

ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ НА ГЕТЕРОПЕРЕХОДЕ II-ТИПА n -GaInAsSb/ N -GaSb

М. С. Бреслер, О. Б. Гусев, А. Н. Титков, В. Н. Чебан,
Ю. П. Яковлев, Э. Гулицуи*, И. Освальд*, И. Панграц*, Т. Шимечек*

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 1.10.1992. Принята к печати 8.10.1992)

Проведены исследования спектров фотолюминесценции гетероперехода II-типа n -Ga_{0.89}In_{0.11}As_{0.1}Sb_{0.9}/ N -GaSb, позволившие обнаружить эффективный канал излучательной рекомбинации на гетерогранице. Его возникновение связывается с локализацией неравновесных дырок на собственных глубоких акцепторных центрах в GaSb, расположенных в области изгиба энергетических зон у гетерограницы. Объяснение природы рекомбинационных переходов основывается на данных проведенного расчета энергетической зонной диаграммы рассматриваемого гетероперехода.

Система GaInAsSb/GaSb вызывает большой интерес, в связи с тем что в ней реализуется гетеропереход II-типа, на котором разрывы зоны проводимости и валентной зоны имеют одинаковый знак. Электронные свойства гетеропереходов II-типа к настоящему времени изучены еще довольно слабо. Большинство работ по их изучению проводилось в основном на сверхрешетках GaAlAs/GaAs [1-3]. При этом для реализации гетероперехода II-типа требуются сверхрешетки с толщинами слоев менее 50 Å, что для слоев GaAlAs приводит к переходу от прямой к непрямой зонной схеме. Исследуемая нами система GaInAsSb/GaSb выгодно отличается сохранением прямой зонной схемы по обе стороны гетероперехода.

Целью наших исследований являются изучение энергетического спектра гетеропереходов II-типа системы GaInAsSb/GaSb и определение характерных для них каналов излучательной рекомбинации. Эти исследования имеют и непосредственное практическое значение в связи с ведущимися работами по созданию на основе этой системы источников и приемников излучения в инфракрасной области спектра до 2.5 мкм [4-6].

Одинаковый знак разрывов энергетических зон на гетеропереходе II-типа приводит при выравнивании уровня Ферми к формированию по обе стороны гетероперехода самосогласованных потенциальных ям соответственно для электронов и дырок. В результате возникает необычная ситуация, когда с одной стороны гетерограницы должны локализоваться электроны, а с другой — дырки. Очевидно, что для таких близко расположенных носителей, разделенных относительно невысоким потенциальным барьером, существует конечная вероятность туннельной рекомбинации через гетерограницу и может появиться специфический канал рекомбинации, отсутствующий у гетеропереходов I-типа.

В системе GaInAsSb/GaAs туннельная рекомбинация носителей через гетерограницу была недавно обнаружена для случаев p - P - [7, 8] и n - P -гетеропереходов [9]. Для p - P -гетероперехода электронная потенциальная яма возникает

* Институт физики Академии наук Чехословакии.

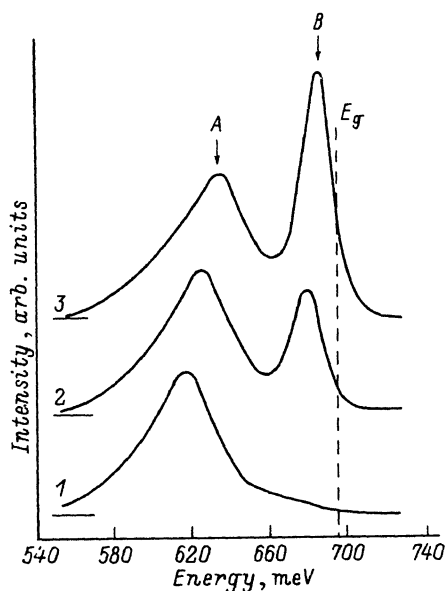


Рис. 1. Спектры фотолуминесценции при $T = 1.8$ К гетероструктуры $n\text{-Ga}_{0.89}\text{In}_{0.11}\text{As}_{0.1}\text{Sb}_{0.9}/N\text{-GaSb}$ ($n = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) при возбуждении со стороны узкозонного слоя линией He—Ne-лазера ($\lambda = 1.15$ мкм) и плотностях возбуждения P , Вт/мм²: 1 — 0.07, 2 — 0.4, 3 — 2.

