

## Краевая фотолюминесценция сильно легированного $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ ( $\lambda = 1.2 \text{ мкм}$ )

© М.В. Карачевцева, В.А. Страхов, Н.Г. Яременко

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,  
141120 Фрязино, Россия

(Получена 30 ноября 1998 г. Принята к печати 20 января 1999 г.)

Исследованы спектры краевой фотолюминесценции сильно легированного донорами  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$  ( $x = 0.77$ ,  $y = 0.53$ ) в диапазоне температур  $77 \div 300 \text{ К}$ . Проведен расчет температурных зависимостей положения максимума и полуширины спектров на основе теории люминесценции, учитывающей флуктуации потенциала краев зон вследствие неоднородного распределения примесей. Получено хорошее согласие экспериментальных и расчетных кривых. При низких температурах в сильно легированном  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$  как  $p$ -, так и  $n$ -типа проводимости наблюдались смещение энергии максимума в сторону низких частот, уширение спектров и снижение интенсивности фотолюминесценции по сравнению с аналогичными параметрами спектров нелегированного материала. Анализируются механизмы излучательной рекомбинации.

Последние два десятилетия активно ведутся работы по исследованию и практическому использованию твердых растворов  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ . Гетероструктуры на основе  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$  с составом на длины волн более  $1 \text{ мкм}$  являются общепризнанным материалом для создания высокоэффективных гетеролазеров, светодиодов и фотоприемников для волоконно-оптических линий связи. Однако, несмотря на большой интерес к этому материалу, до настоящего времени почти полностью отсутствуют данные об энергетическом спектре электронных состояний сильно легированного  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ , хотя во многих случаях необходимы довольно высокие концентрации примеси.

Известно, что в сильно легированных полупроводниках (СЛП) флуктуации краев зон разрешенных энергий, обусловленные неоднородным распределением примесей, приводят к возникновению "хвостов" плотности состояний в запрещенной зоне [1]. Сведения о флуктуационных состояниях можно получить, исследуя спектры краевой люминесценции в зависимости от температуры и уровня возбуждения. Механизмы межзонной излучательной рекомбинации в СЛП значительно сложнее и разнообразнее, чем в чистых и слабо легированных полупроводниках, где краевая люминесценция определяется только рекомбинацией свободных электронов и дырок ( $VB$ -переходами), а энергия максимума спектральной интенсивности по величине и температурной зависимости близка к ширине запрещенной зоны. В СЛП наличие флуктуационных хвостов приводит к появлению дополнительных переходов, связанных с рекомбинацией носителей, локализованных в состояниях хвостов. Вклад этих квазимезонных каналов рекомбинации в формирование спектров краевой люминесценции возрастает с понижением температуры, в результате чего максимум сдвигается в сторону низких частот, а его температурная зависимость уже не воспроизводит температурное изменение ширины запрещенной зоны и может иметь немонотонный вид. Основные соотношения, связывающие люминесцентные характеристики СЛП с параметрами

хвоста, приведены в теоретической работе [2]. В рамках этой теории нашли качественное объяснение многие особенности, наблюдаемые при исследовании спектров излучения различных сильно легированных полупроводников. Количественное сопоставление экспериментальных результатов с этой теорией, как правило, провести не удавалось. Отчасти это связано с неполнотой исходной информации об уровне легирования, компенсации, концентрации неравновесных носителей и других параметрах, без знания которых невозможен строгий анализ. Кроме того, полный спектр излучения в большинстве случаев обусловлен несколькими каналами рекомбинации, относительный вклад которых трудно определить. Следует отметить, что в некоторых работах не удавалось получить согласия с теорией не только на количественном, но и на качественном уровне, и авторам для описания экспериментальных результатов приходилось привлекать другие подходы и модели энергетических спектров электронных состояний [3]. Из известных нам работ наиболее убедительно основные положения теории люминесценции СЛП подтверждены в [4], где проведен достаточно строгий количественный анализ спектров фотолюминесценции сильно легированного и сильно компенсированного GaAs. Что касается сильно легированных многокомпонентных твердых растворов бинарных соединений, и в частности  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ , то, как уже отмечалось выше, изучение их свойств существенно отстает от практического использования. Число работ по исследованию спектров люминесценции  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$  с составом на длины волн  $\lambda > 1 \text{ мкм}$  очень мало, и они в основном относятся к нелегированным или слабо легированным слоям, в которых флуктуации примесей незначительны. При этом авторы, как правило, ограничиваются комнатной температурой, интересной с точки зрения практических применений (см., например, [5]). В то же время особенности люминесценции, связанные с рекомбинацией локализованных носителей, должны проявляться в области более низких температур.

