

УДК 621.315.592

# Нелинейная фотолюминесценция варизонных твердых растворов $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

© В.Ф. Коваленко, А.Ю. Миронченко, С.В. Шутов

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины,  
73008 Херсон, Украина

(Получена 2 июля 2001 г. Принята к печати 13 сентября 2001 г.)

Изучены зависимости интенсивности фотолюминесценции нелегированных и легированных варизонных твердых растворов  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x \lesssim 0.36$ ) от уровня возбуждения  $J$  ( $10^{19} \lesssim J \lesssim 10^{22}$  квант/см<sup>2</sup>с) при различных значениях встроенного электрического поля  $E = e^{-1}\nabla E_g$  ( $85 \lesssim E \lesssim 700$  В/см). Установлено, что при ускоряющем действии поля  $E$  зависимость интенсивности краевой фотолюминесценции ( $I$ ) от уровня возбуждения ( $J$ ) имеет сложный характер. Нелинейность зависимости  $I(J)$  объясняется вкладом двухфотонного поглощения фотолюминесцентного излучения при его переизлучении. Существует оптимальный диапазон значений  $E$  ( $120 \lesssim E \lesssim 200$  В/см), обеспечивающих наибольший вклад двухфотонного поглощения в процесс переизлучения в нелегированных твердых растворах.

Излучательные характеристики варизонных полупроводников при ускоряющем действии встроенного электрического поля  $E = e^{-1}\nabla E_g$  ( $\nabla E_g$  — градиент ширины запрещенной зоны) в общем случае определяются дрейфом неравновесных носителей заряда (ННЗ) в этом поле и фотонным дрейфом ННЗ, связанным с переизлучением рекомбинационного излучения. Вклад этих факторов в формирование люминесцентных свойств определяется параметрами полупроводников [1]. Так, при малых значениях  $E$  преобладающим является фотонный дрейф ННЗ, обуславливающий формирование как спектрального состава, так и интенсивности излучательной рекомбинации [2–5]. Люминесцентные свойства полупроводников со средними и большими значениями  $\nabla E_g$ , в которых доминирующим в процессе переноса ННЗ является их дрейф в поле  $E$ , определяются совместным действием дрейфа ННЗ в поле  $E$  и переизлучения. Исследованию вклада первого фактора в формирование спектрального состава излучения в таких полупроводниках уделено большое внимание [1,6,7]. Влияние же переизлучения на их люминесцентные характеристики изучено недостаточно. Известно [8,9], что при дрейфе ННЗ в поле  $E$  переизлучение приводит к увеличению внешнего квантового выхода люминесценции. Однако механизм процесса переизлучения в таких полупроводниках практически не был исследован.

В настоящей работе рассмотрены особенности переизлучения в варизонных твердых растворах  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  при дрейфовом механизме переноса ННЗ в поле  $E$ , установленные из измерения зависимости их спектров фотолюминесценции от уровня возбуждения.

## 1. Методика эксперимента

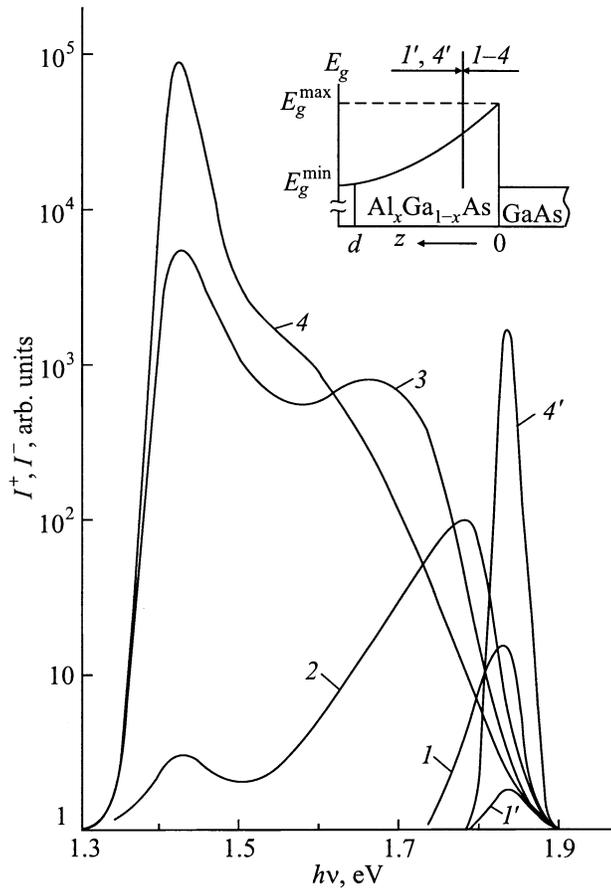
Исследовались нелегированные ( $n \lesssim 10^{16}$  см<sup>-3</sup>) и легированные теллуrom ( $n \simeq 10^{18}$  см<sup>-3</sup>) эпитаксиальные слои твердых растворов  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , выращенные из ограниченного объема раствора–расплава на подложках

