

# Излучение квантово-размерных структур InGaAs

## I. Спектры спонтанного излучения

© П.Г. Елисеев\*, И.В. Акимова

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,  
117924 Москва, Россия

\*Временный адрес: Центр высокотехнологичных материалов,  
Университет Нью-Мексико, Альбукерке, США

(Получена 13 октября 1997 г. Принята к печати 10 ноября 1997 г.)

Экспериментально изучены спектры спонтанного излучения напряженных квантовых ям InGaAs при  $4.2 \div 286$  К при токе накачки до  $\sim 9.2$  кА · см<sup>-2</sup> в спектральном диапазоне  $1.2 \div 1.5$  эВ. Дана интерпретация наблюдаемых полос. В спектре доминирует переход  $1e-1hh$  (поляризация TE), положение пика которого практически не зависит от тока. Не обнаружено признаков "красного" смещения, которое ожидается при высокой концентрации носителей. Идентифицированы слабые запрещенные переходы ( $1e-2hh$  и др.). Длинноволновый край полосы следует экспоненциальному спаду, аналогично известному правилу Урбаха для края поглощения.

### 1. Введение

Спектры спонтанного излучения лазерных структур содержат важную информацию о физических особенностях излучательного процесса в активной среде лазера. Однако интерпретация спектра как интегральной характеристики обычно осложняется в силу наложения одновременно многих факторов. Кроме того, на опыте легко доступны только допороговые спектры, поскольку с началом суперлюминесценции и генерации спектр существенно видоизменяется вследствие усиления его части, а также вследствие эффекта стабилизации концентрации носителей за порогом — в условиях генерации эта концентрация остается примерно одинаковой, несмотря на значительное увеличение тока накачки. Между тем современные лазерные структуры достигли высокого совершенства, в частности, в кристаллографическом отношении. Это может облегчить анализ спектров и понимание их особенностей. В нашей предыдущей работе [1] мы изучили "безмодовые" структуры с квантовыми ямами на основе напряженных ультратонких слоев InGaAs, не имеющие направляемых мод вследствие антиволноводного эффекта. В таких структурах удалось наблюдать эволюцию спонтанного излучения при накачке в  $100 \div 200$  раз выше порога инверсии при 300 и 77 К. Оказалось, что при очень высокой степени заполнения квантовой ямы (начало заполнения барьерных слоев) доминирующий спектральный пик не смещается, что противоречит ожидаемому "красному" сдвигу в силу известной ренормализации запрещенной зоны с ростом концентрации носителей [2,3]. Обращено внимание на тот факт, что форма спектра не описывается в рамках обычного подхода, использующего лоренцев форм-фактор для однородного уширения. Для проверки этих данных и их детального анализа было предпринято расширение исследования в область более низких температур.

В настоящей работе приведены результаты изучения спектров спонтанного излучения квантовой ямы при 4.2 К, причем влияние вынужденных переходов исключено вплоть до тока  $6 \div 9$  кА · см<sup>-2</sup>, когда яма фактически заполнена избыточными носителями (их двумерная концентрация превышает  $4 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>). Показано, что красное смещение отсутствует, хотя спектр претерпевает изменение, свидетельствующее о сильном вырождении носителей. Получены характеристики формы спектральной полосы, в частности сформулировано правило Урбаха для излучения, а также изучен форм-фактор для однородного уширения (его анализ дается в сопутствующей публикации — следующей статье данного выпуска).

### 2. Эксперимент

#### 2.1. Квантовые ямы на основе InGaAs

Структуры с квантовыми ямами (QW) являются базовым вариантом структур для современных лазеров и светодиодов. Из них InGaAs/GaAs-QW представляют, по-видимому, наиболее совершенные и низкороговые структуры. Благодаря напряженному состоянию активного слоя верхушка валентной зоны сильно расщеплена, и фактически только одна из зон (тяжелых дырок) участвует в излучательных переходах. При малой толщине число подзон размерно-квантованных состояний может быть сведено к одной для электронов и к одной-двум для дырок. Это существенно упрощает интерпретацию спектра. При достаточно высокой степени совершенства структуры влияние неоднородности, в частности, на спектральное уширение может быть сведено к пренебрежимому уровню.