Параметры образцов

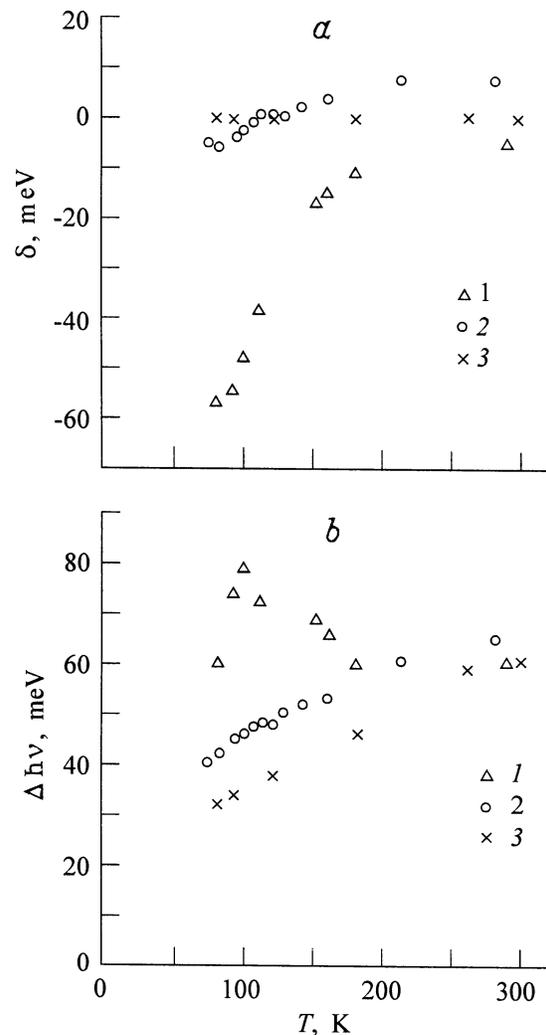
№ образца	Тип проводимости	Легирующая примесь	Концентрация примеси, $10^{17} \text{ см}^{-3}$	$\gamma$ , мЭВ
1	<i>p</i>	Zn	20	29
2	<i>n</i>	Sn	7	19
3	<i>n</i>	—	$\sim 1$	—

В данной работе измерены спектры краевой фотолюминесценции (ФЛ) сильно легированных слоев  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$  ( $x = 0.77$ ,  $y = 0.53$ ) *p*- и *n*-типа проводимости в диапазоне температур  $T = 77 \div 300 \text{ К}$  и проведен их анализ в рамках теории люминесценции [2]. Образцы выращены методом жидкофазной эпитаксии на подложках InP и были согласованными с InP по параметру решетки. Состав твердого раствора был рассчитан на длину волны излучения 1.2 мкм при комнатной температуре, толщина слоев составляла  $5 \div 7 \text{ мкм}$ . Для получения слоев *p*- и *n*-типа проводимости в процессе эпитаксии проводилось легирование цинком или оловом соответственно. Концентрация примеси и степень компенсации контролировались гальваномагнитными измерениями. Во всех образцах степень компенсации не превышала 0.1.

Обсуждаются результаты для трех образцов, параметры которых приведены в таблице. Наряду с легированными образцами 1 и 2 для сравнения измерены спектры специально не легированного образца 3, который имел проводимость *n*-типа. В  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ , как и в большинстве прямозонных полупроводников с  $m_e \gg m_h$ , для выполнения условия сильного легирования  $Na^3 > 1$  по донорам требуются относительно невысокие концентрации,  $N_d > 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , а для акцепторов оно выполняется лишь при концентрациях  $N_a > 10^{19} \text{ см}^{-3}$  ( $m_e$ ,  $m_h$  — эффективные массы электронов и дырок,  $N$ ,  $a$  — концентрация и борковский радиус примеси). Таким образом, в образце 2 условие сильного легирования выполняется хорошо. Образец 1 является слабо легированным по акцепторам и сильно легированным по донорам (за счет остаточных доноров, концентрация которых по оценкам составляет  $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ). Это так называемый случай промежуточного легирования, который наиболее часто встречается на практике [2].