GaAs. Состав слоев изменялся в направлении оси роста — на границе раздела слой–подложка содержание алюминия было максимальным ( $x \simeq 0.36$ ) и уменьшалось к поверхности, где  $x = 0$ . Состав слоев изменялся линейно по толщине на участке, примыкающем к подложке и составляющем приблизительно 80% общей толщины  $d$ . Значения  $\nabla E_g$  для разных нелегированных структур изменялись в пределах  $85 \lesssim \nabla E_g \lesssim 700$  эВ/см. Увеличение  $\nabla E_g$  обеспечивалось уменьшением толщины выращиваемых слоев при одном и том же содержании Al у границы раздела подложка–слой, которая в исследованных твердых растворах изменялась в пределах  $16 \lesssim d \lesssim 70$  мкм. В легированных слоях значения  $\nabla E_g$  составляли 150–170 эВ/см.

Фотолюминесценция (ФЛ) при 77 и 300 К возбуждалась с широкозонной и узкозонной сторон эпитаксиального слоя, т.е. со стороны  $E_g^{\max}$  и  $E_g^{\min}$ , как показано на вставке рис. 1, с использованием наклонных шлифов структуры [1] световым зондом диаметром  $\sim 30$  мкм аргонового лазера ( $\lambda = 0.488\text{--}0.514$  мкм). Интенсивность возбуждения фотолюминесценции  $J$  изменялась в пределах  $10^{19} \lesssim J \lesssim 10^{22}$  квант/см<sup>2</sup>с. Спектры ФЛ регистрировались с помощью германиевого фотодиода по стандартной методике [1]. Внешний квантовый выход излучения оценивался с помощью калиброванного кремниевого фотодиода. Эффективная длина смещения ННЗ  $l_+$  определялась по наклону низкоэнергетического спада полосы краевого излучения [1].

## 2. Экспериментальные результаты

Спектры ФЛ нелегированных твердых растворов содержали только полосу краевого излучения. При возбуждении ФЛ со стороны  $E_g^{\max}$ , т.е. при ускоряющем действии поля  $E$ , форма спектров ФЛ зависела от величины этого поля и уровня возбуждения  $J$ . Для краевого излучения зависимость его формы от  $E$  при низких уровнях возбуждения ФЛ ( $J \lesssim 2 \cdot 10^{20}$  квант/см<sup>2</sup>с)



**Рис. 1.** Изменение формы спектра краевой фотолуминесценции нелегированного эпитаксиального слоя с  $eE = \nabla E_g = 160$  эВ/см в зависимости от уровня возбуждения при возбуждении со стороны  $E_g^{\max}$  ( $I-4$ ) и со стороны  $E_g^{\min}$  ( $I', 4'$ ) при  $T = 300$  К.  $J$ , квант/см<sup>2</sup>с: 1, 1' —  $10^{19}$ ; 2 —  $10^{20}$ ; 3 —  $2.5 \cdot 10^{21}$ ; 4, 4' —  $10^{22}$ . На вставке представлены изменение ширины запрещенной зоны по толщине эпитаксиальных слоев для нелегированных твердых растворов и схема эксперимента. Стрелки — направления возбуждения фотолуминесценции. Нумерация стрелок соответствует нумерации спектров ( $I-4, I', 4'$ ).

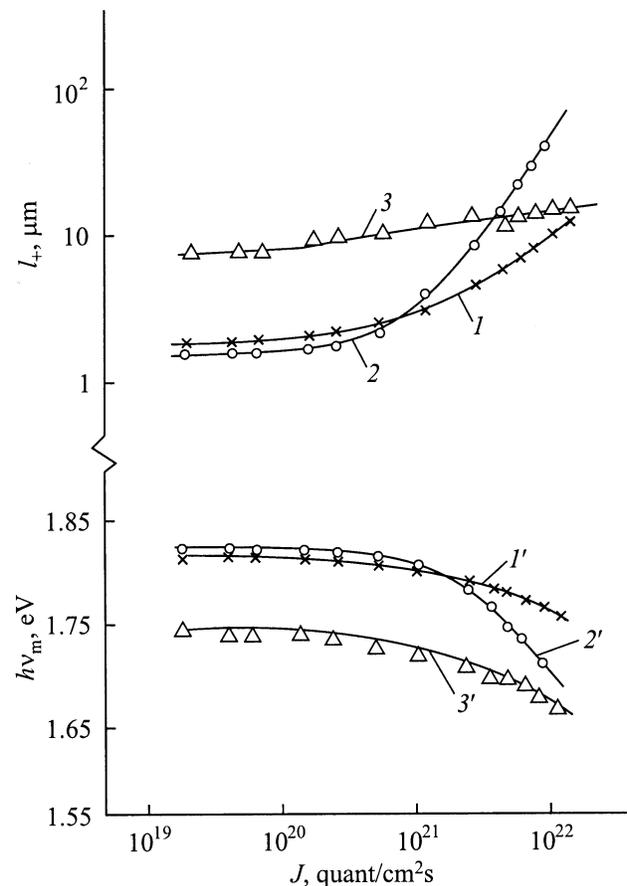
рассмотрена нами в работе [6]. На рис. 1 показано изменение формы полосы краевого излучения одного из нелегированных слоев в зависимости от уровня возбуждения при освещении как со стороны  $E_g^{\max}$  ( $I^+$ , кривые  $I-4$ ), так и со стороны  $E_g^{\min}$  ( $I^-$ , кривые  $I', 4'$ ). Видно, что с увеличением  $J$  происходит расширение полосы в область низких энергий и смещение области излучательной рекомбинации из широкозонного в узкозонные участки слоя, которое проявляется в сдвиге коротковолнового максимума  $h\nu_m$  в длинноволновую область. Изменение формы спектра обуславливается увеличением эффективной длины смещения ННЗ  $l_+$  с ростом  $J$ . Величина сдвига  $h\nu_m$  в коротковолновую область пропорциональна увеличению  $l_+$ . Значения этих характеристик зависят также от величины встроенного поля  $E$  (рис. 2). При высоких уровнях возбуждения величина  $l_+$  в слоях с  $E \approx 160-260$  В/см максимальна.

