

Излучение квантово-размерных структур InGaAs.

II. Форм-фактор однородного уширения

© 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.)

Проведен анализ формы спектров спонтанного излучения квантово-размерных структур InGaAs в широком интервале тока при $4.2 \div 286$ К. Дана интерпретация формы полосы для переходов между низшими подзонами с помощью модифицированного форм-фактора однородного уширения, обсуждается природа его не-лоренцева контура. Обсуждаются свойства семейств функций, представляющих главный переход от лоренцева форм-фактора до гауссова. Они могут быть пригодны для моделирования спектров при не-марковской столкновительной релаксации.

1. Введение

В описании излучательных процессов в лазерах и светодиодах на полупроводниках сравнительно малое внимание уделено экспериментальному анализу форм-фактора однородного уширения. Это объясняется тем, что обычно уширение в какой-то мере маскируется неоднородными эффектами, и информация о форм-факторе (line shape function) должна извлекаться косвенно, скажем, из сравнения расчетной формы спектра с экспериментальной при наличии неопределенности относительно неоднородной компоненты. Такого рода спектры в широком диапазоне тока накачки мы получили в [1,2]. В предыдущей работе [1] мы применили не-лоренцев модифицированный форм-фактор (с экспоненциальными асимптотами), описывающий форму спектральных полос включая ее крылья.

Относительно форм-фактора для излучения полупроводникового лазера в литературе нет единого мнения, и в современных расчетных работах используются различные формы контура — от лоренцевой до гауссовой. В [3] отмечалось, что применение лоренцева контура ведет к переоценке уширения ввиду медленного спада интенсивности в крыльях. Более реалистичные результаты дает замена лоренциана на контур типа $1/\text{ch}[(E_0 - E)/\gamma]$, где E — энергия, E_0 — центр линии, γ — параметр ее ширины. Указания на не-лоренцев форм-фактор прояснились в разных исследованиях [4,5], и теоретическое обоснование этому получено при учете не-марковских релаксационных процессов [6–9] (более подробно это рассмотрено в разд. 2). Экспериментальные подтверждения этому являются актуальной задачей, поскольку должны пролить свет на природу фундаментальных физических процессов в полупроводниках, а также в силу того, что по мере совершенствования технологии лазеров растут требования к точности моделирования их характеристик.

Форм-фактор должен быть актуально учтен при расчетах оптического усиления (имеется в виду пиковое значение), а также полных спектров усиления, спонтанного излучения и поглощения вне полосы усиления, при

моделировании механизмов спектральной перестройки и нелинейных явлений.

Для экспериментального исследования требуются объекты достаточного совершенства, для того чтобы минимизировать влияние пространственных неоднородностей. Тепловые эффекты могут быть учтены вариацией температуры, включающей достаточно низкие значения, при которых тепловая энергия меньше чем ширина контура форм-фактора. Подходящим объектом является квантово-размерная структура с 3-мерным ограничением носителей (quantum dots), имеющая дискретный спектр, наподобие атомных спектров. Однако в реальных структурах этого типа, по-видимому, преобладает неоднородное уширение вследствие вариаций размеров, формы и состава квантовых ячеек. Другим подходящим объектом является обычная квантовая яма (1-мерное ограничение), имеющая, в идеале, ступеньки в энергетическом спектре на краях подзон. Уширение ступеньки может быть интерпретировано в рамках представлений об однородной и неоднородной компонентах.

В данной работе и в [2] (в продолжение исследований, представленных в [1]) проведены спектральные исследования спонтанного излучения квантовой ямы на основе InGaAs при $4.2 \div 286$ К в широком диапазоне накачки, который включал более чем 100-кратное превышение порога инверсии. В результате получены данные о форм-факторе однородного уширения (длинноволновая сторона), его температурной зависимости и значительном отклонении от лоренцевой формы. Обсуждается природа не-лоренцева контура и предлагается форм-фактор в аналитическом виде, удобный для использования в расчетах по моделированию полупроводниковых лазеров.

2. О форм-факторе однородного уширения

2.1. Механизмы уширения оптических спектров

Спектральное уширение с некоторой долей условности подразделяется на неоднородное и однородное. В полупроводниковом кристалле полоса межзонного из-

лучения изначально формируется как неоднородная в силу закона сохранения квазиимпульса. Ширина спектра связана с заселенностью рабочих уровней и определяется по порядку величины либо тепловой энергией kT , либо суммарной энергией Ферми для носителей обоих знаков, в зависимости от вырождения. К этому могут добавиться эффекты пространственной неоднородности, размывающие края зон и порождающие "хвосты" плотности состояний в запрещенной зоне. В конечном итоге суммарное неоднородное уширение задает "статическую" структуру спектра излучения. Ее теория была дана в работах [10–12]. Неоднородное уширение в квантовой яме вследствие флуктуаций толщины рассмотрено в [13].

