©1995 г.

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ЛЕГИРОВАННЫХ МНОЖЕСТВЕННЫХ КВАНТОВЫХ ЯМ $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ ПРИ ВЫСОКОМ УРОВНЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Б.Р.Варданян, А.Э.Юнович

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,
119899, Москва, Россия
(Получена 3 октября 1994 г. Принята к печати 13 декабря 1994 г.)

При высоком уровне возбуждения $\approx 2 \cdot 10^5$ Вт/см^2 и $T = 80$ К исследованы спектры фотолюминесценции (ФЛ) множественных квантовых ям (МКЯ) $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ с ширинами ям $L_z = 3 \div 4$ нм, легированных донорами (Si). Полуширина спектров достигала $40 \div 100$ мэВ. Рассмотрено влияние флуктуации ширины ям, концентрации легирующих доноров $N_D \approx (0.5 \div 1) \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$, а также плотности двумерного электронно-дырочного газа на спектры ФЛ. Показано, что при неравновесных концентрациях $n^{2D} \approx (10^{11} \div 10^{12})$ см$^{-2}$ существенны как заполнение квазидвумерных состояний в сторону высоких энергий, так и перенормировка запрещенной зоны легированной двумерной системы.

1. Введение

Изучению оптических свойств множественных квантовых ям (МКЯ) $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ при высоком уровне возбуждения посвящено много работ (см. [1-6] и ссылки там же). Двумерный электронно-дырочный газ, возникающий в квантовых ямах при интенсивности возбуждения $\approx 2 \cdot 10^5$ Вт/см^2, обусловливает уменьшение ширины запрещенной зоны (перенормировку) в двумерной системе. В спектрах ФЛ наблюдалось уширение линий, $\Delta(\hbar\omega) \approx (20 \div 40)$ мэВ, в особенности со стороны длинноволнового края линий [2,3]. Концентрации носителей при этом достигали значений $n^{2D} = (10^{11} \div 10^{12})$ см$^{-2}$ и выше. При таких значениях n^{2D} спектральные линии уширяются и максимумы сдвигаются в коротковолновую часть спектра вследствие заполнения высокоэнергичных состояний.

В работах [4,5] перенормировка — изменение запрещенной зоны в зависимости от двумерной концентрации — описывалась формулой

$$(E_g' - E_g)/E_{\text{exc}} = \text{const} \cdot (n^{2D} a_{\text{exc}}^2)^{1/3}, \qquad (1)$$

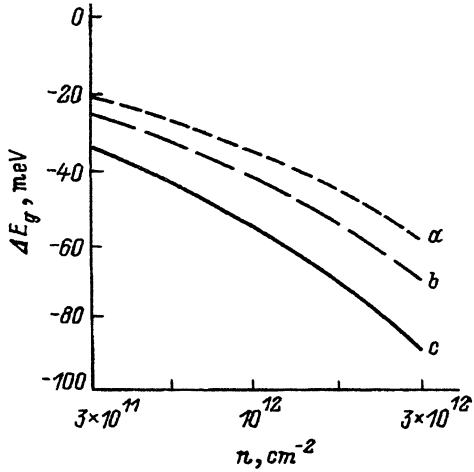

Рис. 1. Уменьшение ширины запрещенной зоны (перенормировка) в $2D$-квантовыхямах $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ в зависимости от концентрации электронов при различном легировании ям донорами. Параметр кривых — отношение концентраций электронов и дырок p^{2D}/n^{2D}: a — 0.01, b — 0.1, c — 1.0 (из работы [1]).

где $E_{exc} = e^2/\varepsilon_0 a_{exc} = 1/2m^* a_{exc}^2$ — энергия двумерного экситона, a_{exc} — его радиус. Для квазидвумерного случая в GaAs

$$(E_g' - E_g)\,[\text{мэВ}] = -0.0036(n^{2D}\,[\text{см}^{-2}])^{1/3}. \qquad (2)$$

В работе [1] были изучены условия возникновения перенормировки двумерных зон и дан теоретический расчет в двух случаях: в случае нелегированных и легированных ям (рис. 1). В этой работе и последующих публикациях не было экспериментальных данных, сопоставленных с теорией в случае легированных ям.

Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению люминесценции легированных квантовых ям $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ с концентрацией доноров $N_D \approx (0.5 \div 1) \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$.