С увеличением  $J$  имеет место возрастание интегральной интенсивности краевой полосы ФЛ  $I_{\Sigma}^{\pm}$  при освещении со стороны  $E_g^{\max}$ , описываемое степенной зависимостью

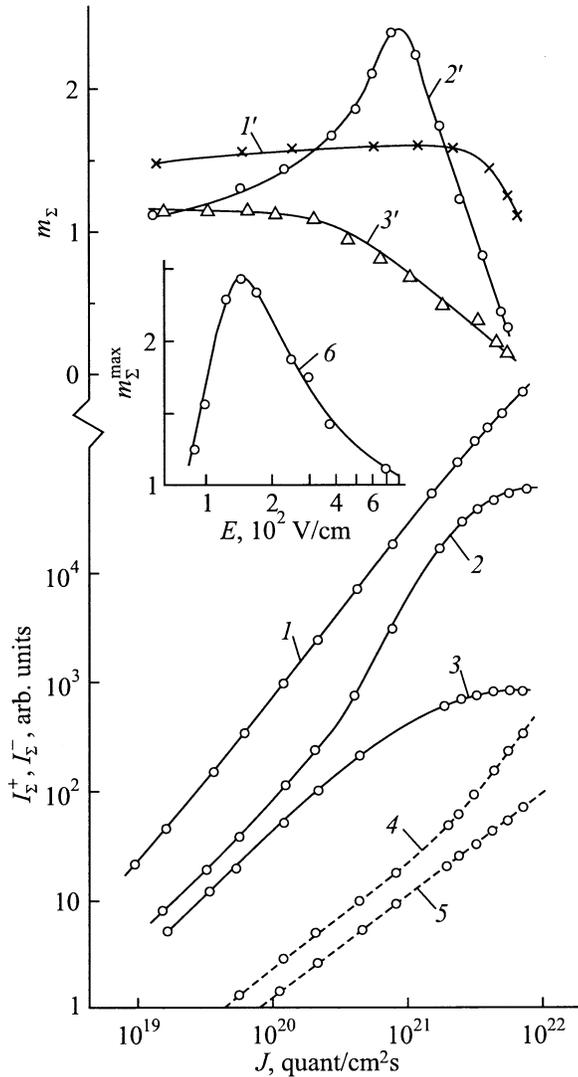
$$I_{\Sigma}^{\pm} = CJ^m, \quad (1)$$

где  $C$  коэффициент пропорциональности, учитывающий геометрию эксперимента, угловое распределение интенсивности ФЛ, показатель преломления полупроводника, взаимодействие возбуждающего света с полупроводником, скорость рекомбинации, внутренний квантовый выход ФЛ, время жизни ННЗ.

При низких и средних значениях  $J \lesssim 10^{21}$  квант/см<sup>2</sup>с увеличение интенсивности  $I_{\Sigma}^{\pm}$  сверхлинейно ( $m = m_{\Sigma} > 1$ ). Степень сверхлинейности зависимости (1), т.е. величина показателя  $m_{\Sigma}$ , пропорциональна сдвигу коротковолнового максимума полосы краевого излучения и с ростом  $E$  она проходит через максимум (рис. 3). В спектрах ФЛ слоев с наиболее существенным смещением  $h\nu_m$  параметр  $m_{\Sigma}$  увеличивается с ростом  $J$ , достигая при средних уровнях возбуждения



**Рис. 2.** Зависимости эффективной длины смещения неравновесных носителей заряда ( $I-3$ ) и положения коротковолнового максимума в спектрах фотолуминесценции ( $I'-3'$ ) для нелегированных эпитаксиальных слоев от уровня возбуждения при  $T = 300$  К. Значения встроенного поля  $E$ , В/см: 1, 1' — 89; 2, 2' — 160; 3, 3' — 256.