Однородное уширение отражает динамику квантовых состояний носителей, т.е. влияние всех релаксационных процессов на затухание этих состояний и, как неизбежное следствие, на энергетическую ширину уровней согласно соотношению неопределенности. В таком случае полная ширина уровня (FWHM) составляет 2γ , где $\gamma = \hbar/\tau$ и τ — время затухания состояний. Релаксационные процессы включают рекомбинацию (она дает "естественную" ширину), все виды внутризонной релаксации, включая обмен квазиимпульсом при излучении. Если статическая структура спектра дана формой $R_0(h\nu)$, то учет однородного уширения обычно производится интегральной сверткой

$$R(h\nu) = \int_0^{\infty} R_0(E)F(E - h\nu, \gamma)dE, \quad (1)$$

где $F(E - h\nu, \gamma)$ — форм-фактор однородного уширения. При этом к уширению функции $R_0(h\nu)$ добавляется однородная ширина. Заметим, что сложение парциальных ширин вообще зависит от формы соответствующих контуров, однако это сложение всегда ближе к правилу геометрическому сложению, чем арифметическому, поэтому вклад меньшей компоненты в суммарную ширину соответствует 2-му порядку малости. Влияние динамических процессов на спектр излучения обсуждалось в работах [14,15,6–9].

Обычно уширение за счет конечного времени жизни состояний (lifetime broadening) описывается лоренцевым контуром [14,16,17]

$$F(E - h\nu, \gamma) = (\gamma/\pi) / [\gamma^2 + (E - h\nu)^2], \quad (2)$$

что явно накладывает ограничение на природу учитываемых процессов. Оно состоит в предположении, что единое время релаксации существует, т.е. не изменяется в ходе процесса. В твердых телах преобладающую роль играет релаксация столкновительного типа, для которой форм-фактор в виде (2) оказывается неадекватным. Тем не менее эта форма очень часто используется в расчетах, например, величины оптического усиления в пике спектральной полосы, и дает удовлетворительные результаты. Это отчасти объясняется следующим: в подобных расчетах недостаточно точный учет формы легко ком-

пенсировать тем, что сама ширина контура (или время внутризонной релаксации) является чаще подгоночным параметром, а не берется из независимых измерений. Когда же речь идет о форме спектра усиления, то выявляются некоторые "нефизические" следствия формы (2).

В применении к спектру поглощения также используется формула (1), причем в силу асимметрии коэффициента поглощения на крае собственной полосы в результате происходит "оползание" этого края, и в области прозрачности появляется "хвост" поглощения. Использование лоренцева контура (2) приводит к сильному завышению поглощения в хвосте (лоренцева форма характеризуется плохой сходимостью). Это замечено в расчетах спектра усиления, когда полоса усиления фактически накладывается на хвост поглощения от неинвертированных переходов в глубине полосы поглощения. В итоге происходит заметное смещение точки прозрачности от точки, где энергия фотона равна разности квазиуровней Ферми ΔE_F . Это является нарушением детального равновесия, изначально предполагаемого как условие квазиравновесия при наличии накачки. Кроме того, появляется длинноволновая "точка прозрачности", по видимому, ложная (где расчетное поглощение в "хвосте" начинает преобладать над усилением). Поскольку такие результаты находятся в противоречии с опытом, они послужили поводом для пересмотра форм-фактора [6–9] как для объемного излучающего материала, так и для квантово-размерных структур. Сущность пересмотра состоит в учете не-марковского характера столкновительной релаксации, при которой вследствие конечной корреляции событий, затухание состояний не описывается единым временем релаксации (т.е. спады во времени не экспоненциальны) и ширина контура определяется некоторым взвешенным значением, характеризующим динамику релаксационных процессов.