2. Экспериментальные результаты

Исследовались образцы, выращенные методом газовой эпитаксии из металло-органических соединений (МОС гидридной эпитаксии) при температуре 700°C и давлении в реакторе 65 мм рт.ст. (см. таблицу). Образцы были выращены для создания ИК фотоприемников на основе

Данные об образцах МКЯ $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ и спектрах их фотолюминесценции при $T = 80$ K

№ образца	x	L_z, Å	$E_{g1} + E_{1c} + E_{1vh}$, эВ	$I_0 = 2 \cdot 10^5$ Вт/см^2		$I_0 = 0.4$ Вт/см^2	
				$\hbar\omega_{max}$, эВ	$\Delta(\hbar\omega)_{1/2}$ мэВ	$\hbar\omega_{max}$, эВ	$\Delta(\hbar\omega)_{1/2}$, мэВ
1	0.30	33.9	1.662	1.656	35	1.656	17
2	0.30	39.5	1.640	1.630	42	1.626	17
3	0.35	31.1	1.687	1.686	96	1.670	38
4	0.35	28.3	1.707	1.695	88	1.690	44

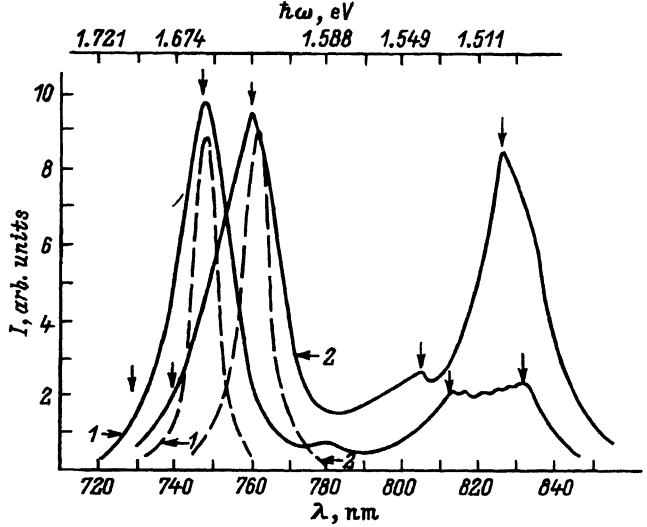

Рис. 2. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) образцов 1-й серии (*1, 2*) при $T = 80$ К случаях большого ($I_0 = 2\times10^5$ Вт/см^2, сплошные линии) и малого ($I_0 = 0.4$ Вт/см^2, штриховые линии) уровня возбуждения.

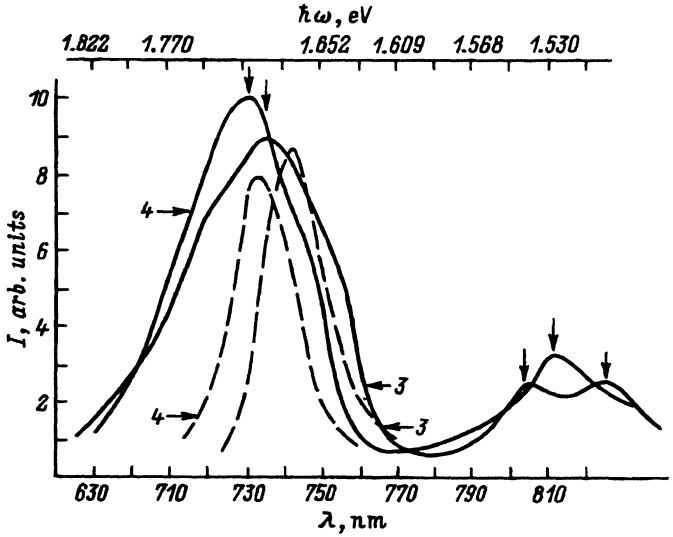

Рис. 3. Спектры ФЛ образцов 2-й серии (*3, 4*) при $T = 80$ К в случаях большого ($I_0 = 2\times10^5$ Вт/см^2, сплошные линии) и малого ($I_0 = 0.4$ Вт/см^2, штриховые линии) уровня возбуждения.

МКЯ [6,7]. Образцы имели от 64 до 70 периодов МКЯ с шириной ям $L_z = 3\div4$ нм (GaAs) и шириной барьеров $L_B = 23\div45$ нм. Ямы легировались (Si) с концентрацией $N_{D1} = (0.5\div1)\cdot10^{18}$ см$^{-3}$, барьеры были нелегированы, с остаточной концентрацией $N_{D2} = (0.8\div2)\cdot10^{16}$ см$^{-3}$. Подложка и верхний контактный слой из GaAs были сильно легированы до $N_D = 2\cdot10^{18}$ см$^{-3}$.

