

## ЭФФЕКТИВНАЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ИЗ ТРЕУГОЛЬНЫХ КВАНТОВЫХ ЯМ НА ГРАНИЦЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$

Э.Л.Нолле<sup>1)</sup>, А.М.Прохоров

Институт общей физики РАН

117942 Москва, Россия

Поступила в редакцию 6 марта 1998 г.

Обнаружена и исследована эффективная, с квантовым выходом, близким к 1, фотолюминесценция (ФЛ) гетероструктур (ГС)  $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  при температурах  $77 \div 300$  К и малых уровнях возбуждения. ФЛ обусловлена квазитреугольной квантовой ямой (ТКЯ), расположенной на границе ГС и состоит из двух спектрально подобных линий: междузонного излучения  $\text{InGaAs}$  и излучения из нижнего уровня ТКЯ. Обнаружено возгорание междузонного излучения с ростом температуры, сопровождающееся затуханием излучения из ТКЯ.

PACS: 32.50.+d, 71.55.Eq

Слабелегированные полупроводники при малых уровнях возбуждения  $g \leq 1$  Вт/см<sup>2</sup> и  $T \approx 300$  К имеют низкий квантовый выход излучения (отношение числа излученных внутри полупроводника фотонов к числу возбужденных в области излучения электронно-дырочных пар)  $Q \ll 1$ , тогда как при больших  $g \geq (10^3 \div 10^4)$  Вт/см<sup>2</sup> безызлучательные рекомбинационные процессы подавляются, что позволяет получить  $Q \approx 1$  [1]. В настоящее время ограничение растекания неравновесных электронов и дырок с помощью квантоворазмерных эффектов позволяет получать излучательные переходы при более низких уровнях возбуждения. Однако и при этом интенсивность фотолюминесценции (ФЛ), обусловленная, например, квантовыми точками, оказывается при  $T = 300$  К примерно в 20 раз меньше, чем при 77 К [2].

В представленной работе сообщается о получении в слабелегированном полупроводнике эффективной ФЛ с квантовым выходом излучения  $Q = 0.8$  при  $T = 295$  К и малом уровне возбуждения ( $g = 0.05$  Вт/см<sup>2</sup>). Такая интенсивная ФЛ объясняется образованием квазитреугольной квантовой ямы (ТКЯ) на границе гетероструктуры (ГС)  $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ .

На подложке  $\text{InP}$  с концентрацией дырок  $p_0 \approx 10^{18}$  см<sup>-3</sup> методом газофазной хлоридной эпитаксии, при котором получают плавные гетеропереходы с длиной переходной области несколько сот ангстрем, выращивался слой  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  толщиной  $t_b \approx 1$  мкм с  $p_0 \approx 10^{16}$  см<sup>-3</sup> и верхний слой  $\text{InP}$  с  $t_a \approx 1$  мкм и  $p_0 \approx 10^{16}$  см<sup>-3</sup> (рис.1). В некоторых ГС использовался слой  $\text{InGaAs}$  с  $n_0 \approx 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. ФЛ исследовалась со стороны верхнего слоя  $\text{InP}$ , возбуждаемого непрерывным He-Ne-лазером с энергией квантов  $h\nu = 1.97$  эВ, которые поглощаются на глубине  $\alpha^{-1} \approx 0.1$  мкм ( $\alpha$  – коэффициент поглощения таких квантов в  $\text{InP}$ ), равной примерно толщине области пространственного заряда  $t_d$ . Поэтому большая часть возбужденных электронно-дырочных пар, по-видимому, рекомбинирует на поверхности  $\text{InP}$  и только некоторая

<sup>1)</sup> e-mail: nolle@ran.gpi.ru

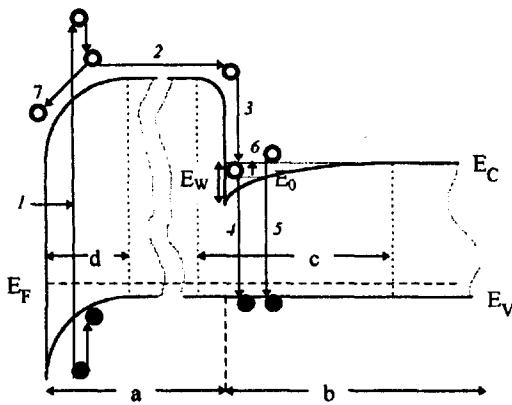


Рис.1. Схема возбуждения ФЛ в ГС (p)InP/(p)In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As: а - слой InP с  $E_g = 1.35$  эВ; б - слой In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As с  $E_g = 0.735$  эВ; в - переходная область In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>P<sub>y</sub>As<sub>1-y</sub>; д - область пространственного заряда у поверхности InP; 1 - возбуждение и термализация  $\Delta n$  и  $\Delta p$  в InP; 2 - диффузия  $\Delta n$  в слой InGaAs; 3 - захват  $\Delta n$  на уровни ТКЯ глубиной  $E_w$ ; 4 - ФЛ из нижнего уровня  $E_0$  в ТКЯ; 5 - междузонная ФЛ из InGaAs; 6 - термический выброс  $\Delta n$  из ТКЯ; 7 - захват и гибель на поверхности  $\Delta n$ ;  $E_F$ ,  $E_C$  и  $E_V$  - уровни Ферми, дна зоны проводимости и верха валентной зоны