Исследован образец той же структуры, что и в предыдущих работах [1,4]: он содержал слой In<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As толщиной  $6 \pm 1$  нм между слоями GaAs по 15 нм, играющими роль барьеров (другие, более второстепенные детали структуры, см. в [4]). Лазерные характеристики

были достаточно высокими: порог инверсии при 300 К составлял  $80 \div 100 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$ , пороговая плотность тока  $190 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$ , коэффициент внутренних оптических потерь около  $5 \text{ см}^{-1}$ .

## 2.2. Подавление стимулированного излучения

В обычных условиях исследование спонтанного излучения в лазерных структурах ограничивается наблюдением генерации, при которой квазиуровни Ферми задерживаются на их пороговом значении. Поэтому диапазон концентрации носителей оказывается малым. Что касается структур для оптических усилителей, то в них этот диапазон больше, но спектр излучения подвержен влиянию суперлюминесценции, кроме того, усиленное спонтанное излучение также задерживает повышение квазиуровней Ферми. В этих отношениях для изучения спонтанного излучения более удобны "безмодовые" структуры, в которых конфигурация активной области соответствует антиволноводу, где направляемые моды отсутствуют. В этом случае исключается даже влияние суперлюминесценции, как это показано в [1]. Срыв генерации и эффект отрицательного дифференциального усиления в таких структурах из-за антиволноводного вклада носителей описаны в [4,5]. В данной работе образец имел узкую ( $\sim 2 \text{ мкм}$ ) полосковую геометрию, в которой генерация при 300 К не возникает. Для гашения генерации при низких температурах удалялся резонатор путем травления тыльного зеркала. Благодаря этому удалось проследить спектры излучения при накачке, превышающей обычный порог генерации примерно в  $10 \div 15$  раз при комнатной температуре и более чем в 50 раз при 4.2 К.

В такой структуре имеется трудность в определении плотности тока и концентрации носителей из-за возможности бокового растекания. Судя по размерам излучающего пятна, это растекание невелико, но все же дает неопределенность порядка  $30 \div 50\%$ . Площадь сечения диода по основанию меза-полоски составила  $2.175 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2$ , это использовано в приводимых расчетах плотности тока (номинальное значение). Фактическая плотность тока через переход из-за растекания может составить 50% от этого номинального значения.

## 2.3. Измерения и их результаты

Измерения проводились при постоянном токе накачки (до 20 мА) и при импульсном токе (до 200 мА) в режиме 1 мкс при скважности  $10^3$ . При такой скважности средний разогрев был малым, так что тепловые влияния были исключены. В отличие от этого на постоянном токе более 5 мА уже происходило заметное нагревание током, что установлено из сравнения положения спектральной полосы при постоянной и импульсной накачке. Показано, что спектральный пик практически не смещается с током, если измерения выполнены при постоянной температуре.

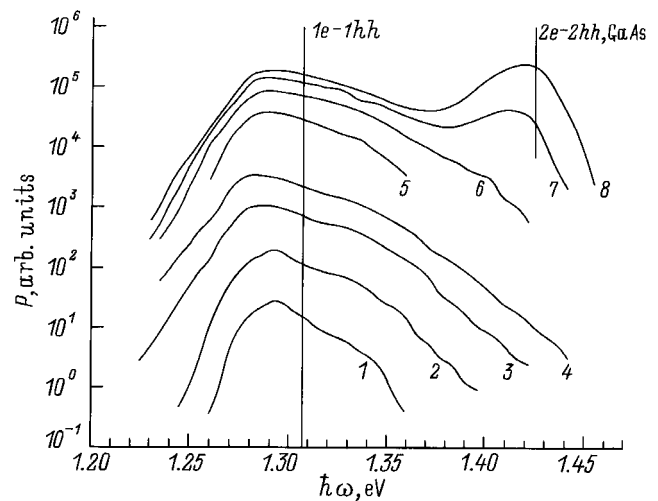


Рис. 1. Зависимость относительной спектральной плотности излучения  $P$  квантовой ямы InGaAs при 286 К. Ток накачки  $I$ , мА: 1 — 1, 2 — 2, 3 — 5, 4 — 10, 5 — 50, 6 — 100, 7 — 150, 8 — 200. Спектры 3, 4 сняты в режиме постоянного тока.