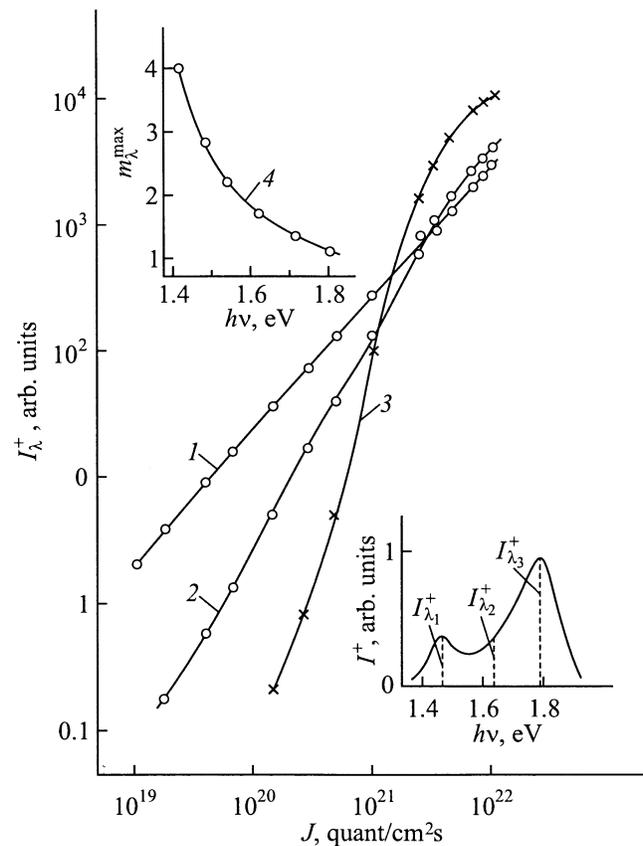
**Рис. 3.** Зависимости интегральной интенсивности краевого излучения (1–5), показателя степени  $m_\Sigma$  в соотношении (1) от уровня возбуждения ( $I'$ – $3'$ ), а также максимального значения показателя степени  $m_\Sigma^{\max}$  от величины встроенного поля (6) в нелегированных твердых растворах при возбуждении со стороны  $E_g^{\max}$  (1–3,  $I'$ – $3'$ , 6) и  $E_g^{\min}$  (4, 5) при  $T = 300$  К.  $E$ , В/см: 1,  $I'$  — 89; 2,  $2'$  — 160; 3,  $3'$  — 700; 4 —  $\approx 160$ ; 5 —  $> 200$ .

( $10^{20} \lesssim J \lesssim 10^{21}$  квант/см<sup>2</sup>с) значений  $m_\Sigma > 2$ . При этом степень сверхлинейности (т.е. величина  $m$ ) изменяется с интенсивностью  $I_\lambda^+$  при различных длинах волн  $\lambda$  одной и той же полосы излучения. В области коротковолнового максимума она минимальна и возрастает с увеличением длины волны излучения, достигая максимальных значений ( $m_\Sigma \lesssim 4$ ) для низкоэнергетического максимума (см. вставку на рис. 4).

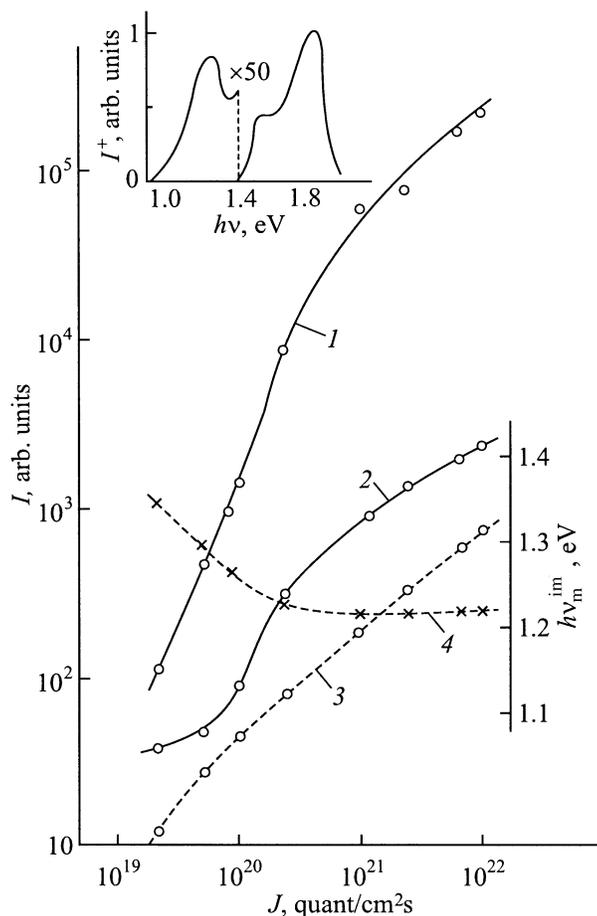
При высоких уровнях возбуждения ( $J > 10^{21}$  квант/см<sup>2</sup>с) зависимость (1) становится сублинейной ( $m < 1$ ), причем с увеличением  $J$ ,  $E$  и длины волны излучения  $\lambda$  показатель  $m$  уменьшается (рис. 3).