Возбуждение люминесценции осуществлялось непрерывным аргоновым лазером с длиной волны 488 нм. Излучение лазера модулировалось механическим прерывателем с частотой 1000 Гц и фокусировалось на образце в пятно диаметром  $\sim 200 \text{ мкм}$ . Образец находился в оптическом криостате, позволяющем изменять температуру от температуры жидкого азота до комнатной. Плотность мощности возбуждения изменялась в диапазоне  $P = 10 \div 10^3 \text{ Вт/см}^2$ . Спектральные измерения проводились с помощью монохроматора МДР-23. В качестве фотоприемника использовался германиевый фотодиод ФД-10Г. Процесс измерения спектров был автоматизирован с использованием системы КАМАК и компьютера.

На рис. 1 приведены экспериментальные температурные зависимости величины дефицита энергии  $\delta$  и полуширины  $\Delta h\nu$  спектров краевой ФЛ исследованных образцов. Понятие дефицита  $\delta = h\nu_m - E_{g0}$  (разности между энергетическим положением максимума спектра  $h\nu_m$  и шириной запрещенной зоны нелегированного материала  $E_{g0}$ ) обычно вводится для того, чтобы проследить температурное изменение энергии максимума, вызванное влиянием только сильного легирования, и исключить температурную зависимость ширины запрещенной зоны. В качестве  $E_{g0}(T)$  использовались значения энергии максимума спектра ФЛ для нелегированного образца 3. Следует отметить, что полуширина спектра этого образца растет с увеличением температуры почти линейно с коэффициентом 1.8 в соответствии с теорией межзонной рекомбинации в слабо легированных полупроводниках, хотя абсолютные значения полуширины на  $15 \div 20 \text{ мЭВ}$  выше, чем следует из этой теории. Спектры краевой



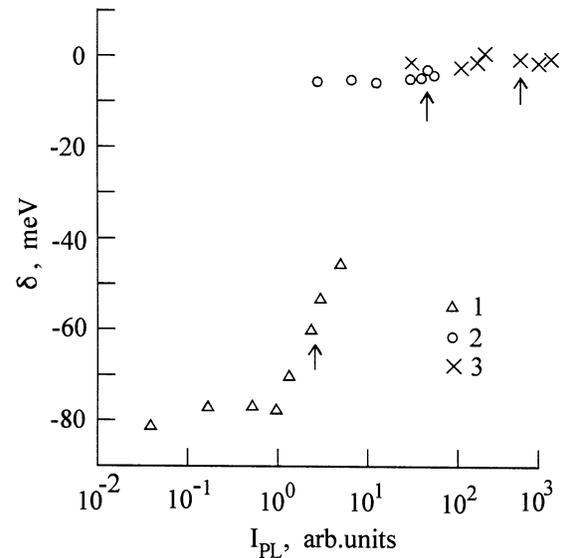
**Рис. 1.** Температурные зависимости дефицита энергии в максимуме спектральной интенсивности ФЛ  $\delta$  (а) и полуширины спектров  $\Delta h\nu$  (б) для образцов  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ . Образцы: 1 — 1 (*p*-тип), 2 — 2 (*n*-тип), 3 — 3 (*n*-тип, нелегированный).

ФЛ образца 1 ( $p$ -тип проводимости) при низких температурах значительно шире спектров нелегированного образца 3 и смещены в сторону более низких частот. Абсолютная величина дефицита растет с понижением температуры и при температуре жидкого азота составляет  $\sim 60 \text{ мэВ}$ ; знак дефицита отрицателен во всей области исследованных температур. Для этого образца характерно наличие максимума на температурной зависимости полуширины линии. Образец 2 ( $n$ -тип проводимости) по величине дефицита и полуширины линии красовой ФЛ и их температурных зависимостей не так сильно отличается от нелегированного образца 3. Значения  $\delta$  не превышают  $10 \text{ мэВ}$  и с изменением температуры меняют знак.

На рис. 2 приведены зависимости дефицита энергии в максимуме спектра от уровня возбуждения при температуре жидкого азота. Интенсивность возбуждения выражена через интенсивность ФЛ  $I_{\text{PL}}$ , изменение которой отражает изменение концентрации неравновесных носителей, рекомбинирующих излучательно. Обычно это делается при сравнении образцов с различной квантовой эффективностью, чтобы исключить влияние безызлучательных механизмов рекомбинации на характер зависимости параметров люминесценции от интенсивности возбуждения. Из рисунка видно, что для образцов  $n$ -типа проводимости (образцы 2 и 3) изменение уровня возбуждения в исследованном диапазоне не влияет на положение максимума спектра; в образце 1  $p$ -типа, начиная с некоторой плотности возбуждения положение максимума сдвигается в сторону более высоких частот. Вертикальными стрелками отмечены точки, соответствующие плотности мощности возбуждения  $P = 500 \text{ Вт/см}^2$ , при которой были сняты температурные зависимости спектров ФЛ всех образцов. Такой достаточно высокий уровень возбуждения обеспечивал получение надежного сигнала ФЛ во всем температурном диапазоне вплоть до комнатной температуры. Сравнение образцов при равных уровнях возбуждения показывает, что наибольшей эффективностью ФЛ обладает нелегированный образец 3, по сравнению с которым эффективность ФЛ образца 2 меньше на порядок, образца 1 — почти на 2 порядка.