Чтобы оценить концентрацию  $N^{2D}$  достигаемую на опыте, мы используем формулу  $N^{2D} \sim (Jd/eB)^{1/2}$ , где  $J$  — плотность тока,  $B$  — коэффициент излучательной рекомбинации. Число состояний в первой электронной и дырочной подзонах составляет около  $4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (с учетом спинового вырождения). Если предположить, что фактическая плотность тока составляет половину от номинального значения (вследствие бокового растекания), а  $B = 5 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$  при 300 К, то заполнению подзон будет соответствовать ток  $I \simeq 100 \text{ мА}$ . Это согласуется с нашим наблюдением, что при большем токе становится видимым излучение вторых подзон. Таким образом, при изменении тока от 1 до 100 мА происходит, предположительно, возрастание  $N^{2D}$  от  $\sim 4 \cdot 10^{11}$  до  $4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Свидетельством достижения высокого уровня заполнения состояний является появление второго спектрального пика, расположенного на 105 мэВ выше краевого излучения квантовой ямы.

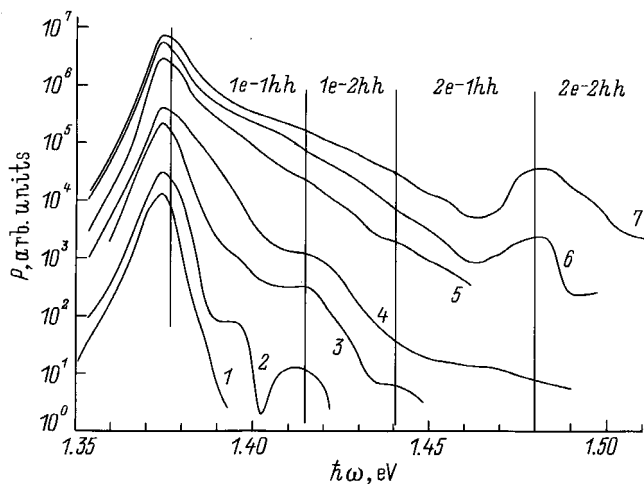
Спектры излучения при температуре, близкой к комнатной, даны на рис. 1. Основной пик при 1.29 эВ прослеживается при всех токах, он соответствует переходам  $1e-1\hbar\hbar$  между нижними состояниями в подзонах электронов и тяжелых дырок (преобладает ТЕ-поляризация). Нет спектрального сужения, напротив, спектр уширяется от 30 мэВ при 1 мА до 60 мэВ при 200 мА. Его положение не изменяется, если исключить кривые при 5 и 10 мА, снятые при постоянном токе. На этих кривых пик смещается в пределах 1.5 мэВ в длинноволновую сторону, по-видимому, вследствие нагрева током (это смещение не подтверждается при дальнейшем увеличении тока, но уже в импульсном режиме). Форма полосы видоизменяется главным образом за счет развития коротковолновой стороны, где при токе 150 и 200 мА появляется пик  $\sim 1.42 \text{ эВ}$ . Он может быть связан с излучением

на разрешенных переходах  $2e-2hh$  между вторыми подзонами, которое оказывается близким по энергии фотона к излучению GaAs-барьеров. Между первым и вторым пиком нет сравнимых по интенсивности спектральных структур. Это означает, что вклад переходов  $1e-1hh$  (ТМ-поляризация) и запрещенных переходов  $1e-2hh$  и  $2e-1hh$  достаточно мал. Таким образом, в диапазоне тока до 150 мА мы имеем дело с заполнением низших подзон. При 150 мА и более начинается заметное заполнение вторых подзон и, возможно, GaAs-барьеров, что свидетельствует о достаточно высоком положении квазиуровневой Ферми — много выше, чем энергия края  $1e-1hh$ .