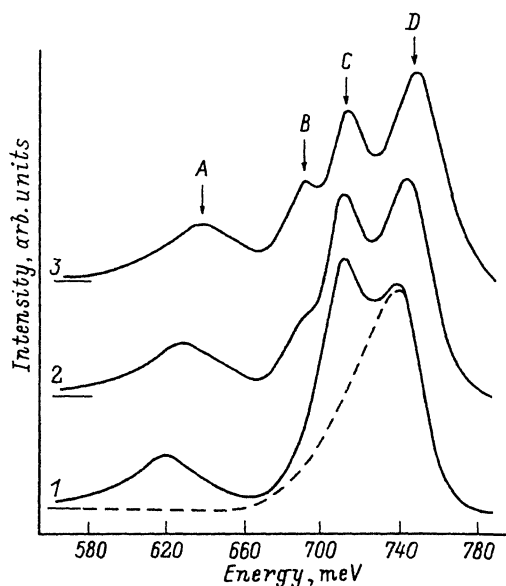


Рис. 2. Спектры фотолуминесценции при $T = 1.8$ К гетероструктуры $n\text{-Ga}_{0.89}\text{In}_{0.11}\text{As}_{0.1}\text{Sb}_{0.9}/N\text{-GaSb}$ ($n = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) при возбуждении со стороны подложки GaSb He—Ne-лазером ($\lambda = 1.15$ мкм, $P = 2$ Вт/мм²) — 1, неодимовым лазером ($\lambda = 1.06$ мкм) при $P = 10$ Вт/мм² — 2 и $P = 40$ Вт/мм² — 3. Пунктиром показан спектр люминесценции участка подложки, не покрытой слоем GaInAsSb, при возбуждении He—Ne-лазером ($\lambda = 1.15$ мкм, $P = 2$ Вт/мм²).

со стороны узкозонного слоя. При этом рекомбинация захваченных в потенциальную яму электронов происходит как с дырками в объеме узкозонного слоя, так и с дырками по другую сторону гетерограницы. Снижение уровня легирования узкозонного слоя приводило к углублению электронной потенциальной ямы, что в свою очередь стимулировало преобладание рекомбинационных переходов через гетерограницу. При исследовании n — P -гетероперехода было обнаружено влияние найденного канала рекомбинации на состав и интенсивность спектров электролюминесценции создаваемых светодиодах.

В настоящей работе исследовалась рекомбинация носителей на гетеропереходе $n\text{-GaInAsSb}/N\text{-GaSb}$. В изучаемой системе разрыв зоны проводимости на гетерогранице в несколько раз больше разрыва валентной зоны, и при выравнивании уровня Ферми в зоне проводимости изгибы энергетических зон у гетерограницы могут заметно превышать величину разрыва валентной зоны. Поэтому следовало ожидать, что в n — N -гетеропереходе потенциальная яма для дырок, прилегающая к гетерогранице со стороны GaSb, будет располагаться ниже вершины валентной зоны в слое GaInAsSb. Было интересно выяснить возможность накопления неравновесных дырок на гетерогранице в этом случае, а также установить каналы их рекомбинации. С этой целью нами были исследованы низкотемпературные спектры фотолуминесценции рассматриваемого гетероперехода.

Экспериментальная часть

Исследовавшиеся структуры — слои $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ с $x = 0.1$ и $y = 0.9$, толщиной 2—4 мкм — были выращены методом жидкофазной эпитаксии на под-

ложке n -GaSb, легированной теллуром на уровне $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Содержание теллура в слоях GaInAsSb варьировалось в пределах $5 \cdot 10^{16} - 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Рассогласование постоянных решеток слоя и подложки $\Delta a/a$ не превышало $2-3 \cdot 10^{-3}$.

Возбуждение структур осуществлялось с помощью He—Ne-лазера ($\lambda = 1.15 \text{ мкм}$) мощностью 20 мВт или неодимовым лазером ($\lambda = 1.06 \text{ мкм}$) мощностью 500 мВт в непрерывном режиме. Возбуждающее излучение фокусировалось на поверхность образцов, находившихся непосредственно в жидком гелии при $T = 1.8 \text{ К}$. Фотолюминесценция наблюдалась в геометрии на отражении при возбуждении структур как со стороны слоя GaInAsSb, так и со стороны подложки.