Обсудим возможные каналы рекомбинации в этих образцах. Среднеквадратичная амплитуда гауссовых флуктуаций ( $\gamma$ ), по оценкам, составляет  $29$  и  $19 \text{ мэВ}$  для образцов 1 и 2 соответственно. Оценки проводились по формулам работы [2], при этом учитывалось, что механизмы экранирования в образцах  $p$ - и  $n$ -типа проводимости различны. Условие  $T \leq \gamma$ , при котором можно рассматривать влияние флуктуационного хвоста на люминесцентные свойства, для образца 1 выполняется во всем исследованном диапазоне температур вплоть до комнатной, для образца 2 — в области более низких температур.

В невырожденном  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$   $p$ -типа проводимости (образец 1), согласно оценкам, глубина флуктуаций достаточна для локализации неравновесных электронов не только в глубоких, "точечных", флуктуациях, но и в гауссовых флуктуациях с характерной



**Рис. 2.** Зависимость дефицита энергии в максимуме спектральной интенсивности ФЛ  $\delta$  от интенсивности возбуждения при  $T = 77 \text{ К}$  для образцов  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ . Образцы: 1 — 1 ( $p$ -тип), 2 — 2 ( $n$ -тип), 3 — 3 ( $n$ -тип, нелегированный). Стрелками указаны точки, полученные при интенсивности возбуждения  $500 \text{ Вт/см}^2$ .

амплитудой  $\gamma$ . Локализованные электроны могут рекомбинировать с дырками, находящимися на одиночных акцепторах ( $TI$ -переходы), на глубоких состояниях хвоста валентной зоны ( $TT$ -переходы), и со свободными дырками ( $TB$ -переходы).  $TI$ -механизм предполагает наличие достаточно глубокого акцепторного уровня с энергией ионизации  $I_a > \gamma$ . Энергия акцепторного уровня, создаваемого цинком в  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$  с составом на длину волны  $1.2 \text{ мкм}$ , составляет  $\sim 30 \text{ мэВ}$  [6], т.е. акцепторный уровень поглощен флуктуациями края валентной зоны. Трудно ожидать также сильного влияния  $TT$ -рекомбинации на спектральные характеристики образца 2, поскольку  $TT$ -переходы, осуществляемые за счет диагонального туннелирования локализованных электронов и дырок, могут заметно конкурировать с  $TB$ -переходами лишь при очень низких температурах и уровнях возбуждения, либо в условиях сильной компенсации, когда величина  $\gamma$  особенно велика.

В вырожденном  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$   $n$ -типа проводимости (образец 2) при температурах  $T \leq 200 \text{ К}$  излучение в области спектрального максимума определяется рекомбинацией свободных электронов с энергией вблизи уровня Ферми, т.е. далеко в свободной зоне. В то же время дырки, концентрация которых мала и определяется только уровнем возбуждения, при  $T \leq \gamma$  находятся преимущественно в локализованных состояниях хвоста валентной зоны. В этих условиях при  $T \leq 200 \text{ К}$  основной вклад в излучение должны вносить  $VT$ -переходы. Отрицательный знак  $\delta$  при низких температурах говорит о том, что уменьшение энергии перехода, вызванное влиянием флуктуаций, превышает смещение уровня Ферми

в глубь зоны проводимости (сдвиг Бурштейна–Мосса). С ростом температуры доля локализованных дырок уменьшается, возрастает роль  $VB$ -переходов и знак  $\delta$  меняется на положительный.