При возбуждении со стороны  $E_g^{\max}$  происходит увеличение внешнего квантового выхода краевого излучения  $\eta_{ex}$  с ростом уровня возбуждения от 0.5–1% при  $J = 10^{19}$  квант/см<sup>2</sup>с до 3–10% при  $J \approx 10^{22}$  квант/см<sup>2</sup>с в зависимости от  $E$ . Наибольшие значения  $\eta_{ex}$  наблюдаются в слоях с наименьшими величинами поля и уменьшаются с увеличением  $E$ .

На рис. 5 представлены зависимости интегральной интенсивности краевого ( $I_\Sigma^+$ ) и примесного ( $I_{\Sigma im}^+$ ) излучения от  $J$  в спектрах ФЛ легированных слоев. Видно, что зависимости  $I_{\Sigma im}^+(J)$  также нелинейно зависят от уровня возбуждения — из сублинейных при  $J \lesssim 10^{20}$  квант/см<sup>2</sup>с с увеличением  $J$  они переходят в сверхлинейные с увеличивающимся показателем степени  $m_\Sigma$ . Это изменение  $I_{\Sigma im}^+(J)$  сопровождается смещением максимума примесной полосы  $h\nu_m^{im}$  в длинноволновую область спектра. При  $J > 5 \cdot 10^{20}$  квант/см<sup>2</sup>с зависимость  $I_{\Sigma im}^+(J)$  снова становится сублинейной. Этому ее участку соответствует область стабилизации положения  $h\nu_m^{im}$  (рис. 5).



**Рис. 4.** Спектральные зависимости интенсивности фотолюминесценции  $I_\lambda^+$  от уровня возбуждения  $J$  в различных участках полосы краевой фотолюминесценции, как показано на вставке (интенсивности  $I_{\lambda_1}^+$ ,  $I_{\lambda_2}^+$  и  $I_{\lambda_3}^+$  соответствуют их зависимостям от  $J$ , представленным кривыми 1–3), для нелегированного слоя твердого раствора с  $E \approx 180$  В/см и зависимость максимального показателя степени  $m_\lambda^{\max}$  в соотношении (1) от энергии излучаемых фотонов в полосе краевой фотолюминесценции (4) при  $T = 300$  К.



**Рис. 5.** Зависимости интегральной интенсивности красной фотолюминесценции ( $I$ ), примесного излучения (2, 3), а также энергии максимума полосы примесной фотолюминесценции (4) от уровня возбуждения для одного из легированных слоев с  $E = 154$  В/см при возбуждении со стороны  $E_g^{\max}$  (1, 2, 4) и  $E_g^{\min}$  (3) при  $T = 77$  К. На вставке представлена форма спектра этого слоя твердого раствора при возбуждении со стороны  $E_g^{\max}$  ( $J = 10^{21}$  квант/см<sup>2</sup>с).

При возбуждении ФЛ со стороны  $E_g^{\min}$ , т.е. при тормозящем действии поля, форма полосы красной ФЛ типична для прямозонных полупроводников постоянного состава (рис. 1, кривые  $I'$ ,  $4'$ ). Положение ее максимума интенсивности ( $I^-$ ) определяется составом возбуждаемой области твердого раствора и не зависит от уровня возбуждения. Форма полосы не изменяется. Интегральная интенсивность ФЛ  $I_{\Sigma}^-$  в нелегированных слоях с  $E < 200$  В/см возрастает линейно ( $m_{\Sigma} = 1$ ) при низких и средних уровнях возбуждения и сверхлинейно ( $m_{\Sigma} \approx 1.8$ ) при высоких значениях  $J$  ( $J \gtrsim 2 \cdot 10^{21}$  квант/см<sup>2</sup>с). В нелегированных слоях с  $E \gtrsim 200$  В/см и в легированных слоях линейная зависимость  $I_{\Sigma}^-(J)$  имеет место во всем интервале изменения  $J$  (рис. 3). Внешний квантовый выход красной ФЛ при этом остается постоянным и не превышает 0.3–0.8% для различных слоев твердых растворов.

С увеличением  $J$  как форма примесной полосы излучения, так и зависимость  $h\nu_m^{\text{im}}$  от  $J$  не изменяются, а интенсивность  $I_{\Sigma}^-$  линейно возрастает с уровнем возбуждения при  $J < 10^{20}$  квант/см<sup>2</sup>с и сублинейно — при более высоких  $J$  (рис. 5).