их часть достигает InGaAs и возбуждает в нем ФЛ. Несмотря на это, интенсивность ФЛ InP была на несколько порядков ниже, чем InGaAs. Интенсивность линий ФЛ слоя InGaAs линейно зависела от мощности возбуждения, которая менялась от 0.05 до 5 Вт/см<sup>2</sup>, а спектральная форма и положение линий ФЛ оставались при этом неизменными. Величина  $Q$  определялась с учетом изотропного распределения фотонов внутри образца и угла полного внутреннего отражения [1]. Из-за сильного поглощения излучения в подложке учитывалось только однократное отражение.

В исследованном интервале температур (77 ÷ 295) К в спектре ФЛ гетероструктур наблюдались две линии излучения InGaAs - коротковолновая  $L_1$  и длинноволновая  $L_2$ , с характерными свойствами.

1. Линия  $L_1$  лежит в области края основной полосы поглощения InGaAs и ее спектральные форма и положение совпадают с вычисленными значениями из измеренного на этом же образце спектра поглощения согласно принципу детального равновесия [3] (рис.2, кривые 1, 4, 5). С уменьшением температуры эта линия смещается в сторону больших энергий в соответствии с изменением ширины запрещенной зоны  $E_g = (0.824 - 2.3 \cdot 10^{-4}T - 2.39 \cdot 10^{-7}T^2)$  эВ [4].

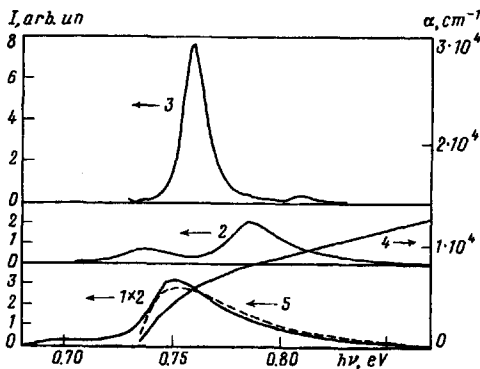


Рис.2. Спектры ФЛ ГС (p)InP/(p)InGaAs при  $T = 295$  К - кривая 1, 183 К - 2, 77 К - 3, коэффициента поглощения  $\alpha$  при  $T = 295$  К - кривая 4 и рассчитанной ФЛ - кривая 5

2. Ширина на полувысоте линии  $L_1$  увеличивается с повышением температуры, составляя примерно  $1.5 kT$ , а ее коротковолновый край спадает по экспоненте

$I \propto \exp[(h\nu_{max} - h\nu)/kT]$  (рис.2 и 3), соответствующая распределению Больцмана для свободных неравновесных носителей.

Свойства 1 и 2 свидетельствуют, что линия  $L_1$  обусловлена собственной ФЛ InGaAs.

3. Линия  $L_2$  отстоит от линии  $L_1$  на расстояние  $\Delta = 50$  мэВ для слоев InGaAs  $p$ -типа и 70 мэВ для  $n$ -типа (рис.2 и 3) и эти расстояния меняются для разных образцов в пределах  $\pm 3$  мэВ.

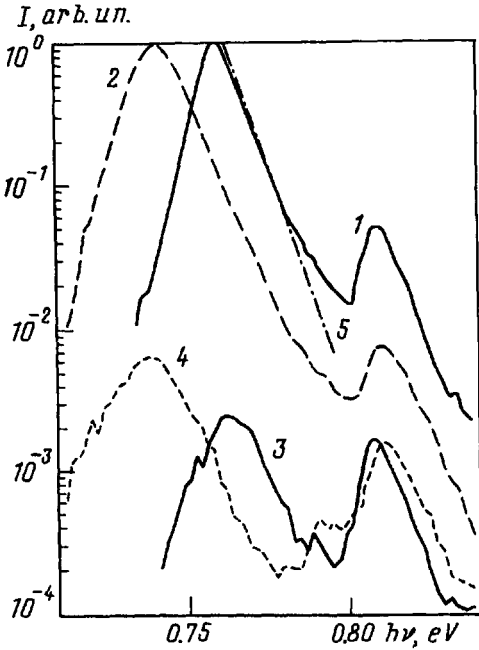


Рис.3. Спектры ФЛ при  $T = 77$  К ГС (p)InP/(p)InGaAs – кривая 1, (p)InP/(n)InGaAs – кривая 2 и слоев (p)InGaAs – кривая 3, (n)InGaAs – кривая 4, после удаления верхнего слоя (p)InP; зависимость  $I \propto \exp[(h\nu_{max} - h\nu)/k \cdot 77 \text{ К}]$  – кривая 5