2.2. Форм-фактор для не-марковских процессов

Рассмотрим подход, использованный в работах [6,7]. Кинетика излучательного процесса представляется в форме колебательного пакета, относящегося к дипольному моменту $P(t)$ электронно-дырочной пары,

$$P(t) = P_0 \exp[-L(t)] \exp(i\omega_0 t), \quad (3)$$

где P_0 — амплитуда пакета в точке $t = 0$, $L(t)$ — фактор затухания и ω_0 — угловая частота колебаний. Форм-фактор соответствует нормированному фурье-преобразованию,

$$F(\delta) \propto \int_0^{\infty} P(t) \exp(\pm i\omega t) dt, \quad (4)$$

где δ — частотная расстройка относительно ω_0 . "Пакетная" функция $P(t)$ в формуле (4) может представлять реальный волновой пакет, как в формуле (3), но может

представлять автокорреляционную функцию колебаний дипольного момента, возмущаемых по амплитуде и фазе вследствие столкновительной релаксации. Для некоррелированных сбоек фактор затухания растет пропорционально времени, $L(t) = t/\tau$, где τ — время релаксации. Это дает форму огибающей пакета $\exp(-|t/\tau|)$ и лоренцев форм-фактор. Огибающая пакета представляет собой "острый" колокол, т.е. имеет при $t = 0$ острие, где она недифференцируема. Это острие является причиной плохой сходимости лоренцевой формы: оно (т.е. сильное изменение при малых временах) дает большой вклад в крылья форм-фактора при больших расстройках. При не-марковских процессах фактор затухания нелинеен во времени, что проявляется в первую очередь при малых временах (при малом времени корреляции $\tau_{\text{кор}}$). Иллюстрацией могут служить расчеты в [7,8], касающиеся зависимости $L(t)$. Если $\tau_{\text{кор}}$ много больше времени процесса, то $L(t) \sim t^2$, и оба контура — пакетной функции и форм-фактора — являются гауссианами.

К сожалению, прямые теоретические расчеты не дают аналитического вида для форм-фактора в промежуточных случаях, и поэтому в работах по моделированию усиления в полупроводниках продолжают использовать лоренцев форм-фактор. Численные теоретические расчеты форм-фактора приводят к не-лоренцевой форме, в общем случае — асимметричной, не-лоренцевость проявляется прежде всего в крыльях контура, где срезаются лоренцевы асимптоты. В экспериментальной работе [1] обращено внимание на то, что для подгонки формы спектров спонтанного излучения применим форм-фактор в виде $1/\text{ch} \delta$ с экспоненциальными асимптотами. В более общем (асимметричном) виде можно ввести форм-фактор

$$F(\delta) = 2 / \left[\exp(\delta/\varepsilon_1) + \exp(-\delta/\varepsilon_2) \right], \quad (5)$$

имеющий асимметричные экспоненциальные асимптоты, определяемые константами ε_1 и ε_2 . Данная работа развивает тот же подход. Мы покажем далее, что для огибающей пакетной функции $P(t)$ удобно использовать приближение в виде семейства функций $1/\text{ch}^n(t/\tau n)$, содержащего плавный переход от $\exp(-|t/\tau|)$ при $n \rightarrow 0$ до гауссиана при $n \rightarrow T$. Таким образом, параметр семейства n можно сопоставить с безразмерным параметром "не-марковости", $m = \gamma\tau_{\text{кор}}$, который изменяется в том же интервале, от 0 при марковских процессах и лоренцевом форм-факторе до T при полной скоррелированности процессов и гауссовом форм-факторе. В промежуточном случае $n = 1$ предполагается форм-фактор в виде (5).

Время корреляции определяется по порядку величины из соотношения неопределенности, в котором неопределенность по энергии соответствует ее величине, передаваемой в столкновительном процессе. Для носителей вблизи краев зон эта энергия одного порядка с однородной шириной. Таким образом, вероятное значение m порядка единицы.

3. Экспериментальные результаты

В сопутствующей публикации [2] мы провели результаты спектрального исследования спонтанного излучения квантовых ям InGaAs в широком диапазоне тока накачки (до $J \simeq 9 \text{ кА} \cdot \text{см}^2$, включая эксперименты при температуре $T = 4.2 \text{ К}$). Здесь мы используем те же результаты, поэтому не приводим описание структур и подробности измерений. С точки зрения выявления форм-фактора представляют наибольший интерес следующие данные.

1. *Форма спектра излучения на переходах $1e-1hh$ в пределе малой накачки.* В идеальном случае при низкой температуре неоднородная структура спектра может быть сведена в пик шириной менее 1 мэВ; если форм-фактор имеет большую ширину, то спектр излучения будет просто повторять контур форм-фактора.