На рис. 2,3 приведены спектры ФЛ при высоком уровне возбуждения $I_0 = 2 \cdot 10^5$ Вт/см$^{-2}$ и температуре $T = 80$ К. Для первой серии образцов (*1, 2*) наблюдались максимумы при $\hbar\omega_{\max} = 1.656 \pm 0.005$ эВ (*1*) и $\hbar\omega_{\max} = 1.630 \pm 0.005$ эВ (*2*). Полуширины линий имеют значения $\Delta(\hbar\omega)_{1/2} = 35 \div 42$ мэВ (рис. 2). Уширение со стороны высоких энергий на половине интенсивности для образца *1* $\Delta_+ = 8$ мэВ, для образца *2* $\Delta_+ = 16$ мэВ. Со стороны низких энергий для обоих образцов: $\Delta_- = 10 \pm 1$ мэВ. Максимум в спектре образца *1* сдвигался относительно максимума при малых уровнях возбуждения на 4 мэВ, а для образца *2* не изменился.

Для второй серии образцов *3* и *4* (см. таблицу) максимумы отвечали большим энергиям: $\hbar\omega_{\max} = 1.686 \pm 0.005$ эВ и $\hbar\omega_{\max} = 1.695 \pm 0.005$ эВ, в соответствии с уменьшением ширины ямы; полуширина линий была $\Delta(\hbar\omega)_{1/2} = 88 \div 96$ мэВ (рис. 3). Сдвиги максимумов относительно значений при малых уровнях возбуждения в сторону высоких энергий составляли $\Delta(\hbar\omega_{\max}) = 16$ мэВ для образца *3* и $\Delta(\hbar\omega_{\max}) \approx 5$ мэВ для образца *4*. Уширение линий со стороны высоких энергии было $\Delta_+ = 47$ мэВ для образца *3* и $\Delta_+ = 33$ мэВ для образца *4*, со стороны низких энергий $\Delta_- = 11 \pm 1$ мэВ для обоих образцов.

3. Обсуждение результатов

3.1. При возбуждении квантами с энергией $\hbar\omega_0 = 2.13$ эВ генерация электронов и дырок происходит как в ямах, так и в барьерах, поскольку $\hbar\omega_0 > E_{g2}$. На рис. 4 показана энергетическая диаграмма МКЯ GaAs/Al$_x$Ga$_{1-x}$As ($x = 0.30 \div 0.35$), E_{1c} и E_{1vh} — уровни размерного квантования относительно краев зон, E_{D1} — донорные уровни в ямах; заштрихованы энергетические состояния в континууме над барьерами, где возбуждаются светом электроны и дырки.

В условиях эксперимента возбуждение было приблизительно однородно по всем слоям МКЯ. Это можно оценить из отношения диффузионной длины L к толщине структуры d. Характерные времена спонтанного излучения в наших условиях, если применить оценки из [1,4], порядка $t_s \geqslant (0.5 \div 1) \cdot 10^{-9}$ с. Приняв значение коэффициента диффузии

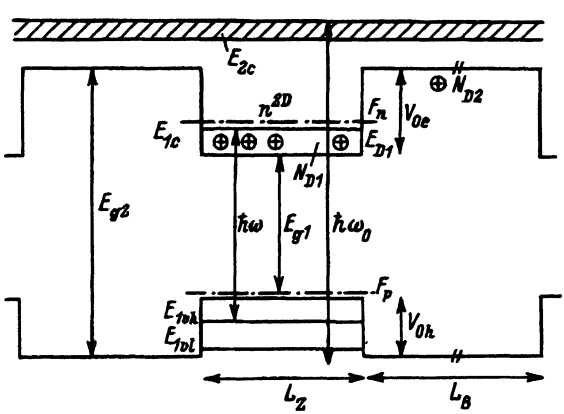

Рис. 4. Энергетическая диаграмма МКЯ GaAs/Al$_x$Ga$_{1-x}$As.

$D \approx 120\,\text{см}^2/\text{с}$ [8], получим оценку $L = (Dt_s)^{1/2} \approx 2.4 \div 3.5$ мкм; толщина структуры, без учета подложки, $d = 3.5$ мкм. Таким образом, можно принять, что слои структуры в условиях эксперимента возбуждаются приблизительно однородно.