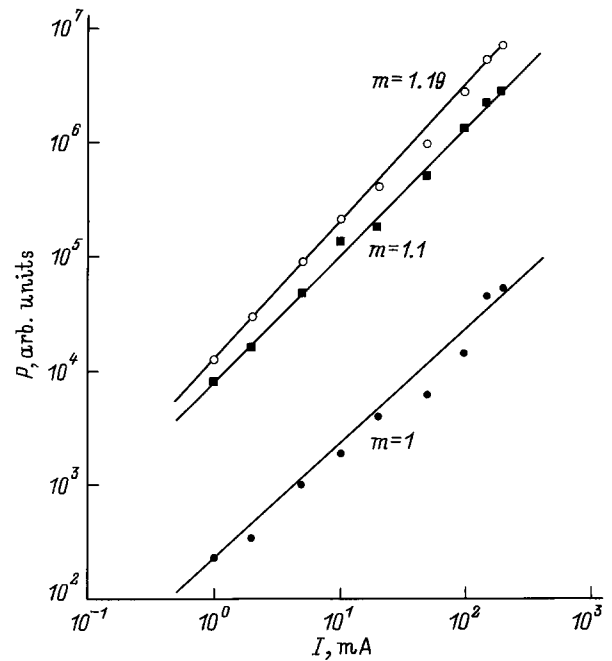
На рис. 2 показана эволюция спектров излучения при 4.2 К. Главный пик сместился к  $\sim 1.375$  эВ, что примерно отвечает температурной зависимости ширины запрещенной зоны. Его положение, как и при 286 К, не зависит от тока во всем интервале  $1 \div 200$  мА. Главный максимум уширяется с током от 7.6 до 8.7 мэВ. Так же, как и при 286 К, спектр развивается в коротковолновую сторону, и при 150 мА становится виден второй пик при  $\sim 1.48$  эВ. В отличие от 286 К, при низкой температуре и малом токе видны слабые структуры при 1.395, 1.415 и 1.44 эВ, которые практически исчезают в коротковолновом плече при большом токе.

Что касается коротковолнового крыла, его эволюция отражает продвижение квазиуровневой Ферми в подзоны, и при 150 мА их разность должна достигать энергии, соответствующей второму пику, т.е. 1.48 эВ. Иначе при малом  $kT$  невозможно объяснить заполнение столь высоких состояний. При этом оказывается, что носители, заполняющие нижние подзоны, рекомбинируют главным образом через состояния у края  $1e-1hh$ , где спектральная плотность излучения оказывается много больше, чем во всем интервале  $1.40 \div 1.50$  эВ.

Форма длинноволнового крыла слабо зависит от тока. Спектральная плотность излучения в разных участках



**Рис. 2.** Зависимость относительной спектральной плотности излучения  $P$  квантовой ямы InGaAs при 4.2 К. Ток накачки  $I$ , мА: 1 — 1, 2 — 2, 3 — 10, 4 — 20, 5 — 100, 6 — 150, 7 — 200. Спектры 1, 4 сняты в режиме постоянного тока.



**Рис. 3.** Зависимость относительной спектральной плотности излучения  $P$  от тока накачки  $I$  при 4.2 К. Длина волны излучения  $\lambda$ , нм: 1 — 902, 2 — 904, 3 — 912.  $m$  соответствует зависимости  $P \sim I^m$ .

спектра показана в зависимости от тока на рис. 3. Надо отметить почти линейный рост спектральной плотности в максимуме полосы (показатель "сверхлинейности" равен 1.19) и в длинноволновом крыле. Вместе со спектральным уширением это подтверждает отсутствие суперлюминесценции. Отметим также практическое отсутствие насыщения, которое можно было бы ожидать при вырожденном заполнении нижележащих состояний.

## 2.4. Правило Урбаха для спектров излучения

Правило Урбаха состоит в том, что коэффициент поглощения  $\alpha$  экспоненциально зависит от энергии фотона на крае собственного поглощения [6]. Оно подтверждено в широкозонных материалах (монокристаллах и поликристаллах, как прямозонных, так и непрямозонных). Естественно связать это явление с форм-фактором, определяющим размытие края. В теории это и учитывается: развитая теория [7,8] объясняет правило Урбаха экситон-фононным столкновительным взаимодействием, размывающим экситонную линию у края собственного поглощения. Очевидно, что для получения экспоненциального "хвоста" поглощения форм-фактор должен иметь (с длинноволновой стороны по крайней мере) экспоненциальную асимптоту. Спектральная зависимость коэффициента поглощения описывается выражением

$$\alpha(h\nu) = \alpha_0 \exp[\sigma(h\nu - E_0)/kT], \quad (1)$$

где  $\alpha_0$  и  $E_0$  — параметры материала,  $\sigma$  — фактор "крутизны". Параметр экспоненты (энергия Урбаха)

$\varepsilon = (d \ln \alpha / dE)^{-1} = kT / \sigma$  зависит от температуры в силу вымораживания оптических фононов. Принято использовать для температурной зависимости формулу (см., например, обзор [9]), которую можно свести к виду

$$\varepsilon = (\hbar\Omega / 2\sigma) \operatorname{cth}(\hbar\Omega / 2kT), \quad (2)$$

где  $\hbar\Omega$  — энергия фонона, преобладающего в столкновительных процессах,  $\sigma$  — параметр (константа) крутизны. При достаточно низкой температуре имеем просто  $\varepsilon = (\hbar\Omega / 2\sigma)$ . Соотношение (2) также подтверждено на многих широкозонных полупроводниках [9].