2. *Форма длинноволнового спада полосы излучения на переходах $1e-1hh$.* Если этот спад обусловлен однородным уширением, то параметр спада будет тем же, что и у форм-фактора, поскольку неоднородная структура спектра здесь имеет резкую ступеньку. При вариации тока может быть получено изменение параметра спада при различной плотности электронно-дырочной плазмы.

Пример анализа формы пика при накачке $I = 1 \text{ мА}$ и температуре $T = 4.2 \text{ К}$ приведен на рис. 1. Экспериментальные данные показаны точками. Кривая 1 представляет расчетную неоднородную форму (скачок с длинноволновой стороны и фермиевский спад с коротковолновой стороны). Ширина этого пика — 0.25 мэВ. Кривые 2 и 3 соответствуют стандартным форм-факторам, которые годятся только для приближенного описания верхушки полосы (от 100 до 25% по относительной спектральной плотности), тогда как для описания крыльев полосы не пригодны ни гауссиан 2, ни лоренциан 3. Кривая 4 соответствует функции (5), где δ — частот-

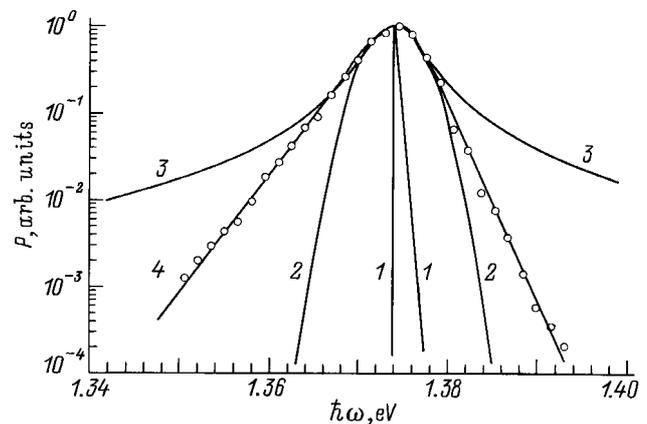


Рис. 1. Нормированная спектральная плотность спонтанного излучения P квантовой ямы InGaAs при $T = 4.2 \text{ К}$ и токе $I = 1 \text{ мА}$ [2]. Расчетные кривые соответствуют случаям: 1 — нет однородного уширения, 2 — гауссово уширение, 3 — лоренцево уширение, 4 — форм-фактор в виде (5) (см. текст).

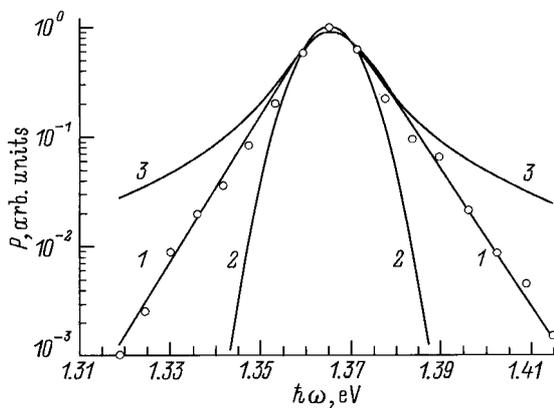


Рис. 2. Приближение для спектральной плотности спонтанного излучения квантовой ямы InGaAs при $T = 77$ К и токе $I = 1$ мА. 1 — функция (5), 2 — гауссово уширение, 3 — лоренцево уширение.

ная расстройка. Таким образом, можно убедиться, что в том случае, когда спектр полосы излучения должен сближаться с форм-фактором, он имеет экспоненциальные спады ($\varepsilon_1 = 3.2$ мэВ, $\varepsilon_2 = 1.9$ мэВ). Ширина составляет 7.5 мэВ, что дает оценку для эффективного релаксационного времени около 175 фс. Очевидно, что форм-фактор относится к не-марковскому процессу релаксации. Предположительно, процесс характеризуется сравнимыми временами для длительности и корреляции ($n \simeq 1$). Коротковолновое крыло может в принципе быть искажено за счет разогрева носителей. Наклон соответствует формально максимальной температуре ~ 22 К, что дает верхний предел для возможного разогрева носителей.

На рис. 2 показано аналогичное приближение для спектра при $T = 77$ К и токе $I = 1$ мА. Здесь также требуется форм-фактор с экспоненциальными асимптотами ($\varepsilon_1 = 6.9$ мэВ, $\varepsilon_2 = 6.4$ мэВ). Сплошная кривая в форме (5) дает удовлетворительное приближение. Коротковолновое крыло фактически соответствует больцмановскому спаду. В обоих случаях контуры существенно отличаются от стандартных форм-факторов; реальные контуры слабо асимметричны. Экспоненты прослеживаются на протяжении 2.5 порядков величины.