Результаты и обсуждение

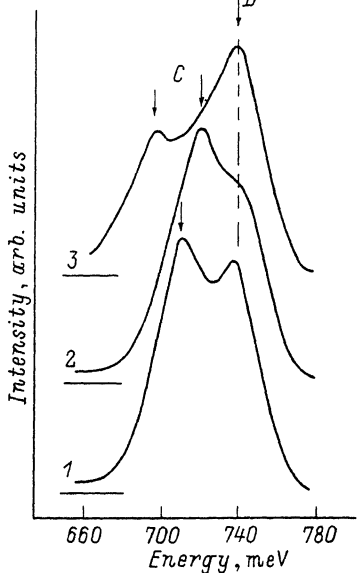
На рис. 1 приведены спектры люминесценции гетероструктуры $n\text{-Ga}_{0.89}\text{In}_{0.11}\text{As}_{0.1}\text{Sb}_{0.9}/N\text{-GaSb}$ ($n = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) при возбуждении люминесценции со стороны четверного слоя. Возбуждение осуществлялось линией 1.15 мкм He—Ne-лазера. В спектре наблюдаются 2 полосы излучения A и B , для которых характерно перераспределение относительных интенсивностей в пользу полосы B с ростом накачки. Увеличение накачки вызывает также сдвиг обеих полос в сторону больших энергий. Природа наблюдаемых полос излучения и их поведение с накачкой хорошо объясняются в рамках представлений о существовании в слое GaInAsSb собственного двойного акцептора, известного для GaSb [10, 11]. Действительно, при имеющемся уровне легирования четверной слой является вырожденным. В этом случае при отсутствии оптического возбуждения на собственных двойных акцепторах находятся по 2 электрона. При слабых накачках на акцепторы начинают захватываться дырки (сначала по одной), и в спектре появляется полоса люминесценции, отвечающая переходу зона проводимости—однократно заряженное состояние акцептора E_A^{0-} (полоса A). С увеличением накачки на отдельные акцепторы захватываются уже по 2 дырки, и в спектре появляется вторая полоса, соответствующая переходу зона проводимости—нейтральное состояние собственного акцептора E_A^{00} (полоса B).

Оценки энергии проявившихся акцепторных уровней. Ширина запрещенной зоны слоя $\text{Ga}_{0.89}\text{In}_{0.11}\text{As}_{0.1}\text{Sb}_{0.9}$ при $T = 1.8 \text{ К}$ составляет $E = 695 \text{ мэВ}$ [12]. При полученной оценке энергии Ферми в зоне проводимости $\approx 10 \text{ мэВ}$ для энергий акцепторных уровней получаются значения 90 и 30 мэВ, близкие к известным величинам E_A^{0-} и E_A^{00} для GaSb [10, 11].

Существенно отметить, что в случае возбуждения кристаллов n -GaSb с таким же уровнем легирования и при тех же плотностях возбуждения полоса B еще не появляется. Это указывает на существенно более низкую (не менее чем на порядок) концентрацию собственных двойных акцепторов в выращенных слоях GaInAsSb.

На рис. 2 показаны спектры люминесценции этой же структуры при возбуждении люминесценции со стороны подложки (кривые 1—3). Для сравнения пунктиром приведен спектр участка подложки GaSb без слоя GaInAsSb, который содержит только 1 полосу излучения D , соответствующую переходу зона проводимости—состояние двойного акцептора E_A^{0-} в n -GaSb [11]. Полоса D присутствует и в спектрах 1—3 (рис. 2), где наряду с ней проявляются уже известные полосы A и B , а также наблюдается новая полоса C . Интересно отметить, что механизм возбуждения полос A и B , очевидно, является перепоглощение рекомбинационного излучения полосы D . Возбуждающее структуру лазерное излучение не может достигать слоя GaInAsSb через сильно поглощающую подложку толщиной 300 мкм. Первоначальное возбуждение структуры имеет место лишь непосредственно вблизи от внешней поверхности подложки. Очевидно, по этой причине наблюдается и заметно более низкий уровень возбуждения слоя GaInAsSb при тех же мощностях He—Ne-лазера, что и в случае возбуждения