Важное обстоятельство состоит в том, что длинноволновое крыло спектра излучения на протяжении  $2 \div 2.5$  порядков величины представляет простой экспоненциальный спад, наподобие того, который соответствует правилу Урбаха для поглощения. Таким образом, излучение квантовой ямы также подчиняется этому правилу. Параметр наклона  $\varepsilon = (d \ln \rho / dE)^{-1}$ , где  $\rho$  — спектральная плотность излучения, несколько зависит от тока и температуры (см. таблицу).

Параметр  $\varepsilon$  длинноволнового спада спектральной плотности излучения

T, К	$\varepsilon$ , мэВ	
	$J = 46 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$	$J = 9200 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$
4.2	3.2	3.3
286	4.4	8.5

Другой важный факт состоит в слабом насыщении длинноволновой стороны вплоть до 150 мА. Для низкотемпературных условий ( $kT = 0.36$  мэВ) такое поведение не согласуется с моделью заполнения состояний, согласно которой по мере роста тока и повышения квазиуровней Ферми должно происходить "синее" смещение спектрального пика с насыщением длинноволнового крыла. Это соответствует вырожденному заполнению нижележащих уровней, если таковые существуют. Ненасыщающееся длинноволновое крыло нужно скорее связывать с однородным уширением главной линии, находящейся на крае  $1e-1hh$ , чем с "хвостом" плотности состояний. Таким образом, экспоненциальный спад и в данном случае ассоциируется с однородным уширением столкновительного типа.

По аналогии с правилом Урбаха для поглощения (наблюдаемого обычно в пределе низкой интенсивности), такое же правило действительно для излучения, причем в широком диапазоне его интенсивности. Изменение параметра наклона  $\varepsilon$  может быть использовано для изучения влияния концентрации электронно-дырочной плазмы на внутризонную релаксацию. Температурное уменьшение ширины при охлаждении может быть связано с вымораживанием оптических колебаний решетки. Оценка по формуле (2) дает  $\hbar\Omega \approx 30 \pm 10$  мэВ, что не противоречит по порядку величины энергии оптических фононов.

### 3. Обсуждение результатов

Из приведенных спектральных данных следует, что схема переходов в квантовой яме достаточно проста (см. рис. 4). Возможное положение уровней соответствует одной  $1e$ -подзоне для электронов (край  $2e$ -подзоны, по-видимому, оказывается в области континуума). Две подзоны имеются для дырок,  $1hh$  и  $2hh$ , разделенные промежутком около 40 мэВ. Подзона  $1hh$  также, по-видимому, сливается с континуумом. При расчете схемы принято, что запрещенная зона в InGaAs равна 1.303 эВ (при 4.2 К), и что отношение разрывов краев зон проводимости и валентной  $\Delta E_c / \Delta E_v$  составляет 57 : 43.

В [1] мы выполнили поляризационные исследования аналогичных квантовых ям и нашли, что полоса  $1e-1hh$  имеет преимущественную ТЕ-поляризацию, тогда как в ТМ-поляризации наблюдается более слабая широкая полоса с максимумом на  $40 \div 50$  мэВ выше по энергии фотона, чем ТЕ-пик. Она сформирована не столько излучением  $1e-1hh$ , сколько ТМ-компонентой  $1e-1hh$ , которая также сдвинута в сторону большей энергии, поскольку соответствующий матричный элемент перехода равен нулю на крае  $1e-1hh$ , но увеличивается с ростом энергии фотона. Мы можем отнести к переходам  $1e-1hh$  спектральное плечо при 1.454 эВ (см. рис. 1). Этот переход разрешен, но ослаблен из-за малой заселенности высокой подзоны  $1hh$ . Коротковолновая полоса (1.42 эВ при 286 К) имеет также некоторый преимущественный вклад ТЕ-компоненты, поэтому отнесена к переходу  $2e-2hh$ , хотя в нее дают некоторый вклад состояния в барьерном слое GaAs. В данной работе поляризация не изучалась, поскольку было замечено, что в образцах хотя бы с одним травленным торцом излучение может быть существенно деполаризовано. Полосы  $1e-2hh$  (1.415 эВ) и  $2e-1hh$  (1.44 эВ) ослаблены в силу того, что являются запрещенными. Они видны лишь при малом токе, а с его увеличением маскируются растущим коротковолновым крылом полосы  $1e-1hh$ .