Длинноволновое крыло полосы излучения можно отождествить с длинноволновым крылом форм-фактора, поскольку оно является результатом размытия резкого края $1e-1hh$. Спад спектральной плотности на $2 \div 2.5$ порядка величины идет почти экспоненциально (в области $1.35 \div 1.37$ эВ) и отклоняется от экспоненты в области уже упомянутой побочной субструктуры. Это свойство мы отметили в [2] как правило Урбаха для излучения. Параметр наклона составляет 3.2 мэВ при малом токе $I = 1$ мА и 3.3 мэВ при $I = 200$ мА, т. е. практически не изменяется. При 286 К вариация наклона больше — от 4.4 мэВ (1 мА) до 8.5 мэВ (200 мА).

Можно сделать следующие выводы: а) длинноволновый спад форм-фактора практически экспоненциален на

протяжении $2 \div 2.5$ порядков величины (правило Урбаха); б) параметр наклона слабо нарастает с увеличением тока при комнатной температуре и мало изменяется при 4.2 К; в) параметр наклона увеличивается с ростом температуры, что соответствует, по-видимому, ускорению столкновительной релаксации за счет оптических фононов.

4. Заключение

Здесь приведены спектральные исследования, направленные на определение форм-фактора однородного уширения в квантовой яме InGaAs. Для этого изучен при $4.2 \div 286$ К образец с легко интерпретируемым спектром, достаточно однородный для того чтобы минимизировать неоднородное уширение. Для получения большого диапазона концентрации носителей и исключения суперлюминесценции использована узкая полосковая структура без резонатора и с сильным антиволноводным эффектом ("безмодовая" структура). Полученные результаты приводят к следующим выводам.

1. Форм-фактор имеет экспоненциальные спады; более надежно это показано для длинноволнового спада (его наклон при 4.2 К составляет 3.2 мэВ); это соответствует не-марковской столкновительной релаксации.

2. Сформулировано правило Урбаха для излучения: длинноволновый спад подчиняется экспоненциальному закону; это справедливо, пока спад обусловлен однородным уширением и не маскируется фоновыми повторениями или другими спектральными субструктурами.

3. Показано, что слабо-асимметричный или симметричный (не-лоренцев) контур форм-фактора может быть описан аналитически, что облегчает расчетную процедуру моделирования спектров в лазерах и светодиодах.

4. В обоснование модификации форм-фактора указано семейство аналитических функций $1/ch^n(x/n)$, содержащее плавный предельный переход от острого колокола $\exp(-|x|)$ до гауссиана; фурье-преобразование от этих функций представляет плавный переход от лоренцева форм-фактора до гауссова, в соответствии с его качественной эволюцией при увеличении времени корреляции — постепенное сглаживание и уплощение острого колокола $\exp(-|x|)$, характерного для некоррелированного процесса; в промежуточном случае (время корреляции сравнимо с продолжительностью процесса) форм-фактор может быть приближенно описан как $1/ch(x)$.

Приложение

Свойства семейства функций $E_p(x, n)$

Колоколообразные контуры (5) можно объединить в семейство функций $E_p(x, n)$, где под x подразумевается либо время, либо частотная расстройка, а n является параметром семейства. Таким образом, данное семейство может иметь отношение как к пакетной функции в (3),

так и к форм-фактору. Рассмотрим здесь симметричные контуры вида

$$\text{Er}(x, n) = 1 / \text{ch}^n(x/n), \quad (\text{П.1})$$

интересные в том отношении, что они представляют плавный переход от острого "колокола" $\exp(-|x|)$ к гауссиану. Следовательно, их фурье-преобразование дает плавный переход от лоренцева контура к гауссову. С точки зрения эволюции форм-фактора это соответствует изменению величины $\gamma\tau_{\text{cor}}$ от нуля до бесконечности, т.е. в тех же пределах, что и изменение параметра n . Это семейство может быть успешно использовано для получения форм-фактора в переходной области, и оно оказывается полезным при расчетном моделировании как спонтанного излучения, так и оптического усиления в полупроводниковых средах взамен лоренцева контура, когда последний дает неадекватные результаты.