Таким образом, при описании экспериментальных результатов мы исходили из того, что в исследуемом диапазоне температур и плотностей возбуждения основную роль в формировании краевой ФЛ образцов 1 и 2 должны играть  $TB$ - и  $VT$ -механизмы рекомбинации соответственно. Расчет спектров для этих механизмов был проведен на основе подходов и соотношений теории люминесценции СЛП [2]. Однако в этой теории авторы в основном концентрируют внимание на температурной зависимости энергии максимума спектральной интенсивности и, к сожалению, не рассматривают другой важный параметр спектра — полуширину линии. Кроме того, полученные в [2] зависимости  $h\nu_m(T)$  справедливы на отдельных участках температуры, где удавалось представить их в аналитическом виде. Это затрудняет сравнение экспериментальных результатов с теорией. Поэтому нами была поставлена задача провести расчет спектральной интенсивности для  $TB$ - и  $VT$ -переходов и получить непрерывные температурные зависимости энергии максимума и полуширины спектров во всем исследованном диапазоне температур. Проведение такого расчета представляет интерес не только для объяснения спектров ФЛ исследованных образцов  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ , но и для получения более полной информации о влиянии примесных флуктуаций на люминесцентные свойства СЛП, в частности о  $TB$ -механизме рекомбинации, наименее изученном как экспериментально, так и теоретически. В работе [7] авторы лишь приводят выражение для спектральной интенсивности излучения при  $TB$ -рекомбинации, не анализируя температурные зависимости, хотя и отмечают, что этот механизм может быть основным в невырожденном СЛП  $p$ -типа проводимости.

Спектральная интенсивность излучения вычислялась по формуле

$$I(h\nu) = h\nu \int_{\max[(E_{g0}-h\nu), 0]}^{\infty} W(E_e, E_h) \rho_c(E_e) q_e(E_e) \rho_v(E_h) q_h(E_h) dE,$$

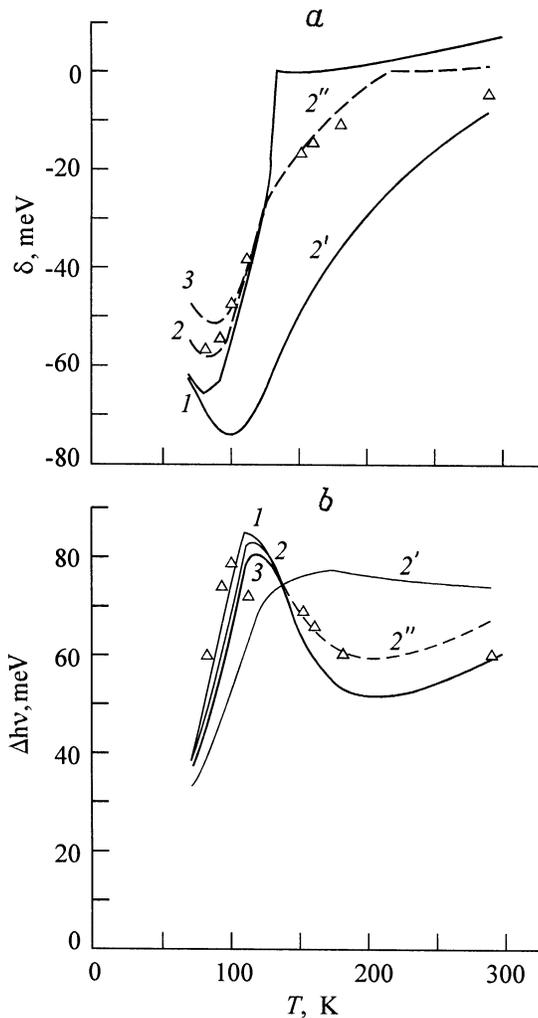
где  $h\nu = |E_e - E_h|$ ;  $W(E_e, E_h)$  — вероятность излучательной рекомбинации электрона с энергией  $E_e$  и дырки с энергией  $E_h$ ;  $\rho_c(E_e)$  и  $\rho_v(E_h)$  — плотности состояний для электронов и дырок соответственно;  $q_e(E_e)$  и  $q_h(E_h)$  — функции заполнения этих состояний. Интегрирование велось по энергии неосновных носителей. Отсчет энергий для  $TB$ - и  $VT$ -механизмов рекомбинации производился соответственно от дна зоны проводимости  $E_c$  и дна валентной зоны  $E_v$  со знаком плюс для локализованных носителей в глубь запрещенной зоны, а для свободных носителей — в глубь разрешенной зоны. Верхний предел интегрирования для каждой частоты устанавливался по уменьшению подынтегральной функции в  $10^{-3}$  раз. При этом для всех образцов интервал интегрирования не превышал  $6\gamma$  во всем спектральном диапазоне. Расчет

спектров проводился методом численного интегрирования, что позволило получить непрерывные температурные зависимости спектральных параметров во всем температурном диапазоне и провести количественное сравнение с экспериментом.