Оценим концентрацию электронно-дырочных пар, считая, что квантовый выход при данной энергии кванта $\hbar\omega_0$ равен единице:

$$n_{e-h} = (1-R)I_0\tau_{e-h}/\hbar\omega_0\text{M}; \qquad R = (\bar{n}-1)/(\bar{n}+1), \tag{3}$$

где $\bar{n} = 3.6$ — показатель преломления, M — число слоев структуры, τ_{e-h} — время жизни пар. Подставив значения параметров и считая t_{e-h} подбираемым параметром, получим

$$n_{e-h} = (6 \cdot 10^{21})\tau_{e-h}\,[\text{с}]. \tag{4}$$

Следуя работе [4], будем считать, что время жизни определяется излучательными межзонными переходами и при увеличении уровня возбуждения уменьшается от значений, соответствующих спонтанному излучению (> 500 пс), до соответствующих вынужденному излучению электронно-дырочной плазмы (< 50 пс). Тогда из формулы (4) следует

$$0.3 \cdot 10^{12} \leqslant n_{e-h} \leqslant 3 \cdot 10^{12}\,[\text{см}^{-2}]. \tag{5}$$

Поскольку длительность возбуждения в наших опытах была около 25 нс, т. е. намного больше оцененных значений τ_{e-h} (время жизни пар), можно считать, что излучение обусловлено квазистационарной электронно-дырочной плазмой с концентрацией в пределах, определяемых формулой (5). В этих пределах значение перенормировки, согласно формуле (2), составляет $\Delta E_g' = 20 \div 40$ мэВ.

3.2. Оценим эффективную плотность состояний N^{2D} и значения квазиуровней Ферми в наших опытах. Из условий нейтральности при предположении квазидвумерного спектра имеем

$$\begin{aligned} n^{2D} &= N_{c1}^{2D} \ln\Big[1 + \exp((F - E_{1c})/kT)\Big] \cdot kT, \\ N_{c1}^{2D} &= m_{c1}^*/\pi\hbar^2; \quad m_{c1}^* = m_{c0}^*\Big[1 + 2(E_{1c} + kT)/E_{g1}\Big]. \end{aligned} \tag{5}$$

Аналогичны формулы для тяжелых дырок в валентной зоне, но для них не нужно учитывать непараболичности (последнее равенство). Подставив параметры, получим

$$N_{c1}^{2D}kT = 2 \cdot 10^{11}\,\text{см}^{-2}; \qquad N_{vh}^{2D}kT = 3 \cdot 10^{12}\,\text{см}^{-2}. \tag{6}$$

При малом уровне возбуждения концентрация электронов в ямах определяется концентрацией доноров в ямах, а также в барьерах и равна $n^{2D} \approx (1.5 \div 3) \cdot 10^{11}\,\text{см}^{-2}$. Это означает, что электроны заполняют донорные состояния (квазидискретные или хвосты плотности) и уровень Ферми расположен выше E_{1c} на величину порядка kT, т. е. электронный газ слабо вырожден. Для дырок квазиуровень Ферми расположен выше E_{1vh}, т. е. дырочный газ невырожден.

При больших уровнях возбуждения n^{2D} заведомо больше $N_{c1}^{2D}kT$ и электронный газ вырожден. Дырочный газ может быть вырожден только для верхних оценок неравновесной концентрации:

$$p \approx n^{2D} \ll N_{c1}^{2D}kT. \tag{7}$$

3.3. В работах [6,7] был проведен расчет E_{1c} и E_{1vh} и показано, что основные линии в спектрах люминесценции соответствуют излучательным переходам между уровнями размерного квантования, с учетом флуктуаций ширины ям и сдвига в сторону меньших энергий, обусловленного легированием донорами, на 6÷14 мэВ. Из анализа, проведенного в работе [9] для аналогичных условий, следует, что при концентрациях доноров $N_{D1} \approx (0.5 \div 1) \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$ происходит слияние донорных уровней с уровнями размерного квантования и образование хвоста плотности состояний. Однако в соответствии с [6,7] в наших опытах наиболее существенным параметром является ширина ям L_z и уширение основных линий обусловлено главным образом флуктуациями ширины ям в пределах 1÷3 атомных слоев.