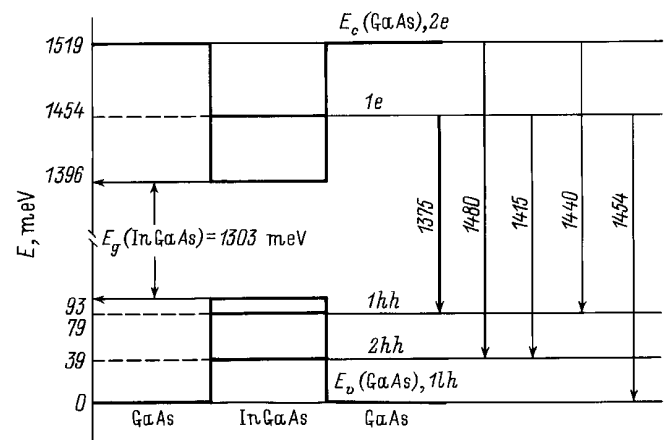


Рис. 4. Схема излучательных переходов в квантовой яме InGaAs при 4.2 К. Указаны энергии переходов в мэВ.

В широком диапазоне токов (не менее чем при 100-кратном увеличении) в излучение дают вклад фактически единственная электронная подзона  $1e$  и единственная дырочная подзона  $1hh$ . Концентрации носителей в этих подзонах достигают предела (порядка  $5 \cdot 10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-2}$ ), что соответствует энергии вырождения более 100 мэВ. При этих условиях бросается в глаза факт, что положение пика совершенно не зависит от тока: нет признаков "красного" смещения вследствие известного явления сужения запрещенной зоны при большой плотности электронно-дырочной плазмы [2]. Таким образом, край  $1e-1hh$  не зависит от плотности плазмы практически вплоть до предельного заполнения подзон. Интересно, что такой же результат получен ранее при исследовании излучения GaAs-квантовой ямы под действием мощных ультракоротких (0.6 пс) оптических импульсов [10]. Отсутствие смещения длинноволнового края полосы при большом изменении накачки привело к выводу, что ренормализация запрещенной зоны не наблюдается, тогда как по расчету сдвиг должен был составить не менее 30 мэВ при изменении концентрации от  $5 \cdot 10^{11}$  до  $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  ([10], см. также [3]). На подобное противоречие в InGaAs мы указали также в [1]. Здесь мы констатируем, что прямое наблюдение края  $1e-1hh$  в достаточно широком интервале тока (200-кратное увеличение при 4.2 и 286 К) не дает признаков красного смещения, и вопрос, чем в данном случае компенсируется сужение запрещенной зоны, остается открытым.

Непрерывный рост главного пика (отсутствие насыщения) может быть объяснен тем, что излучательная рекомбинация происходит в основном на крае  $1e-1hh$ , тогда как более высокие состояния поставляют носители за счет внутризонной релаксации к этому краю. Сильное падение спектральной плотности на коротковолновом крыле согласуется с этим предположением. Известно, что матричный элемент оптических переходов для ТЕ-поляризации убывает с ростом энергии фотона. Возможно, что приведенная плотность состояний в квантовой яме имеет максимум на крае  $1e-1hh$  (вследствие плоского характера кривой дисперсии у верхней валентной зоны и (или) кулоновского притяжения носителей). Отсутствие насыщения во всем длинноволновом крыле свидетельствует о том, что это крыло сформировано за счет однородного уширения края  $1e-1hh$ .

