждении

© Н.Л. Баженов, Г.Г. Зегря, М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, В.А. Смирнов, О.Ю. Соловьева, Ю.П. Яковлев

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

(Получена 13 марта 1996 г. Принята к печати 10 сентября 1996 г.)

При $T = 77$ К исследована электролюминесценция в разьединенной одиночной гетероструктуре II типа $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ при импульсном возбуждении. Показано, что так же, как и при возбуждении постоянным током, в спектрах наблюдаются две полосы излучения с максимумами, соответствующими энергиям 384 и 311 мэВ соответственно. Полуширина полос излучения составляет 18–19 мэВ. С помощью методики спектроскопии временного разрешения оценено время релаксации неравновесных носителей, которое составляло 6–7 мкс. Рассчитан спектр излучения в рамках модели Кейна и проведена оценка времени излучательной рекомбинации. Теоретические оценки находятся в разумном согласии с экспериментом.

Введение

Недавно была обнаружена и исследована электролюминесценция (ЭЛ) в одиночном разьединенном гетеропереходе II типа $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ при возбуждении постоянным током [1,2]. Как было показано, механизм электролюминесценции в рассматриваемой $p\text{-}p$ -гетероструктуре обусловлен рекомбинацией электронов и дырок, локализованных в самосогласованных квантовых ямах по разные стороны гетерограницы [1].

В настоящей работе проведено дальнейшее исследование электролюминесценции гетероструктуры $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ при импульсном возбуждении с целью уточнения формы и положения спектральных линий, а также оценки характерных времен релаксации и уточнения механизма рекомбинации на гетерогранице II типа. Выполнен теоретический анализ скорости излучательной и оже-рекомбинации и исследована форма линий излучения.

Методика эксперимента и образцы

Одиночные гетероструктуры $\text{GaInAsSb}/\text{InAs}$ были получены методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) при выращивании слоев твердого раствора на подложке $p\text{-InAs}$ (100), легированной Zn ($5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Эпитаксиальный широкозонный слой твердого раствора $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ ($x = 0.17$, $y = 0.22$) толщиной 2 мкм был изопериодным с подложкой с точностью $\Delta a/a = 2 \times 10^{-4}$. Слой твердого раствора также легировался Zn до концентрации $p = 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Ширина запрещенной зоны твердого раствора по данным фотолуминесценции при $T = 77$ К составляла $E_g = 0.630$ эВ [1].

Измерения проводились в импульсном режиме при $T = 77$ К. Импульсы тока имели прямоугольную форму и длительность в пределах 0.1–100 мкс при частоте повторения $10^2\text{--}10^3$ Гц. Отрицательный потенциал был приложен к узкозонному полупроводнику $p\text{-InAs}$, положитель-

ный к широкозонному $p\text{-GaInAsSb}$. Отдельно регистрировались импульсы тока через образец и напряжение, приложенное к структуре. Излучение с помощью специальной оптической системы направлялось в монохроматор МДР-23 с решеткой 150 штр/мм и регистрировалось фоторезистором из InSb с использованием импульсного синхронного детектора VCI-280, в котором длительность строба могла изменяться от 10 нс до 10 мкс.

Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены спектры ЭЛ для одиночной гетероструктуры $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ при температурах 77 и 100 К, длительности импульсов 10 мкс и частоте повторения 1 кГц. Ток через образец в импульсе был равен 0.25 А. Как видно из рис. 1, в спектре ЭЛ наблюдаются две хорошо разделенные полосы излучения, энергетическое расстояние между максимумами которых составляет ~ 70 мэВ. При 77 К энергетическое положение максимумов полос составляет $h\nu_1 = 311$ мэВ и $h\nu_2 = 384$ мэВ при полуширине 18–19 мэВ. Интенсивность коротковолновой полосы излучения превышает интенсивность длинноволновой полосы приблизительно в 4 раза. При увеличении температуры от 77 до 100 К оба максимума смещаются в длинноволновую часть спектра на 2–3 мэВ, а также происходит незначительное уширение спектральных линий. Кроме того, при увеличении температуры наблюдается относительный рост интенсивности длинноволновой полосы излучения.

При уменьшении длительности импульсов тока от 10 до 0.1 мкс значительного изменения формы и положения линий в спектре электролюминесценции не наблюдалось. Следовательно, время заполнения квантовых уровней не может превышать 0.1 мкс.