### 3. Обсуждение результатов

При однофотонном поглощении возбуждающего света зависимость (1) может быть линейной, когда  $\Delta n < n_0$  ( $\Delta n$  и  $n_0$  — концентрации ННЗ и основных равновесных носителей заряда соответственно), при этом показатель степени  $m_{(1)} = 1$  [индекс (1) указывает на однофотонное поглощение], либо квадратичной, когда  $\Delta n > n_0$ , при этом  $m_{(1)} = 2$  [10]. При двухфотонном поглощении интенсивность межзонной ФЛ  $I_{\text{PL}}$  также является степенной функцией уровня возбуждения  $J$ , но с показателем степени  $m_{(2)}$  [индекс (2) указывает на двухфотонное поглощение] в 2 раза бóльшим, чем при однофотонном поглощении [11]:

$$I_{\text{PL}} = C_{(2)} J^{m_{(2)}} = C_{(2)} J^{2m_{(1)}}, \quad (2)$$

т.е. при  $\Delta n < n_0$  зависимость (2) будет квадратичной.

Создание же концентрации ННЗ  $\Delta n > n_0$  обусловит зависимость  $I_{\text{PL}}$  от  $J$  в 4-й степени.

Таким образом, при реализации только однофотонного или только двухфотонного возбуждений и при выполнении условия  $\Delta n < n_0$  показатель степени  $m$  в зависимости (1) будет принимать значения 1 или 2, а при выполнении условия  $\Delta n > n_0$  — значения 2 или 4 соответственно. Очевидно, что реализация одно- и двухфотонного механизмов возбуждения ФЛ одновременно (при  $\Delta n < n_0$  и  $\Delta n > n_0$ ) обусловит непрерывный ряд значений  $m$  в интервале  $1 \leq m \leq 4$  в зависимости от вклада того или иного механизма и уровня возбуждения.

Наличие в зависимостях  $I_{\Sigma}^+(J)$  и  $I_{\lambda}^+(J)$  признаков, характерных для двухфотонного возбуждения ФЛ — сверхлинейности и „сверхквадратичности“ с различными значениями показателя степени  $m$  ( $1 < m_{\Sigma} \leq 2.5$ ;  $1 < m_{\lambda} \leq 4$ ), — позволяет сделать следующее утверждение. При возбуждении варизонных твердых растворов  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  со стороны  $E_g^{\max}$  в измеряемую интенсивность красной ФЛ дает вклад излучение, возникающее в результате рекомбинации ННЗ, генерированных как при однофотонном приповерхностном поглощении возбуждающего лазерного света, так и при одно- и двухфотонном поглощениях в объеме кристалла в процессе многократного переизлучения. О роли переизлучения в формировании интенсивности ФЛ свидетельствуют значения внешнего квантового выхода излучения  $\eta_{\text{ex}}$  при средних и высоких уровнях возбуждения, существенно превышающие максимальное теоретическое значение  $\eta_{\text{ex}} \approx 1.5\%$  для однородных (гомозонных) полупроводников  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$  при внутреннем квантовом выходе излучения  $\eta_{\text{in}} = 100\%$  и выводе

излучения через плоскую полированную поверхность в отсутствие переизлучения.

Совместное влияние: дрейфа ННЗ во встроенном поле  $E$ ; координатной зависимости вероятности излучательной рекомбинации, обусловленной полем; расширения области возбуждения с ростом  $J$ , а также переизлучения, приводят к тому, что в различных участках слоя твердого раствора могут иметь место различные механизмы рекомбинации (линейный, квадратичный) и поглощения ФЛ (одно-, двухфотонный), причем их комбинация и роль в каждом из участков могут изменяться с изменением  $J$ . Поскольку  $I_{\Sigma}^{\pm}$  является суперпозицией интенсивностей  $I_{\lambda}^{\pm}$  от различных по составу участков, характеризующихся различным сочетанием механизмов рекомбинации ННЗ и поглощения ФЛ, то зависимость  $I_{\Sigma}^{\pm}(J)$  имеет переменную степень сверхлинейности и „сверхкватричности“  $m$  при разных значениях  $J$ .

Увеличение показателя степени  $m_{\lambda}$  в направлении дрейфа ННЗ связано, очевидно, с увеличением коэффициента двухфотонного поглощения  $K_{(2)}$ , описываемого для разрешенных переходов выражением [10]

$$K_{(2)}(hv) = a_1[h(v_1 + v_2) - E_g]^{1/2}\rho, \quad (3)$$

где  $a_1$  — коэффициент, зависящий от ориентации векторов поляризации фотонов  $hv_1$  и  $hv_2$ ,  $\rho$  — плотность потока первичной ФЛ. Из соотношения (3) видно, что при одних и тех же значениях  $hv_1$ ,  $hv_2$  и  $\rho = \text{const}$  значение  $K_{(2)}$  возрастает при уменьшении  $E_g$ .

Зависимость параметра  $m_{\Sigma}^{\text{max}}$  от величины встроенного поля  $E$  обусловлена, очевидно, следующими причинами.