Рис. 3. Спектры фотолуминесценции при $T = 1.8$ К гетеро-структур n -Ga_{0.89}In_{0.11}As_{0.1}Sb_{0.9}/N-GaSb ($n = 6 \cdot 10^{16}$ см⁻³) — 1, n -Ga_{0.89}In_{0.11}As_{0.1}Sb_{0.9}/N-GaSb ($n = 4.5 \cdot 10^{17}$ см⁻³) — 2, n -Ga_{0.86}In_{0.14}As_{0.12}Sb_{0.88}/N-GaSb ($N = 4.5 \cdot 10^{17}$ см⁻³) — 3, при возбуждении через подложку He—Ne-лазером ($\lambda = 1.15$ мкм, $P = 2$ Вт/мм²).



со стороны слоя. На это указывает отсутствие полосы B в спектре 1 на рис. 2 в сравнении со спектром 3 на рис. 1. При усилении возбуждения подложки за счет использования более мощного неодимового лазера полоса B проявляется и в этой геометрии возбуждения, как это видно в спектрах 2 и 3 на рис. 2.

Обратимся теперь к рассмотрению новой полосы C , наблюдаемой при всех уровнях накачки. Ее происхождение, очевидно, не связано с рекомбинационными переходами в объеме GaSb, так как она не наблюдается в спектре участка GaSb, на котором отсутствует слой GaInAsSb. Она не может обуславливаться рекомбинационными переходами и в объеме слоя GaInAsSb, так как не проявляется в спектрах на рис. 1 при непосредственном возбуждении слоя.

Поэтому остается предположить, что за ее появление должны отвечать какие-то состояния, связанные с гетерограницей.

Температурные измерения показывают, что участвующие здесь дырочные состояния являются глубокими, так как полоса C сохраняется в спектре и при 77 К, как и полосы D и A , тогда как полоса B исчезает уже при 30—40 К.

Еще одной характерной особенностью поведения новой полосы C является ее сдвиг в сторону больших энергий с увеличением концентрации электронов в слое GaInAsSb при сохранении уровня легирования подложки. Этот сдвиг полосы C можно видеть на рис. 3, где сравниваются спектры люминесценции образцов с $n = 6 \cdot 10^{16}$ и $n = 4 \cdot 10^{17}$ см⁻³. На рис. 3 показан также спектр структуры с большим содержанием InAs в четверном слое (Ga_{0.86}In_{0.14}As_{0.12}Sb_{0.88}) и $n = 4 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Изменение состава привело к заметному сдвигу полосы C в сторону меньших энергий.

Для объяснения природы обнаруженной полосы C рассмотрим энергетическую зонную диаграмму изучаемого гетероперехода. На рис. 4 в масштабе приведено положение энергетических зон по обе стороны гетероперехода, показано положение уровней двойного акцептора, указаны разрывы зоны проводимости $\Delta E_c = 160$ мэВ и валентной зоны $\Delta E_v = 50$ мэВ по данным теоретической работы [13], а также представлен ход энергетических зон вблизи гетероперехода. Его поведение рассчитывалось по схеме, применявшейся в работе [14].

В расчете предполагалось, что в области обеднения заряд доноров не компенсируется зарядом свободных электронов, что не совсем строго выполняется в вырожденном случае. Поэтому расчет претендует только на полуколичественное согласие с экспериментом. Если все же принять указанное предположение, то ход потенциала в области обеднения как обычно оказывается квадратичным:

$$eV(X) = eV_0 - a(X_1 - X)^2, \quad (1)$$

где eV_0 — полная величина изгиба зоны проводимости в области подложки, $a = 2\pi e^2 N/\kappa$, N — концентрация доноров в области обеднения, a — характерный размер области обеднения X_1 связан со скачком потенциала на границе V_0 соотношением $eV_0 = aX_1^2$. При этом электрическое поле на границе составляет $e\mathcal{E} = 2a(eV_0/a)^{1/2}$.