На рис. 2 представлены зависимости энергетического положения максимумов двух полос излучения от длительности импульса тока через гетероструктуру. Из-

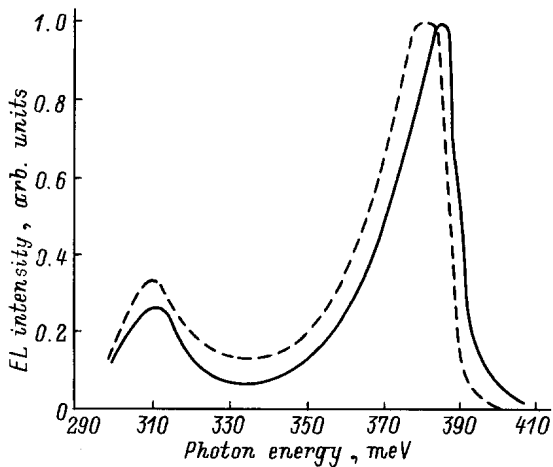


Рис. 1. Спектры электролюминесценции при $T = 77$ К (сплошная линия) и $T = 100$ К (штриховая).

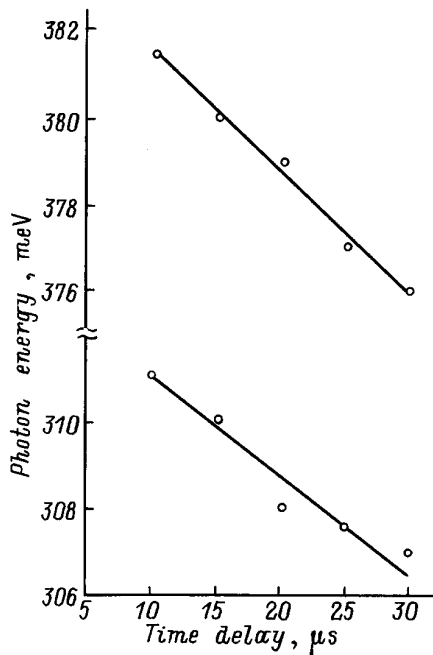


Рис. 2. Зависимости энергетического положения максимумов полос излучения от длительности импульса тока через гетероструктуру.

мерения проводились следующим образом: при изменении длительности импульса регистрация излучения осуществлялась с помощью стробирующего импульса, длительностью 1 мкс, который располагался в конце импульса тока. Сдвиг обоих максимумов полос излучения в длинноволновую часть спектра свидетельствует о нагреве образца в процессе протекания тока. В дальнейшем анализ формы линии люминесценции проводился при длительностях импульсов, исключающих нагрев образца.

Для экспериментальной оценки времен рекомбинации неравновесных носителей заряда была использована спектроскопия временного разрешения. На рис. 3 пред-

ставлена зависимость интенсивности коротковолновой полосы излучения от времени, прошедшего после выключения тока через гетеропереход. Как видно из рис. 3, падение интенсивности в e раз происходит приблизительно через 6 мкс после прекращения тока. Эта величина и соответствует времени рекомбинации.

Для интерпретации экспериментальных данных нами был принят за основу механизм электролюминесценции в разьединенной $p-p$ -гетероструктуре II типа, предложенный в работе [1]. На рис. 4 представлена энергетическая диаграмма гетероперехода для случая, когда отрицательный потенциал приложен к узкозонному полупроводнику p -InAs, а положительный — к широкозонному p -GaInAsSb ("обратное" смещение). Под действи-

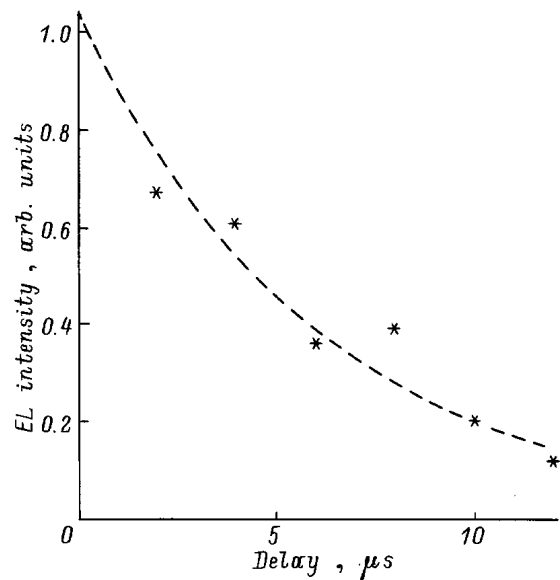


Рис. 3. Зависимость интенсивности коротковолновой полосы излучения от времени с момента выключения тока через гетеропереход.

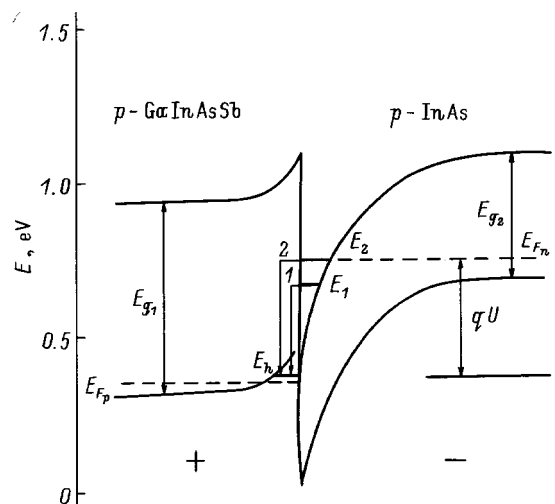


Рис. 4. Энергетическая диаграмма гетероперехода при "обратном" смещении.