Увеличение поля при  $E < 200$  В/см приводит, с одной стороны, к увеличению коэффициента однофотонного поглощения ФЛ  $K_{(1)}$ , описываемого выражением [12]

$$K_{(1)}(z) = A[hv_1(z_1) - E_g(z_2) + E_g(z - z_2)]^{1/2}, \quad (4)$$

где  $z > z_2 > z_1$  — координаты в направлении уменьшения  $E_g$ ;  $hv_1(z_1)$  — энергия фотона, излученного в координате  $z_1$ ;  $E_g(z_2)$  — ширина запрещенной зоны в координате  $z_2$  ( $E_g(0) = E_g^{\text{max}} > hv_1(z_1) > E_g(z_2)$ ). С другой стороны, увеличение  $E$  приводит к расширению области излучательной рекомбинации (в результате увеличения скорости дрейфа и эффективной длины смещения ННЗ  $l_+$ ) в узкозонные участки слоя, в которых возрастает роль двухфотонного поглощения. Оба эти фактора увеличивают вклад переизлучения в генерацию ННЗ, что и приводит к возрастанию  $m_{\Sigma}^{\text{max}}$  с увеличением поля  $E$  в указанном диапазоне его изменения.

При  $E > 200$  В/см величина  $l_+$  становится сравнимой с толщиной исследуемых слоев или превышает ее. В этом случае с увеличением  $E$  все большая часть генерированных внешним возбуждением у широкозонной поверхности ННЗ достигает тыльной узкозонной поверхности, где рекомбинирует безызлучательно, о чем свидетельствует переход сверхлинейных и сверхкватричных зависимостей  $I_{\Sigma}^{\pm}(J)$  и  $I_{\lambda}^{\pm}(J)$  в сублинейные

с выходом на насыщение в слоях с большими значениями  $E$  при высоких уровнях возбуждения. В результате с ростом  $E$  уменьшается доля ННЗ, рекомбинирующей излучательно в объеме, снижается вклад переизлучения в генерацию ННЗ, затрудняется или становится невозможным выполнение условия  $\Delta n > n_0$  и, следовательно, уменьшается степень сверхлинейности зависимостей  $I_{\Sigma}^{\pm}(J)$  и  $I_{\lambda}^{\pm}(J)$ .

При возбуждении со стороны  $E_g^{\text{min}}$  характер зависимости  $I_{\Sigma}^{\pm}(J)$  указывает на линейную рекомбинацию в нелегированных слоях с  $E > 200$  В/см во всем интервале изменения  $J$ . В нелегированных слоях с  $E < 200$  В/см линейная рекомбинация при низких и средних уровнях возбуждения сменяется квадратичной при  $J > 10^{21}$  квант/см<sup>2</sup>с вследствие увеличения диффузионной длины ННЗ, а, следовательно, времени жизни ННЗ с уменьшением  $\nabla E_g$  [13]. Низкие значения  $\eta_{\text{ex}}$  указывают на большие безызлучательные потери, главным образом, на освещаемой поверхности и на отсутствие переизлучения при торможении ННЗ полем  $E$ .

Рассмотрим особенности зависимости интенсивности примесной ФЛ  $I_{\text{im}}$  от уровня возбуждения. В легированных слоях наличие полосы примесной ФЛ обусловлено переходами с участием центров  $\text{Te}_{\text{As}}\text{V}_{\text{Ga}}$ , создающих глубокий уровень в нижней части запрещенной зоны [14]. Известно [15], что в однородном полупроводнике  $n$ -типа интенсивность излучательных переходов на такой уровень при малых значениях  $J$ , обеспечивающих выполнение условия  $\Delta n < n_0$ , равна

$$I_{\text{im}} \simeq \eta_{\text{in}} C_n n_0 \Delta p, \quad (5)$$

где  $\eta_{\text{in}}$  — внутренний квантовый выход излучения в центрах,  $C_n$  — коэффициент захвата электронов центром,  $\Delta p$  — концентрация неравновесных дырок ( $\Delta p = \Delta n$ ). Когда  $\Delta p < N_r$  ( $N_r$  — концентрация центров),  $I_{\text{im}}$  линейно возрастает с уровнем возбуждения при условии, что  $\Delta p \propto J$ . С увеличением  $J$ , когда  $\Delta p > N_r$ , но  $\Delta n < n_0$ , происходит заполнение всех центров дырками и наступает или насыщение (при  $\eta_{\text{in}} = \text{const}$ ), или сублинейное возрастание (при увеличении  $\eta_{\text{in}}$  с ростом  $J$ ) величины  $I_{\text{im}}$ , сопровождаемое линейным увеличением интенсивности краевой ФЛ. В этом случае  $I_{\text{im}}$  может быть представлена в виде

$$I_{\text{im}} \simeq \eta_{\text{in}} C_n n_0 N_r. \quad (6)$$

При высоких уровнях возбуждения ( $\Delta n > n_0$ ,  $\Delta n = \Delta p > N_r$ ) интенсивность примесной полосы ФЛ  $I_{\text{im}}$ , описываемая выражением

$$I_{\text{im}} \cong \eta_{\text{in}} C_n N_r \Delta n, \quad (7)$$

возрастает с увеличением  $J$ . Зависимость  $I_{\text{im}}(J)$  при этом определяется главным образом характером изменения  $\Delta n$  с ростом уровня возбуждения, при квадратичной зависимости интенсивности краевого излучения от  $J$  [15].