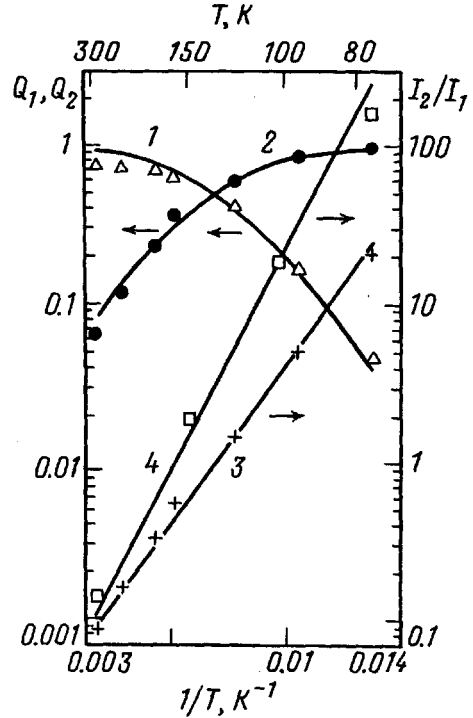


Рис.4. Зависимости квантовых выходов интенсивностей линий междузонной ФЛ  $Q_1$  – точки на кривой 1, и из ТКЯ  $Q_2$  – точки на кривой 2 от величины обратной температуры для ГС (p)InP/(p)InGaAs. Кривые 1 и 2 – рассчитанные величины  $Q_1$  и  $Q_2$  из выражений (1) для параметров  $\alpha = 80$  и  $\Delta = 50$  мэВ. Зависимости отношений интенсивностей этих линий  $I_2/I_1$  для (p)InP/(p)InGaAs – прямая 3 с наклоном, соответствующим  $\Delta = 50$  мэВ, и для (p)InP/(n)InGaAs – прямая 4 с наклоном, соответствующим  $\Delta = 70$  мэВ

4. Спектральные формы обеих линий совпадают друг с другом в пределах точности эксперимента  $\pm 0.5$  мэВ при всех температурах (рис.2 и 3).

5. Квантовый выход ФЛ обеих линий, определенный по отношению к числу поглощенных в InP возбуждающих фотонов, составил  $Q' = 0.13$  при  $T = 295$  К, 0.15 при 183 К и 0.17 при 77 К.

6. Отношение интенсивностей ФЛ линий  $I_2/I_1 \propto \exp(\Delta/kT)$  (рис.4).

7. При низких  $T \approx 77 \div 150$  К происходит увеличение интенсивности (возгорание) линии  $L_1$  с ростом температуры пропорционально  $I_1 \propto \exp(-\Delta/kT)$  и насыщение при комнатной температуре. Интенсивность ФЛ линии  $L_2$  с ростом  $T$  уменьшается (гаснет) как  $I_2 \propto \exp(\Delta/kT)$ , а при низких температурах ее интенсивность не зависит от  $T$  (рис.4).

8. При сравнении верхнего слоя InP интенсивность ФЛ сильно уменьшается (примерно в 400 раз) как при 77 К (рис.3), так и при 295 К, несмотря на то, что при этом непосредственно возбуждается слой InGaAs. При этом спектр линии междузонной ФЛ (линия  $L_1$ ) не изменяется, а изменяется спектр длинноволновой ФЛ (рис.3). Свойства линии  $L_2$  резко отличаются от свойств относительно слабой линии "интерфейсной" ФЛ, наблюдавшейся ранее при низких  $T \leq 15$  К в одинарных гетероструктурах [5], соответствующих нашим образцам с удаленным верхним слоем InP.