ем приложенного электрического смещения электроны могут туннелировать из узкозонного полупроводника на уровни, локализованные в квантовой яме, а затем эффективно рекомбинировать с дырками из широкозонного полупроводника.

Мы провели расчет энергетического спектра для гетероструктуры $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ в квазиклассическом приближении. Квантовая яма для электронов на гетерогранице со стороны $p\text{-InAs}$ оказалась узкой и глубокой, ее форма описывается потенциалом $u(x) = (\beta x)^{1/4}$, где $\beta = 8.3 \times 10^{-3} \text{ эВ}^4/\text{см}$. Оценка положения уровней электронов в квантовой яме дала значение $E_1 \approx 247 \text{ мэВ}$ и $E_2 \approx 315 \text{ мэВ}$. Квантовая яма для дырок является более широкой, а энергия соответствующего локального уровня — $E_h \approx 50 \text{ мэВ}$.

Как показал анализ, основной вклад в оптический матричный элемент дает узкая область вблизи гетерограницы. Поэтому матричный элемент практически не зависит от формы потенциальных ям для электронов и дырок, а зависит только от величины потенциальных барьеров ΔE_c и ΔE_v . Поэтому для оценки скорости излучательной рекомбинации мы приняли модель прямоугольных ям для электронов и дырок. Волновые функции носителей вычислялись в простейшем многозонном приближении — модели Кейна с исчезающе малым спин-орбитальным взаимодействием. В этом случае для скорости излучательной рекомбинации имеем [3]

$$R = \frac{\pi \varepsilon_\infty e^2 E_g^*}{\sqrt{\chi_0} c} \frac{E_g^*}{m_c c^2} \frac{np}{m_c \Delta E_c} \frac{T}{\Delta E_c} \frac{m_h}{m_c}, \quad (1)$$

где E_g^* — эффективная ширина запрещенной зоны (расстояние между квантовыми уровнями электронов и дырок), ΔE_c — высота гетеробарьера для электронов, n и p — двумерные концентрации электронов и дырок в квантовых ямах. Остальные обозначения являются общепринятыми.

Для оценки скорости излучательной рекомбинации при $T = 77 \text{ К}$ были использованы следующие параметры структуры: $n = p = 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $m_c = 0.023 m_0$, $m_h = 0.41 m_0$, $\varepsilon_\infty = 11.6$, $\chi_0 = 14.5$. Высота гетеробарьера для электронов $\Delta E_c = 0.38 \text{ эВ}$, эффективная ширина запрещенной зоны для второго уровня электронов $E_g^* = 380 \text{ мэВ}$. Тогда для скорости излучательной рекомбинации, согласно (1), получаем значение $R = 2 \times 10^{18} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Нами была также проведена теоретическая оценка времени излучательной рекомбинации для электронов на гетерогранице. Обратное время излучательной рекомбинации для электронов, согласно (1), имеет вид

$$\frac{1}{\tau_R} = \frac{R}{n}. \quad (2)$$

Следовательно, время излучательной рекомбинации для электронов со второго уровня E_2 $\tau_{R2} = 1.8 \times 10^{-7} \text{ с}$. Для первого уровня $E_g^* = 310 \text{ мэВ}$ и $\tau_{R1} = 2.0 \times 10^{-7} \text{ с}$.

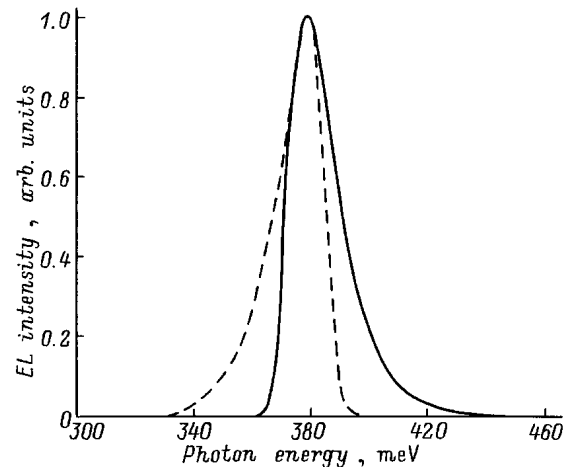


Рис. 5. Коротковолновая линия люминесценции: сплошная кривая — расчет, штриховая — эксперимент.