В исследованных легированных твердых растворах при возбуждении со стороны  $E_g^{\min}$  реализуется характер зависимости  $I_{\text{im}}(J)$ , описываемой выражениями (5) и (6), а при возбуждении со стороны  $E_g^{\max}$  — выражением (7). Действительно, в последнем случае сверхлинейное увеличение интенсивности краевого излучения  $I_{\Sigma}^+$  с ростом  $J$ , при сублинейном увеличении  $I_{\Sigma\text{im}}^+$ , свидетельствует о выполнении условия  $\Delta n > n_0$  при  $J < 10^{20}$  квант/см<sup>2</sup>с. Сверхлинейный рост  $I_{\Sigma\text{im}}^+$  при  $J > 10^{20}$  квант/см<sup>2</sup>с связан со сверхлинейным увеличением концентрации НЗ  $\Delta n$  за счет двухфотонного поглощения краевой ФЛ, о чем свидетельствует сверхквадратичная зависимость  $I_{\Sigma}^+(J)$ . Смещение области примесной ФЛ в узкозонную область и локализация ее у тыльной поверхности при высоких уровнях возбуждения, причина которых рассмотрена в [7], приводят к существенным безызлучательным потерям на этой поверхности. Это обуславливает сублинейную зависимость  $I_{\Sigma\text{im}}^+(J)$  при  $J \gtrsim 10^{21}$  квант/см<sup>2</sup>с аналогично тому, как это имеет место для зависимости краевой ФЛ  $I_{\Sigma}^+(J)$ .

## Список литературы

- [1] Г.П. Пека, В.Ф. Коваленко, А.Н. Смоляр. *Варизонные полупроводники* (Киев, Вища шк. 1989).
- [2] Г.В. Царенков. ФТП, **13** (6) 1095 (1979).
- [3] R.I. Roedel, V.G. Keramidias. *Photon recycling in Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As: Si graded band gap LED's*. J. Appl. Phys., **50** (10), 6353 (1979).
- [4] А.С. Волков, А.Л. Липко. ФТП, **16** (3), 412 (1982).
- [5] А.С. Волков, А.Л. Липко, С.А. Никишин, Б.В. Царенков, Г.В. Царенков. Письма ЖТФ, **5** (7), 655 (1979).
- [6] А.И. Базык, В.Ф. Коваленко, А.Ю. Миронченко, С.В. Шутов. ФТП, **35** (1), 53 (2001).
- [7] В.Ф. Коваленко, А.Ю. Миронченко, С.В. Шутов. ФТП, **36** (2), 192 (2002).
- [8] А.И. Базык, В.Ф. Коваленко, Г.П. Пека. УФЖ, **27** (7), 1007 (1982).
- [9] А.И. Базык, В.Ф. Коваленко, Г.П. Пека О.Д. Токалин. ЖПС, **42** (10), 441 (1985).
- [10] *Излучательная рекомбинация в полупроводниках*, под ред. Я.Е. Покровского (М., Наука, 1972).
- [11] В.П. Грибковский. *Теория поглощения и испускания света в полупроводниках* (Минск, Наука и техника, 1975).
- [12] М. Konagai, K.J. Takahashi. Appl. Phys., **46**, 3542 (1975).
- [13] Ф.П. Кесаманлы, В.Ф. Коваленко, И.Е. Марончук, Г.П. Пека, Л.Г. Шепель. ФТП, **12** (7), 1318 (1978).
- [14] Н.К. Дряпико, В.Ф. Коваленко, Г.П. Пека. ФТП, **17** (5), 863 (1983).
- [15] K.D. Glinchuk, A.V. Prohorovich, V.E. Rodionov, V.I. Vovnenko. Phys. St. Sol. (a), **48**, 593 (1978).

Редактор Т.А. Полянская

## Non-linear photoluminescence of graded band-gap Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As solid solutions

V.F. Kovalenko, A.Yu. Mironchenko, S.V. Shutov

Institute of Semiconductor Physics,  
National Academy of Sciences of Ukraine,  
73008 Kherson, Ukraine

**Abstract** The dependence of the photoluminescence (PL) intensity of undoped and doped graded band-gap Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As ( $x \leq 0.36$ ) solid solutions on the excitation level  $J$  ( $1 \cdot 10^{19} \leq J \leq 1 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) for different values of built-in quasi-electrical field  $E = e^{-1} \nabla E_g$  ( $85 \leq E \leq 700 \text{ V/cm}$ ) has been studied. It is found that the dependence  $I(J)$  of the near-band-edge PL at an accelerating action of the field  $E$  has a complex character. The non-linearity of  $I(J)$  dependence is explained by contribution of the two-photon absorption of the radiating recombination in the process of its reemission. The optimum range of  $E$  values ( $120 \leq E \leq 200 \text{ V/cm}$ ) providing the greatest contribution of the two-photon absorption PL is determined.