В соответствии с работой [2] распределение свободных электронов и дырок, а также локализованных электронов считалось квазиравновесным, т.е. описывалось функцией Ферми. Однако при вычислении энергии Ферми в вырожденном  $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$  мы использовали более строгое выражение с поправками, учитывающими взаимодействие электронов друг с другом и с примесями [1]. Без этих поправок количественного согласия с экспериментом получить не удавалось. Для дырок, локализованных в состояниях хвоста, учитывался неравновесный характер распределения. Для плотности состояний в хвостах использовались выражения, соответствующие как области мелких, гауссовых, так и области более глубоких, точечных, флуктуаций. На границе эти области сшивались путем выбора предэкспоненциального множителя. Считалось, что плотность состояний в свободных зонах подчиняется обычной корневой функции. Для описания зависимости вероятности рекомбинации от энергии использовались интерполяционные формулы из работы [7].

Расчет проводился при заданных концентрациях свободных носителей  $n = n_0 + \Delta n$ ,  $p = p_0 + \Delta p$ . Так как все образцы были слабо компенсированными, концентрация основных носителей ( $n_0$ ,  $p_0$ ) считалась равной концентрации примеси. Согласно нашим оценкам, при используемых уровнях возбуждения концентрации неравновесных носителей  $\Delta n$ ,  $\Delta p$  не превышали  $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Следовательно,  $\Delta n$ ,  $\Delta p \ll n_0$ ,  $p_0$  и можно считать, что  $n = n_0$ ,  $p = \Delta p$  в материале  $n$ -типа и  $n = \Delta n$ ,  $p = p_0$  в материале  $p$ -типа проводимости. Строгое определение концентрации неравновесных носителей  $\Delta n$ ,  $\Delta p$ , вообще говоря, представляет собой сложную самостоятельную задачу и требует знания механизмов безызлучательной рекомбинации в каждом образце. Поэтому при расчете спектров для  $TB$ -переходов концентрация неравновесных носителей считалась подгоночным параметром, а для  $VT$ -переходов, как будет показано далее, ею можно пренебречь.

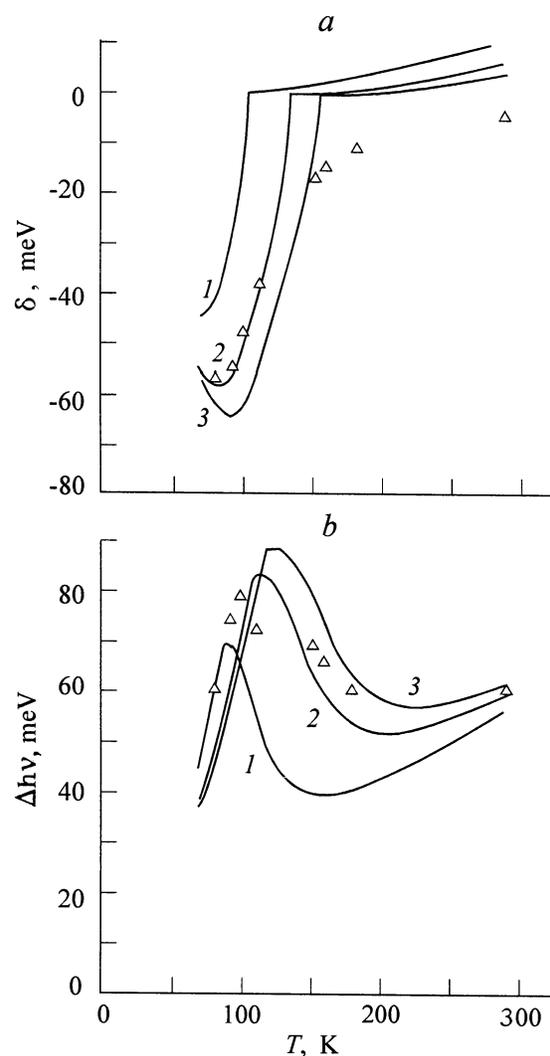
На рис. 3, 4 приведены расчетные температурные зависимости положения максимума и полуширины спектров при  $TB$ -рекомбинации и экспериментальные данные для  $p\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$  (образец 1). Видно, что расчет воспроизводит наблюдаемые в эксперименте минимум на кривой  $\delta(T)$  и максимум на кривой  $\Delta h\nu(T)$ . Обычно максимум на температурной зависимости полуширины объясняют наличием двух механизмов рекомбинации, относительный вклад которых изменяется с температурой. Из расчета следует, что при  $TB$ -механизме рекомбинации температурная зависимость полуширины имеет максимум и в отсутствие второго конкурирующего механизма. В то же время в области высоких температур расчет дает более резкое изменение дефицита энергии, чем