3.4. При высоком уровне возбуждения уширение линий можно объяснить следующим образом. Образцам первой серии соответствуют случаи $L_z = 6a_0 = 3.39$ нм с флуктуациями островкового типа $\approx a_0/2$ (образец *1*) и $L_z = (6 \div 7)a_0$ с флуктуациями как островкового, так и террасного типа (образец *2*). Энергии уровней размерного квантования при этом приблизительно обратно пропорциональны L_z и имеют соответствующие флуктуации. При малой степени возбуждения заполняются уровни размерного квантования с меньшей энергией, в более широких ямах, $L_z = 6a_0$ и $6a_0 + a_0/2$, а с увеличением степени возбуждения, когда концентрации электронов больше $N_{c1}^{2D}kT$, заполняются состояния с большей энергией, соответствующие более узким ямам, $L_z = 6a_0 - a_0/2$. Поскольку для образца *2* флуктуации L_z больше, сдвиг энергии в максимуме должен быть больше, чем для образца *1*; энергия $\hbar\omega_{\max} = 1.662$ эВ соответствует $L_z = 6a_0$ и $6a_0 - 2(a_0/2)$.

При такой интерпретации спектров понятно и уширение линий люминесценции со стороны высоких энергий для разных образцов. Для образца *2* величина $\Delta_+ = 21$ мэВ больше, чем для образца *1* $\Delta_+ = 14$ мэВ (значения $\Delta_+ = 16$ мэВ для образца *2* и $\Delta_+ = 8$ мэВ для образца *1*).

Для образцов второй серии величина барьера V_{0e} больше (большее содержание Al в GaAlAs) и влияние флуктуаций размеров ям существеннее (см. таблицу); сдвиги максимумов при увеличении уровня возбуждения становятся больше (16 мэВ для образца *3* и 5 мэВ для образца *4*). Соответственно существенно больше и уширение линий со стороны высоких энергий. Расчет энергий уровней, соответствующих более узким ямам $L_z = 6a_0 - 2(a_0/2)$, дает для образца *3* $\hbar\omega_{\max} = 1,723$ эВ и для образца *4* $\hbar\omega_{\max} = 1.751$ эВ. Это должно приводить к уширению линий в спектрах этих образцов $\Delta_+ = 36$ мэВ для образца *3* и $\Delta_+ = 44$ мэВ для образца *4* (в эксперименте значения $\Delta_+ = 47$ мэВ и $\Delta_+ = 33$ мэВ, соответственно).

3.5. Обсудим другую возможную причину уширения линий со стороны высоких энергий — участие легких дырок в излучательных переходах при высоких уровнях возбуждения. Для образцов первой

серии (*1* и *2*) расчет уровня E_{1vl} дает значения $\hbar\omega_{\max} = 1.701$ эВ и $\hbar\omega_{\max} = 1.678$ эВ (стрелки на рис. 2); это заметно больше, чем наблюдавшиеся сдвиги в наших опытах. Поэтому можно считать, что для этих образцов влиянием легких дырок можно пренебречь.

Для образцов второй серии (*3* и *4*) наблюдаемое уширение линий при больших степенях возбуждения заметно больше, и расчеты положения уровней E_{1vl} дают значения $\hbar\omega_{\max}$, которые сравнимы с наблюдаемыми сдвигами в спектрах. Поэтому для этих образцов излучательные переходы с участием легких дырок не исключены.

3.6. Уширение спектральных линий со стороны низких энергий при малых уровнях возбуждения обсуждалось в [6,7] и связано с донорными состояниями; в соответствии со сказанным выше доноры при больших концентрациях образуют квазинепрерывный спектр типа хвоста плотности состояний. При больших возбуждениях должна происходить перенормировка (уменьшение) ширины запрещенной зоны и совместное действие этих эффектов приводит к смещению и уширению в сторону низких энергий. Как следует из опытов, эти эффекты действуют приблизительно одинаково для всех образцов. Поскольку одновремено происходят смещение и уширение в сторону высоких энергий, следует учитывать все эти эффекты единым образом.

Рассмотрим возможность такого учета, считая, что комбинированная $2D$ плотность состояний имеет вид ступени с экспоненциальным хвостом и описывается формулой [10]

$$N^{2D}(\hbar\omega) \sim \left[1 + \exp(-(\hbar\omega - E_g')/\Gamma)\right]^{-1}, \tag{8}$$

где E_g' — измененная ширина запрещенной зоны, а Γ — параметр экспоненциального хвоста. Величина перенормировки $\Delta E_g = E_g' - E_g$ может быть оценена теоретически [4,5]. Будем считать, что распределение электронов по состояниям описывается квазиуровнем Ферми F_n, а распределение дырок — F_p. Будем предполагать распределение дырок невырожденным. Излучательные переходы в квантовых ямах будем предполагать прямыми, т. е. с сохранением квазиимпульса.