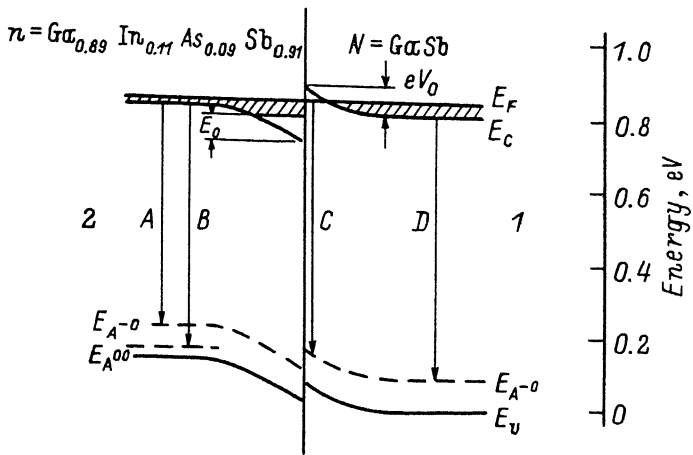


Рис. 4. Энергетическая зонная диаграмма гетероперехода II-типа $n\text{-Ga}_{0.89}\text{In}_{0.11}\text{As}_{0.09}\text{Sb}_{0.9}/N\text{-GaSb}$ при $T = 1.8$ К.

В дальнейшем мы принимаем диэлектрическую постоянную одинаковой по обе стороны гетерограницы, поэтому электрическое поле на границе непрерывно.

С другой стороны гетероперехода, в области обогащения, происходит накопление зарядов в квантово-размерных состояниях, причем мы можем считать, что плотность поверхностного заряда есть

$$\sigma = \int_{E_0}^{E_{\max}} \rho dE = \frac{m_c}{\pi \hbar^2} (E_{\max} - E_0), \quad (2)$$

где E_0 — энергия основного квантового уровня в приграничной потенциальной яме. Мы считаем, что в потенциальной яме помещается только 1 квантовый уровень. Это предположение было подтверждено результатами проведенных численных расчетов. Будем считать, что ход потенциала в области накопления заряда линеен, т. е. потенциальная яма треугольная. В этом случае $E_0 = -(\hbar^2/2m_c)^{1/3} (9\pi e\mathcal{E}/8)^{2/3}$. Заметим, что интегрирование в выражении (2) нужно вести не до максимальной энергии электронов в зоне проводимости, т. е. энергии Ферми, а до энергии края зоны проводимости в объеме слоя, E_{c2} , так как именно это значение ограничивает распределение избыточных зарядов по энергии. Электроны с большими энергиями являются в основном собственными электронами слоя и компенсируют заряд доноров.

Изменение электрической индукции на границе связано с поверхностным зарядом в слое обогащения уравнением $k\mathcal{E} = 4\pi e\sigma$, откуда получаем окончательное уравнение для величины eV_0 :

$$\rho \{ \Delta E_c - eV_0 + (E_{F1} - E_{F2}) - (\hbar^2/2m_c)^{1/3} (9\pi/4)^{2/3} (aeV_0)^{1/3} \} = (\kappa/2\pi e^2) (aeV_0)^{1/2}. \quad (3)$$

В расчете принимались следующие значения: $m_c = 0.045m_0$, $\kappa = 15$, $N = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $E_{F1} = E_F - E_{c1} = 44$ мэВ. Результаты расчетов представлены в таблице.

Энергетическая зонная диаграмма на рис. 4 показывает, что на исследуемом гетеропереходе II-типа потенциальная яма для электронов возникает со стороны узкозонного слоя, а потенциальная яма для дырок — со стороны GaSb. По-

| $n, 10^{16} \text{ см}^{-3}$ | $E_{F_c} = E_{F^-} - E_{c2}, \text{ мэВ}$ | x | $\Delta E_c, \text{ мэВ}$ | $E_0, \text{ мэВ}$ | $eV_0, \text{ мэВ}$ | $X_1, \text{ \AA}$ | $X_2, \text{ \AA}$ |
|------------------------------|---|------|---------------------------|--------------------|---------------------|--------------------|--------------------|
| 6 | 12.4 | 0.11 | 160 | 88.4 | 67.5 | 167 | 154 |
| 45 | 47.6 | 0.11 | 160 | 78.6 | 47.5 | 140 | 161 |
| 45 | 47.6 | 0.14 | 205 | 89.8 | 79.6 | 175 | 151 |