#### 4. Заключение

За счет использования безмодовых образцов квантовых ям стало возможным проследить эволюцию спонтанного излучения при условиях, уникальных по высокому уровню накачки для низких температур (номинальный ток до  $9 \text{ кА} \cdot \text{см}^{-2}$ ). Анализ структуры спектров кажется сравнительно простым вследствие того, что при малой толщине активного слоя мы имеем дело фактически с двумя разрешенными переходами,  $1e-1hh$  и  $2e-2hh$ , тогда как прочие переходы могут быть видны как слабые

субструктуры (при низкой температуре) или не видны совсем (при комнатной температуре). Почти все наблюдаемые субструктуры укладываются в непротиворечивую схему, показанную на рис. 4. Из анализа главного спектрального пика мы заключаем, что:

1) его положение практически не зависит от тока; нет признаков красного сдвига, соответствующего теории ренормализации зоны, хотя большой диапазон заполнения квантовой ямы объективно следует из появления переходов на 100 мэВ выше края  $1e-1hh$ ;

2) крутой край  $1e-1hh$  подвержен размытию главным образом за счет однородного (столкновительного) уширения, что объясняет отсутствие насыщения в длинноволновом крыле при 200-кратном увеличении тока; такое поведение не может быть согласовано с известной моделью заполнения (band-filling), в которой речь идет о состояниях в неоднородно-уширенных краях зон;

3) аналогично краю поглощения, подчиняющемуся правилу Урбаха, длинноволновое крыло спонтанного излучения характеризуется экспоненциальным спадом спектральной плотности (это, по-видимому, справедливо, пока спад связан со столкновительным уширением и не маскируется субструктурами и прочими неоднородностями).

Авторы благодарят д-ра Г. Байстера (Институт Ф. Брауна, Берлин) за предоставление образцов и А.Е. Дракина (ФИАН) за помощь в работе.

Работа частично выполнена в рамках и при поддержке проекта Программы "Физика твердотельных наноструктур".

#### Список литературы

- [1] I.V. Akimova, P.G. Eliseev. Proc. SPIE, **2693**, 640 (1996).
- [2] W.W. Chow, S.W. Koch, M. Sargent, III. *Semiconductor Laser Physics* (Springer Verlag, Berlin et al., 1994) p. 94.
- [3] C.-F. Hsu, P.S. Zory, C.-H. Wu, M.A. Emanuel. IEEE J. Select. Topics Quant. Electron., **3**, 158 (1997).
- [4] П.Г. Елисеев, Г. Байстер, А.Е. Дракин, И.В. Акимова, Г. Эрберт, Ю. Мере, Ю. Себастиан. Квант. электрон., **22**, 309 (1995).
- [5] P.G. Eliseev, A.E. Drakin. Proc SPIE, **2399**, 302 (1995).
- [6] F. Urbach. Phys. Rev., **92**, 1324 (1953).
- [7] Y. Toyozawa. Progr. Theor. Phys., **20**, 53 (1958).
- [8] M. Schreiber, T. Toyozawa. J. Phys. Soc. Japan, **51**, 1528 (1982).
- [9] M.V. Kurik. Phys. St. Sol. (a), **8**, 9 (1971).
- [10] B. Deveaud, F. Clerot, K. Fujivara, K. Mitsunaga. Appl. Phys. Lett., **58**, 485 (1991).

Редактор Л.В. Шаронова

## Emission of InGaAs quantum wells

### I. Spontaneous emission spectra

P.G. Eliseev\*, I.V. Akimova

P.N. Lebedev Physics Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
117924 Moscow, Russia

\*Temporary address: Center  
for High Technology Materials,  
University of New Mexico,  
Albuquerque, NM 87106

**Abstract** Spontaneous emission spectra are studied experimentally of strained InGaAs quantum wells at  $4.2 \div 286$  K under pumping current up to  $\sim 9.2$  kA/cm<sup>2</sup> in the spectral range  $1.2 \div 1.5$  eV. The interpretation of observed bands is given. The transition  $1e-1hh$  (TE-polarization) is dominating one in the spectrum, and its peak is practically independent on the current. It was not found of signs for "red" shift, which is expected at high carrier density. Weak forbidden transitions are identified ( $1e-2hh$  etc.). The long-wave edge of the band obeys an exponential decay, in analogue with the known Urbach's rule for absorption edge.

Fax: 007(095)1326649 (Akimova)

E-mail: drakin@ares.lpi.msk.su