Таким образом, время излучательной рекомбинации возрастает при уменьшении эффективной ширины запрещенной зоны E_g^* .

Совершенно иначе ведет себя скорость оже-рекомбинации. Согласно [3], скорость оже-рекомбинации в гетероструктурах II типа может быть представлена в виде

$$G = 32\sqrt{2} \pi^2 \frac{E_B}{h} \frac{T^2}{E_c E_g^*} \frac{m_h^2}{m_c^2} n^2 p \frac{\chi \lambda_g^9}{a^2 b} \cos^4 \frac{ka}{2} \left(\frac{3E_c - E_v}{4E_c} \right)^2, \quad (3)$$

где a и b — ширина квантовой ямы для электронов и дырок соответственно, $E_B = m_c e^4 / (2h^2 \chi_0^2)$ — боровская энергия электрона, $k^2 = 2m_c E_{oc} / h^2$; $\chi^2 = \{2m_c(E_c - E_{oc})/h^2\}$; E_{oc} — энергия основного уровня размерного квантования электронов, $\lambda_g = h / (2m_c E_g^*)^{1/2}$. Таким образом, скорость оже-рекомбинации является функцией ширины запрещенной зоны E_g^* : $G \sim E_g^{*-11/2}$; скорость излучательной рекомбинации является возрастающей функцией E_g^* : $R \sim E_g^{*2}$. Скорость оже-рекомбинации со второго уровня меньше, чем с первого. Действительно, расчет согласно (3) дает $\tau_{A2} = 1.4 \times 10^{-7} \text{ с}$, $\tau_{A1} = 4.5 \times 10^{-8} \text{ с}$. Следовательно, время жизни носителей контролируется двумя процессами рекомбинации — излучательной и Оже: $1/\tau_\Sigma = 1/\tau_R + 1/\tau_A$.

Нами была теоретически проанализирована форма линии ЭЛ. Оказалось, что форма коротковолновой линии люминесценции скорее близка к гауссовой (рис. 5). Однако обращает на себя внимание тот факт, что если в эксперименте более крутым является коротковолновый край линии ЭЛ, то в расчетной кривой, выполненной в рамках изложенной модели, более крутым является длинноволновый край. Поэтому выяснение механизма уширения линии ЭЛ представляет собой отдельную задачу. Для ее решения необходимы дополнительные исследования как теоретические, так и экспериментальные.

Заключение

Таким образом, в настоящей работе исследованы спектры ЭЛ одиночной гетероструктуры $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ в импульсных электрических полях. Полученные экспериментальные данные могут быть объяснены моделью излучательной рекомбинации электронов, локализованных в самосогласованной квантовой яме на гетерогранице со стороны $p\text{-InAs}$. Полученные в эксперименте времена релаксации ЭЛ ($\tau \sim 6 \div 7 \times 10^{-6}$ с) не противоречат туннельному механизму заполнения электронами уровней размерного квантования. Проведенные теоретические оценки времени излучательной и оже-рекомбинации находятся в разумном согласии с экспериментальными значениями.

Авторы считают, своим приятным долгом поблагодарить проф. В.И. Иванова-Омского за участие в обсуждении результатов и ценные замечания.

Данная работа частично поддерживалась Российским Фондом фундаментальных исследований, грант № 96-02-17841-а, также Международной ассоциацией INTAS, грант № 94-0789.

Список литературы

- [1] М.П. Михайлова, Г.Г. Зегря, К.Д. Моисеев, И.Н. Тимченко, Ю.П. Яковлев. ФТП, **29**, 686 (1995).
- [2] M.P. Mikhailova, G.G. Zergya, K.D. Moiseev, Yu. P. Yakovlev. Sol. St. Electron., **40**, 673 (1996).
- [3] G.G. Zergya, A.D. Andreev. Appl. Phys. Lett., **67**, 2681 (1995).

Редактор В.В. Чалдышев

Radiative recombination of carriers at the interface of type II broken-gap $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ heterojunction under pulsed excitation

N.L. Bazhenov, G.G. Zegrya, M.P. Mikhailova,
K.D. Moiseev, V.A. Smirnov, O.Yu. Solov'eva,
Yu.P. Yakovlev

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

Abstract Electroluminescence from the type II broken-gap $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ single heterojunction has been studied at $T = 77$ K under pulsed excitation. Two bands were observed with the maxima at 384 and 311 meV, as in the case of permanent excitation. Their full widths at a half-maximum were 18–19 meV.

Using the time resolution spectroscopy technique, we have estimated the time constant corresponding to the non-equilibrium carrier relaxation process, which was about 6–7 μs . Using the Kane model, we have calculated the radiation spectrum and estimated the carrier lifetime peculiar to the radiation process. Theoretical values are in reasonable agreement with the experimental data.