Тогда форма спектральной линии может быть представлена в виде

$$I(\hbar\omega) \sim N^{2D}(\hbar\omega) f_c(1 - f_v),$$

$$f_c = \left[1 + \exp(m_{vh}^*(\hbar\omega - E_g')/(m_{c1}^* + m_{vh}^*)kT - (F_n - E_{1c})/kT\right]^{-1}, \tag{9}$$

$$1 - f_v = \left[1 + \exp(m_{c1}^*(\hbar\omega - E_g')/(m_{c1}^* + m_{vh}^*)kT - (F_p - E_{1vh})/kT\right]^{-1}.$$

Вообще говоря, формула для прямых переходов неприменима для хвоста плотности состояний; но мы будем считать, что для учета различной формы хвоста плотности состояний вблизи E_c и вблизи E_v, зависимости вероятности межзонных переходов от энергии и других факторов достаточно оставить один параметр — отношение эффективных масс в показателях. Мы принимали в расчетах значение $m_{c1}^*/(m_{c1}^* + m_{vh}^*) = 0.17$. Величина T в формулах (9) может отличаться

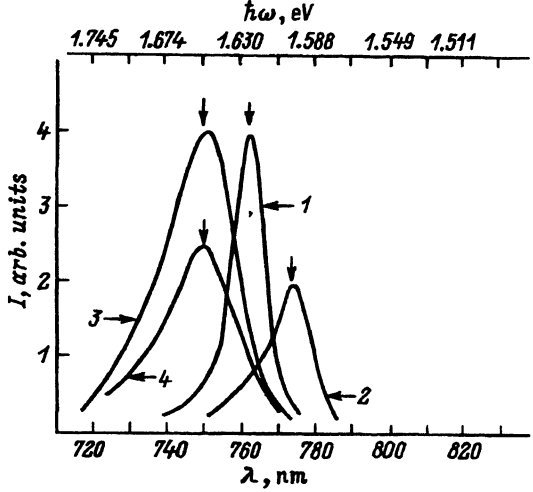

Рис. 5. Спектры ФЛ при $T = 180$ К при малом уровне возбуждения для образцов из таблицы; положение максимумов $\hbar\omega_{\max}$ эВ: *1* — 1.626, *2* — 1.601, *3* — 1.645, *4* — 1.652.

от температуры решетки. Но наши измерения температурной зависимости (рис. 5) показали, что нагрев образцов во время импульса возбуждения не превышает 5 К. Таким образом, при 80 К можно принять температуру электронов равной температуре решетки; принималось $kT = 0.007$ эВ.

Таким образом, для описания спектров формулой (9) нужно подбирать три параметра: E'_g влияет главным образом на положение максимума, Г — на уширение в длинноволновую сторону, F_n — на уширение в коротковолновую сторону, в невырожденном случае форма спектра не зависит от F_p. На рис. 6, *a* показаны результаты подбора при малом и большом уровне возбуждения, проведенного на компьютере с применением программы Easy Plot. Результаты показывают, что при малом уровне возбуждения для образца *1* при $\Delta E'_g = 8$ мэВ, $F_n = 0.005$ эВ и $\Gamma = 0.003$ эВ кривая, рассчитанная по формуле (9), хорошо согласуется с экспериментом.

В случае большого уровня возбуждения подбор параметров для описания спектров формулой (9) усложняется. Наблюдаемое уширение спектра в коротковолновой области можно описать, увеличивая параметр $F_n - E_{1c}$ до значений, соответсвующих $n^{2D} > 5 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$. Но и при таких завышенных значениях спад линии гладкий, не имеющий наблюдаемых экспериментально перегибов. Лучшее согласие расчетов с опытом можно получить, учитывая при большом уровне возбуждения вклад более узких ям. Тогда интенсивность люминесценции следует описывать суммой

$$I(\hbar\omega) = \sum_n \alpha_n I_n(\hbar\omega), \tag{10}$$

где α_n — подбираемые коэффициенты, а индекс n нумерует ямы. В этом приближении квазиуровень Ферми F_n един во всей области, и для разных ям значения параметров $F_n - E_{1c}$ различны.