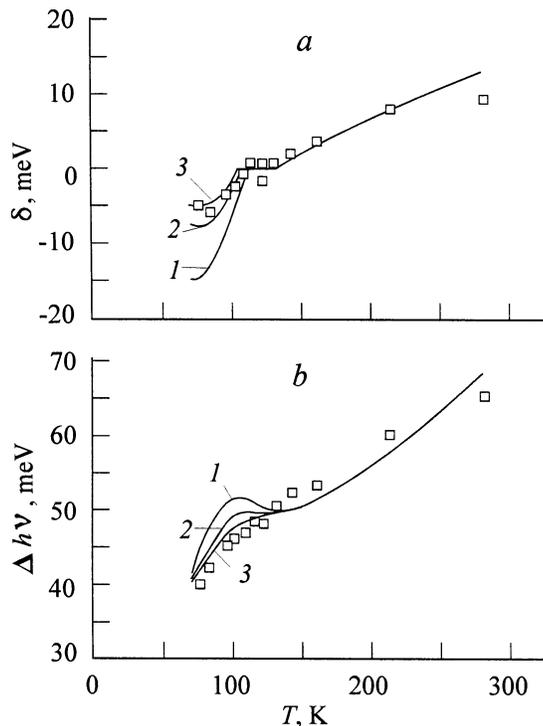
**Рис. 3.** Расчетные температурные зависимости дефицита энергии в максимуме спектральной интенсивности ФЛ  $\delta$  (a) и полуширины спектра  $\Delta h\nu$  (b) для  $TB$ -рекомбинации в  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$   $p$ -типа проводимости с  $N_a = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  при концентрациях неравновесных электронов  $\Delta n = 1 \cdot 10^{11}$  (1),  $5 \cdot 10^{11}$  (2, 2', 2''),  $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  (3). 2' — расчет без учета зависимости вероятности рекомбинации  $W$  от энергии; 2'' — при расчете считалось  $W = \text{const}$  при  $E_e < \gamma$  и  $W = W(E_e, E_h)$  при  $E_e > \gamma$ . Точки — эксперимент для образца 1.

наблюдается в эксперименте. Это связано с использованием интерполяционной формулы из работы [7] для зависимости вероятности рекомбинации от энергии, которая, вообще говоря, справедлива в области достаточно больших энергий электронов. Попытка вообще не учитывать зависимость вероятности рекомбинации от энергии приводит к противоречию с экспериментальными кривыми, в частности исчезает максимум на температурной зависимости полуширины спектров (рис. 3, кривые 2'). Согласие с экспериментом может быть улучшено, если при расчете полагать вероятность рекомбинации зависящей от энергии только в области энергий электронов  $E_e \geq \gamma$  (рис. 3, кривые 2'').

При расчете кривых на рис. 3 варьировалась концентрация неравновесных носителей  $\Delta n$ , а величина  $N_a$  считалась постоянной, равной концентрации акцепторов в образце 1. Видно, что при низких температурах,  $T \leq 120 \text{ К}$ , значения дефицита энергии и полуширины спектра зависят от концентрации неравновесных носителей. Это объясняет наблюдаемое в образце 1 при температуре жидкого азота смещение энергии максимума спектра краевой ФЛ с ростом уровня возбуждения (рис. 2). Экспериментальные результаты наиболее близки к расчетным для  $\Delta n = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Это значение было использовано при расчете семейства кривых, различающихся концентрацией акцепторов  $N_a$  (рис. 4). С ростом величины  $N_a$  абсолютные значения  $\delta$  растут; положения минимума на кривой  $\delta(T)$  и максимума на



**Рис. 4.** Расчетные температурные зависимости дефицита энергии в максимуме спектральной интенсивности ФЛ  $\delta$  (a) и полуширины спектра  $\Delta h\nu$  (b) для  $TB$ -рекомбинации в  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$   $p$ -типа проводимости при  $\Delta n = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  и значениях  $N_a, 10^{18} \text{ см}^{-3}$ : 1 — 1, 2 — 2, 3 — 3. Точки — эксперимент для образца 1.



**Рис. 5.** Расчетные температурные зависимости дефицита энергии в максимуме спектральной интенсивности ФЛ  $\delta$  (а) и полуширины спектра  $\Delta h\nu$  (б) для  $BT$ -рекомбинации в  $In_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y$   $n$ -типа проводимости с  $N_d = 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  при различных значениях параметра  $\theta$ : 1 —  $1 \cdot 10^{-3}$ , 2 —  $1 \cdot 10^{-1}$ , 3 —  $2 \cdot 10^{-1}$ . Точки — эксперимент для образца 2.