тенциальная яма для электронов является довольно глубокой (ее глубина превышает 100 мэВ), а для дырок — мелкой и располагающейся ниже вершины валентной зоны в узкозонном слое. Оценка вероятности туннелирования дырок через барьер, отделяющий потенциальную яму для дырок от состояний валентной зоны узкозонного слоя, показывает, что накопление неравновесных дырок в яме и их излучательная рекомбинация из нее маловероятны. Действительно, при полученных оценках высоты и ширины потенциального барьера (50 мэВ и 70 Å соответственно) время туннелирования дырок под барьер оказывается менее 10^{-10} с [15, 16] и заметно короче возможных значений излучательных времен жизни порядка 10^{-7} — 10^{-8} с [17, 18]. Поэтому происхождение полосы C в спектре люминесценции, очевидно, не связано с рекомбинацией дырок из приграничной потенциальной ямы. Об этом же говорит и заметное отличие энергии квантов излучения в максимуме полосы C ($h\nu = 710$ мэВ) от энергии электронных переходов с уровня Ферми даже на самое дно дырочной ямы $E^* = E_g^{(\text{GaSb})} + E_{F_1} - eV_0 = 790 \div 810$ мэВ (для состава слоя с $x = 0.11$ и $y = 0.1$).

Анализ энергетической диаграммы на рис. 4 и данных проведенного расчета приводит к иному объяснению природы полосы C . Энергетическое положение полосы C хорошо соответствует энергии рекомбинационных переходов с уровня Ферми на уровень E_A^{0-} собственных акцепторов в GaSb, располагающихся вблизи гетерограницы: $E_1 = E^* - E_A^{0-} = 700 \div 720$ мэВ. Здесь предполагается, что в области изгиба энергетических зон у гетерограницы рассматриваемый акцепторный уровень смещается вместе с зонами. Основанием для этого предположения служит то обстоятельство, что радиус акцепторного состояния, оцениваемый величиной $r_0 \sim (\hbar^2 / 2m_b E_A^{0-})^{1/2} \approx 10$ Å, где m_b — масса тяжелых дырок, заметно меньше характерной длины изгиба зон X_1 , и изменение потенциала вблизи границы можно считать медленным. Предполагаемая модель позволяет объяснить и наблюдаемые сдвиги полосы C в спектре при изменении уровня легирования и состава узкозонного слоя. Из данных таблицы видно, что увеличение уровня легирования слоя обуславливает уменьшение величины изгиба зон eV_0 , что, естественно, должно приводить к сдвигу полосы C в сторону больших энергий. Увеличение же концентрации индия (x) и соответственно величины разрыва зоны проводимости на гетерогранице ΔE_c вызывает обратный эффект. Отметим, что обсуждаемые изменения не только согласуются с экспериментом качественно, но и весьма близки по количественным оценкам.

Обращает на себя внимание тот факт, что полоса C , соответствующая рекомбинации дырок в узком приграничном слое, сопоставима по интенсивности с полосой D , обусловленной рекомбинацией дырок в объеме подложки. Это свидетельствует о существовании мощного механизма притока дырок к гетерогранице, а также о большой эффективности обнаруженного канала излучательной рекомбинации на гетерогранице. Появление дырок у гетерограницы скорее всего связано, как уже обсуждалось выше, с перепоглощением излучения объемной полосы D . Таким образом, очевидно, имеет место механизм фотостимулированного движения дырок к гетерогранице, причем движения по акцепторным со-

стояниям, так как энергии квантов излучения в полосе D недостаточны для возбуждения свободных дырок в валентной зоне. Большая эффективность проявившегося механизма переноса дырок вызывает интерес и требует дальнейших исследований. Не изученной пока остается и относительная роль в обнаруженном канале рекомбинации электронов, находящихся по разные стороны гетерограницы. Очевидно, что вероятности рекомбинации с дырками на гетерогранице должны быть разными для электронов, локализованных в приграничной потенциальной яме, и свободных; к тому же эти электроны должны туннелировать под барьеры разной формы.