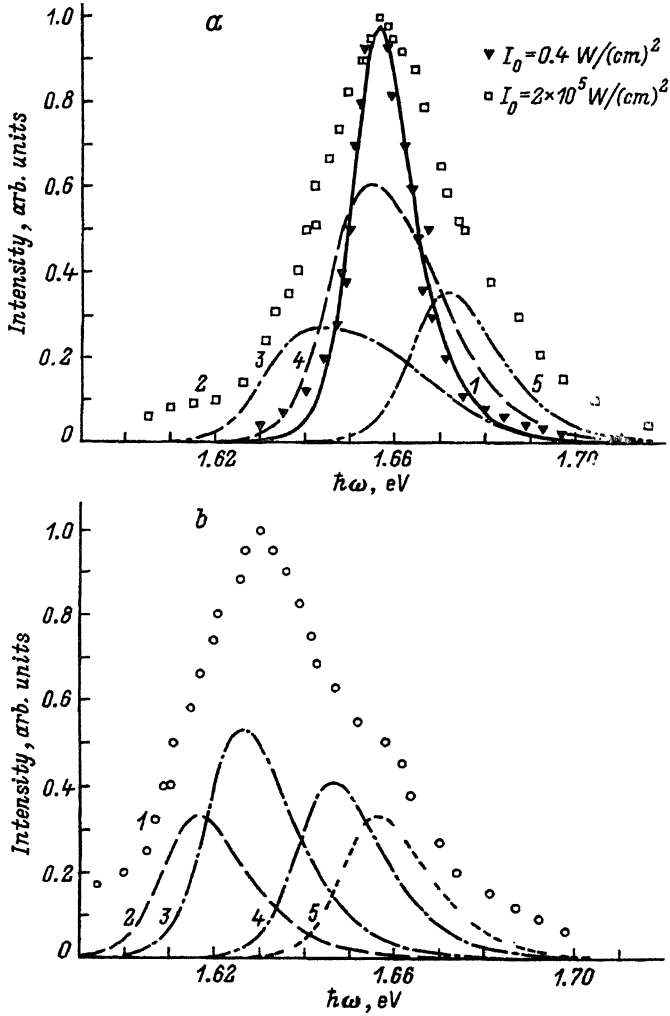

Рис. 6. Сравнение экспериментальных спектров люминесценции при 80 К (точки, из рис. 2) со спектрами, рассчитанными по формуле (9) (кривые); *a* —образец *1*. *1* — малый уровень возбуждения, параметры кривой: $E'_g = 1.654$ эВ, $(F_n - E_{1c}) = 0.006$ эВ, $\Gamma = 0.003$ эВ, кривые *3–5* соответствуют высокому уровню возбуждения и ширине ям $(L_z + a_0/2)$ (*3*), L_z (*4*), $(L_z - a_0/2)$ (*5*). Интенсивности возбуждения для экспериментальных спектров, Вт/см^2: *1* — 0.4, *2* — $2 \cdot 10^5$. *b* — образец *2*. Рассчитанные кривые соответствуют разной ширине квантовых ям (штрихованные линии) $(L_z + 2 \cdot (a_0/2))$ (*2*), $(L_z + a_0/2)$ (*3*), $(L_z - a_0/2)$ (*4*); $(L_z - 2 \cdot (a_0/2))$ (*5*). Интенсивность возбуждения для экспериментального спектра *1* составляет $2 \cdot 10^5$ Вт/см^2.

Из экспериментальных результатов на рис. 6, *b* для образца *2* видно, что наблюдаемые перегибы можно описать вкладом более узких ям. Но подбор α_n, $F_n - E_{1c}$ на рис. 6, *b* не показан, поскольку он неоднозначен из-за большого числа параметров. Уширение линий в длинноволновую сторону в формуле (10), кроме увеличения параметров Г и E'_g, еще обусловлено возрастанием в спектрах доли различных ям, главным образом с большими значениями L_z.

Главную роль в формуле (10) играет член с наиболее вероятным L_z, соответсвующим технологическим расчетным значениям, и члены, соответствующие $L_z \pm a_0/2$. Понятно из изложенного, что при больших уровнях возбуждения роль флуктуациий ширины ям в спектрах люминесценции возрастает. Так, для образца *1* вклад ям с $L_z \pm a_0/2$ относительно мал, $\alpha_n < 0.3$, а для образца *2* — больше, $\alpha_n \approx 0.5$ для $L_z - a_0/2$. Для образцов *3* и *4* существен вклад ям с $L_z \pm 2(a_0/2)$ и ширина линий при больших уровнях возбуждения еще больше.