кривой  $\Delta h\nu(T)$  смещаются в сторону более высоких температур.

Перейдем к обсуждению результатов расчета для  $BT$ -механизма рекомбинации, наиболее вероятного в вырожденном  $n$ - $In_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y$  (образец 2). В расчетную формулу для спектральной интенсивности при  $BT$ -механизме рекомбинации входит величина  $(\Delta p + \theta n)$ , где  $\theta$  — отношение коэффициентов излучательного захвата электронов и безызлучательного захвата дырок в локализованные состояния хвоста валентной зоны. Если считать, что в  $In_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y$  величина  $\theta$  изменяется в таких же пределах, как и в GaAs, то при используемых плотностях мощности возбуждения выполняется неравенство  $\Delta p \ll \theta n$  и величиной  $\Delta p$  в расчетах можно пренебречь. В этом случае теория предсказывает независимость энергии максимума спектра люминесценции от накачки, что согласуется с экспериментом. На рис. 5 представлены температурные зависимости энергии максимума и полуширины спектров люминесценции, рассчитанные для  $BT$ -рекомбинации при различных значениях параметра  $\theta$ , и экспериментальные результаты для образца 2. Видно, что выбор  $\theta$  в диапазоне  $10^{-3} \div 10^{-1}$ , приведенном в работе [2] для GaAs, не позволяет описать экспериментальные спектры. Наилучшее согласие теории и эксперимента достигается при  $\theta = 0.2$ , что несколько превышает указанные выше значения для GaAs.

Таким образом, проведенные исследования показали, что при низких температурах,  $T \leq \gamma$ , краевая ФЛ сильно легированного  $In_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y$  связана с рекомбинацией носителей, локализованных во флуктуациях потенциала краев зон, обусловленных неоднородным распределением примеси [2]. Спектры краевой ФЛ и их температурные изменения хорошо описываются в рамках теории люминесценции СЛП. Сравнение расчетных и экспериментальных температурных зависимостей позволяет сделать вывод, что в формировании спектров краевой ФЛ невырожденного  $p$ - $In_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y$  и вырожденного  $n$ - $In_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y$  доминирующую роль играют соответственно  $TB$ - и  $BT$ -переходы.

## Список литературы

- [1] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [2] А.П. Леванюк, В.В. Осипов. УФН, **133**, 427 (1981).
- [3] В.А. Вилькоцкий, Д.С. Доманевский, С.В. Жоховец, М.В. Прокопья. ФТП, **12**, 2193 (1984).
- [4] В.Л. Королев, В.Г. Сидоров. ФТП, **22**, 1359 (1988).
- [5] В.П. Евтихийев, Д.З. Гарбузов, В.А. Агаев, В.Б. Халфин, В.П. Чалый. ФТП, **17**, 1652 (1983).
- [6] Д.З. Гарбузов, З.Н. Соколова, В.Б. Халфин. ЖТФ, **53**, 315 (1983).
- [7] В.В. Осипов, Т.И. Соболева, М.Г. Фойгель. ФТП, **13**, 542 (1979).

Редактор Л.В. Шаронова

## Band-edge photoluminescence of heavily doped $In_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y$ ( $\lambda = 1.2 \mu\text{m}$ )

M.V. Karachevtseva, V.A. Strakhov, N.G. Yaremenko

Institute of Radioengineering and Electronics,  
Russian Academy of Sciences,  
141120 Fryazino, Russia

**Abstract** The band-edge emission spectra of heavily doped  $In_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y$  ( $x = 0.77$ ,  $y = 0.53$ ) were investigated at (77 ÷ 300) K. Temperature dependences of the peak energy position and the halfwidth of emission spectra were calculated by using the luminescence theory, in which the band-edge potential fluctuations due to random impurity distribution in heavily doped semiconductors were taken into account. Good agreement between experimental results and calculated curves was obtained. In comparison to undoped  $In_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y$ , in heavily doped  $In_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y$  of both  $p$ - and  $n$ -type at low temperatures peak positions are shifted to lower energy, halfwidths of spectra are larger and emission intensities are significantly less. These effects are most conspicuous in  $p$ -type sample, where the luminescence mainly occurs due to recombination of electrons (localized in fluctuations of the conduction band-edge) with free holes ("tail"-to-band recombination). In degenerated  $n$ -type samples the recombination of free electrons with localized holes (band-to-"tail" recombination) being predominant, the energy peak decrease connected with valance band-edge fluctuations is almost entirely compensated by the Fermi level shift into the conduction band.

Fax: (095) 702-95-72

E-mail: vim288@ire216.msk.su