Заключение. В работе были исследованы спектры фотолюминесценции гетероперехода II-типа $n\text{-Ga}_{0.89}\text{In}_{0.11}\text{As}_{0.1}\text{Sb}_{0.9}/N\text{-GaSb}$, а также построена его энергетическая зонная диаграмма. Сопоставление полученных результатов привело к заключению о имеющей место в данной системе локализации неравновесных дырок на гетерогранице. Специфика рассматриваемой системы, а именно наличие собственных глубоких акцепторных центров в GaSb, обусловила локализацию дырок на гетерогранице на этих центрах.

Результаты рассмотрения энергетической зонной диаграммы показывают, что в отсутствие глубоких акцепторных центров локализация дырок на $n\text{-}N$ -гетеропереходе в данной системе была бы маловероятна из-за неудачного расположения приграничной потенциальной ямы для дырок (ниже дна валентной зоны в узкозонном слое GaInAsSb).

Локализация дырок на гетерогранице обуславливает возникновение на ней эффективного канала излучательной рекомбинации, сопоставимого по интенсивности с каналом излучательной рекомбинации в объеме GaSb. Последнее обстоятельство свидетельствует также о существовании сильного механизма притока дырок к гетерогранице. Выяснение природы проявившегося механизма, а также закономерностей рекомбинации дырок на гетерогранице требует дальнейших исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] G. Daman, B. Eüenne, F. Mollot, R. Planel, A. M. Jean-Louis, F. Alexandre, B. Jusserand, G. le Roux, J. Y. Marzin, H. Savary, B. Sermage. *Phys. Rev. B*, **35**, 6207 (1987).
- [2] E. Finkman, M. D. Sturge, M. C. Tamargo. *Appl. Phys. Lett.*, **49**, 1299 (1987).
- [3] B. A. Wilson. *IEEE J., Quant. Electron.*, **QE-24**, 1763 (1988).
- [4] А. Н. Баранов, Б. Е. Джуртанов, А. Н. Именков, А. А. Рогачев, Ю. М. Шерняков, Ю. П. Яковлев. *ФТП*, **20**, 2217 (1986).
- [5] A. E. Drakin, P. G. Eliseev, B. N. Sverdlov, A. E. Bochkarev, L. M. Dolginov, L. V. Druzhinina. *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-23**, 1089 (1987).
- [6] H. K. Choi, S. J. Eglash. *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 1165 (1991).
- [7] А. Н. Баранов, А. А. Гусейнов, А. А. Рогачев, А. Н. Титков, В. Н. Чебан, Ю. П. Яковлев. *Письма ЖЭТФ*, **48**, 342 (1988).
- [8] A. N. Titkov, Y. P. Yakoviev. *Proc. XX Int. Conf. Phys. Semicond. Thessaloniki, 1990* (ed. by E. M. Anastassakis, J. D. Joannopoulos), **2**, 985. London (1990).
- [9] А. Н. Титков, В. Н. Чебан, А. Н. Баранов, Ю. П. Яковлев. *ФТП*, **24**, 1056 (1990).
- [10] W. Jakowetz, W. Ruhle, K. Brenninger, M. Pilkuhn. *Phys. St. Sol. (a)*, **12**, 169 (1972).
- [11] E. I. Chaikina, S. Sh. Egemberdieva, A. S. Filipchenko. *Phys. St. Sol. (a)*, **83**, 541 (1984).
- [12] F. Karouta, H. Mani, J. Bhan, Fan Jia Hua, A. Joulie. *Rev. Phys. Appl.*, **22**, 1459 (1987).
- [13] M. Nakao, S. Yoshida, S. Gonda. *Sol. St. Commun.*, **49**, 663 (1984).
- [14] М. С. Бреслер, О. Б. Гусев, М. П. Михайлова, В. В. Шерстнев, Ю. П. Яковлев, И. Н. Ясевич. *ФТП*, **25**, 298 (1991).
- [15] T. B. Norris. *Appl. Phys. Lett.*, **54**, 60 (1989).
- [16] M. K. Jackson, M. B. Johnson, D. H. Chow. *Appl. Phys. Lett.*, **54**, 552 (1989).
- [17] В. В. Агаев, А. Н. Титков, Е. И. Чайкина. *ФТП*, **17**, 750 (1984).
- [18] Г. Н. Илуридзе, А. Н. Титков, И. Ф. Миронов, В. Н. Чебан. *ФТП*, **20**, 25 (1986).