При подборе параметров на рис. 6 значения изменений ширины запрещенной зоны при больших уровнях возбуждения получались равными $E'_g \approx 20$ мэВ, что меньше значениий для теоретических зависимостей при $n^{2D} = (0.2 \div 3) \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$ (рис. 1). Это обусловлено тем, что ямы исходно сильно легированы донорами и уже при малых уровнях возбуждения концентрация электронов достаточно велика и вносит вклад в перенормировку.

Согласно работам [11,12] при высоких концентрациях возбужденных электронно-дырочных пар происходит диффузия носителей от областей в слоях с большей концентрацией к областям с меньшей концентрацией. Это приводит в спектрах фотолюминесценции к уширению линий без сдвига максимумов относительно малого уровня возбуждения. Наши экспериментальные данные и полученное малое значение E'_g для перенормировки можно объяснить, учитывая вышеназванные эффекты и перераспределение носителей по квантовым ямам разной ширины.

4. Выводы

1. В спектрах фотолюминесценции множественных квантовых ям $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ с шириной ям порядка 6÷7 постоянных решетки, и легированных донорами Si с концентрацией в ямах $N_{D1} = (5 \div 10) \times \times 10^{18}$ см$^{-3}$ при высоком уровне возбуждения $I_0 \approx 2 \cdot 10^5$ Вт/см^2, проявляются сдвиги и уширения линий, обусловленные со стороны высоких энергий эффектами заполнения двумерных состояний главным образом в квантовых ямах с малой шириной и флуктуациями ширины ям порядка постоянной решетки.

2. Уширение и сдвиги линий со стороны низких энергий связаны с возникновением хвоста плотности состояний при указанных концентрациях и с увеличением концентрации неравновесных носителей при больших уровнях возбуждения.

3. Теоретическое описание спектров формулами (9), учитывающими хвост плотности состояний и изменение квазиуровней Ферми при возбуждении, оказывается возможным для образцов, в которых флуктуации ширины ям сравнительно малы. При больших уровнях возбуждения согласие теоретических расчетов с опытом требует поправок, учитывающих флуктуации. Для случаев больших флуктуаций возможно описание спектров этими формулами путем суммирования вкладов ям различной ширины; но в этом случае подбор параметров неоднозначен.

Авторы выражают благодарность В.А. Горбылеву, И.Д. Залевскому и А.И. Петрову за предоставление образцов, А.Г. Миронову за обсуждение результатов работы.

Список литературы

[1] S. Das Sarma, R. Jalabert, S.R. Eric Yang. Phys. Rev. B, **39**, 8289 (1989).
[2] G. Bongiovanni, J.L. Stachli. Phys. Rev. B, **39**, 8359 (1988).
[3] G. Trankle, H. Leier, A. Forchel. Phys. Rev. Lett., **58**, 419 (1987).
[4] R. Cingolani, H. Kalt, K. Ploog. Phys. Rev. B, **42**, 7655 (1990).
[5] S. Schmitt Rink, D.S. Chemla, A.D. Miller. Adv. Phys., **38**, 89 (1989).
[6] В.А. Горбылев, И.Д. Залевский, А.И. Петров, А.А. Чельный, Г.Х. Аветисян, В.Б. Кузнецов, М.В. Чукичев, А.Э. Юнович. ФТП, **27**, 1453 (1993).
[7] Б.Р. Варданян, Р.Р. Резванов, М.В. Чукичев, А.Э. Юнович. ФТП, **28**, 259 (1994).
[8] R. Cingolani, K. Ploog. Phys. Rev. B, **42**, 2893 (1990).
[9] A. Gold, A. Ghazali, J. Serre. Semicond. Sci. Technol., **7**, 972 (1992).
[10] R. Cingolani, W. Stolz, K. Ploog. Phys. Rev. B, **40**, 2950 (1989).
[11] Л.В. Бутов, В.Д. Кулаковский, А. Форхел. ЖЭТФ, **98**, 2135 (1990).
[12] V.D. Kulakovski, E. Lach, A. Forchel, D. Grutmacher. Phys. Rev. B, **42**, 8087 (1989).

Редактор В.В. Чалдышев

Photoluminescence of doped multiple $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ quantum wells at high excitation level

B.R. Vardanyan, A.E. Yunovich

Moscow State University, Moscow, Russia