Так как спектральная форма обнаруженной нами линии  $L_2$  подобна спектру междузонной ФЛ (линии  $L_1$ ) свободных неравновесных электронов  $\Delta n$  и дырок  $\Delta p$ , то линия  $L_2$  обусловлена также ФЛ свободных  $\Delta n$  и  $\Delta p$ . Она не является фоновым повторением линии  $L_1$ , так как величина  $\Delta$  не равна энергии LO фонона, равной 32 мэВ [4]. Линия  $L_2$  объясняется ФЛ из нижней подзоны ТКЯ, образованной для неосновных носителей тока, по-видимому, в переходной области у границы ГС при ее выращивании (рис.1). ТКЯ обусловлена варизонным слоем  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}_y\text{As}_{1-y}$  с избытком на границе In ( $x \approx 0.8$ ), который обычно высаживается на поверхности, и дефицитом P ( $y \approx 0.2$ ), который обычно испаряется с поверхности. Это приводит к понижению  $E_g$  на глубину  $E_w \approx 0.1$  эВ (рис.1). Для эффективных масс в InGaAs  $m_e = 0.041m_0$  и  $m_h = 0.33m_0$  [6], рассчитанные глубины  $E_0$  нижнего уровня для электронов и для дырок в ТКЯ по формуле  $E_i = (\hbar^2/2m_{e,h})^{1/3}[1.5\pi E_w(i+3/4)/t_w]^{2/3}$ ,  $i = 0, 1, 2, \dots$ , совпадают с экспериментальными величинами  $\Delta_e = 50$  мэВ и  $\Delta_h = 70$  мэВ при глубине ямы  $E_w = (80 \div 100)$  мэВ и ширине основания ТКЯ  $t_w = (300 \div 700)$  Å.

Свойства 6 и 7 свидетельствуют, что возбужденные неосновные носители тока в зоне проводимости с плотностью состояний  $N_C$  и в подзоне ТКЯ с плотностью  $N_Z$  находятся в квазиравновесном состоянии, а квантовые выходы  $Q_1$  и  $Q_2$  ФЛ линий  $L_1$  и  $L_2$  определяются соотношениями:

$$\begin{aligned} Q_1 &= [1 + a^{-1} \exp(\Delta/kT)]^{-1}, \\ Q_2 &= [1 + a \exp(-\Delta/kT)]^{-1}, \\ Q_1 + Q_2 &= Q \equiv 1, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $a = \gamma_1 N_C / (\gamma_2 N_Z)$ ,  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  - коэффициенты междузонной рекомбинации и рекомбинации из ТКЯ.

Как видно из рис.4, экспериментальные зависимости  $Q_1(T)$  и  $Q_2(T)$  близки к рассчитанным из выражений (1), свидетельствуя, что квантовый выход, определенный относительно числа достигших InGaAs электронно-дырочных пар, близок к 1. Экспериментальные значения  $Q_1(T)$  при  $T \geq 150$  К оказываются несколько меньше рассчитанных, что дает величину  $Q = 0.75 \div 0.8$  при  $T = 295$  К. Это объясняется тем, что при высоких  $T$  термически выброшенные из ТКЯ неравновесные электроны растекаются на большое расстояние, вследствие чего увеличивается вероятность их безызлучательной рекомбинации на центрах рекомбинации. В предыдущих работах по рекомбинационной люминесценции в кристаллах не наблюдалось возгорания

собственной люминесценции с ростом температуры из-за доминирования безызлучательной рекомбинации неравновесных электронов и дырок, которые термически выбрасываются из центров люминесценции в разрешенные зоны.

Из экспериментов следует, что ТКЯ, образованная при выращивании ГС в более равновесных условиях, чем, например, при молекулярно-лучевой эпитаксии и, следовательно, с меньшим числом дефектов, обеспечивает интенсивный захват неравновесных носителей с последующей их излучательной рекомбинацией. Из рис.4 и выражений (1) определено, что для электронов в ТКЯ отношение  $\gamma_1 N_C / (\gamma_2 N_Z) = 80$ , а для дырок  $\gamma_1 N_V / (\gamma_2 N_Z) = 120$ . Отличительной особенностью ТКЯ от прямоугольной [6] является интенсивная люминесценция, происходящая в ее окрестности из-за пологой зависимости потенциала одного из ее краев. Полученные результаты могут быть использованы в слабоярких источниках света, а также для снижения порога лазеров.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-18151).

- 
1. В.С.Вавилов, Э.Л.Нолле, С.Н.Максимовский, ФТТ **7**, 1558 (1965).
  2. А.Ю.Егоров, А.Е.Жуков, П.С.Копьев и др., ФТП **30**, 1345 (1996).
  3. W. van Roosbroeck and W.Shockley, Phys. Rev. **94**, 1558 (1954).
  4. P.K.Bhattacharya, M.V.Rao, and M.J.Tsai, J. Appl. Phys. **54**, 5096 (1983).
  5. P.W.Yu, C.K.Peng, and H.Morkoc, Appl. Phys. Lett. **54**, 1546 (1989).
  6. E.Tournie, K.H.Ploog, and C.Albert, Appl. Phys. Lett. **61**, 2808 (1992).