На рис. 3 показаны контуры функции (П.1) при $n \rightarrow 0$ и до $n = 10$. Штриховой линией показан гауссиан $\exp(-x^2/2\sigma^2)$ с $\sigma^2 = n = 10$, который в области $-4.4 < x < 4.4$ мало отличается от функции (П.1) при $n = 10$. В указанном интервале отличие не выходит за пределы 3%, однако за его пределами оно быстро нарастает, поскольку асимптоты функции (П.1) всегда экспоненциальны. С увеличением n области расхождения асимптот уходят дальше на периферию. Путем разложения в ряд Тейлора функции (П.1) и сравнения первых трех членов разложения с соответствующим рядом для гауссиана можно показать, что предельный гауссиан имеет дисперсию σ^2 , равную n .

Контур 1 на рис. 3 имеет острие при $x = 0$, которое обуславливает "нефизичность" гипотезы некоррелированных процессов при больших частотных расстройках: в природных процессах всегда находятся причины, почему математическое острие на реализуется. Напомним, что если речь идет об огибающей колебаний, то в области порядка периода колебаний около нуля острие физически отсутствует. Это соответствует неадекватности

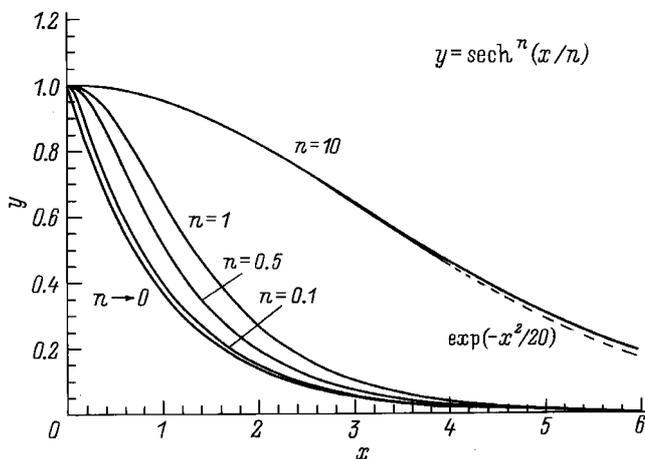


Рис. 3. Функции (П.1) при $n \rightarrow 0$ (1) и от $n = 0.1$ до $n = 10$; штриховой линией дан гауссиан, близкий к кривой $n = 10$.

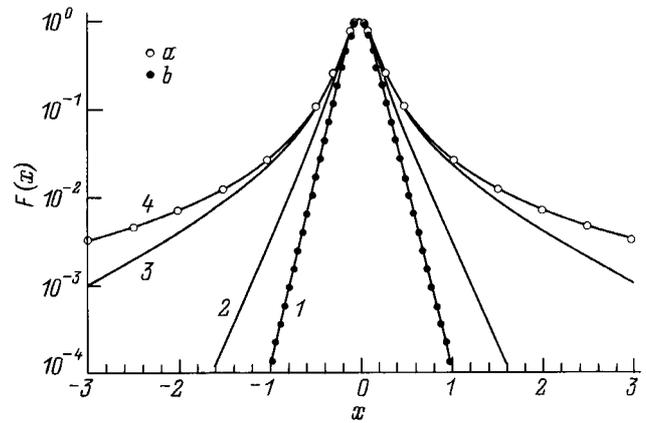


Рис. 4. Зависимость амплитуды фурье-преобразования F от относительной частотной расстройки x функций (П.1) при $n = 1$ (1), 0.5 (2), 0.1 (3) и при $n \rightarrow 0$ (4); a — лоренцев контур, близкий к 4, b — функция вида (П.1).

лоренцева форм-фактора при расстройках, сравнимых с частотой колебательного процесса. Более медленные релаксационные механизмы сглаживают острие в окрестности нулевой точки, тем более протяженной, чем больше время релаксации. В результате лоренцев контур деформируется: подрезаются его дальние крылья, где гиперболы заменяются экспонентами. Эволюция контура фурье-преобразования от $n = 1$ до $n \rightarrow 0$ показана на рис. 4 (в полулогарифмическом масштабе). Кривые получены методом быстрого преобразования Фурье, точки a дают лоренцев контур ($\gamma = 0.167$), который, как и следует ожидать, совпадает с кривой для $n \rightarrow 0$, тогда как кривая при $n = 1$ совпадает с точками b для функции $1 / \text{ch}(9.84x)$, принадлежащей семейству (П.1). Известно, что фурье-преобразование от колоколообразных контуров также представляется колоколообразными контурами, причем гауссиан переходит в гауссиан. Что касается контура $1 / \text{ch}(x/\varepsilon)$, то его косинусное

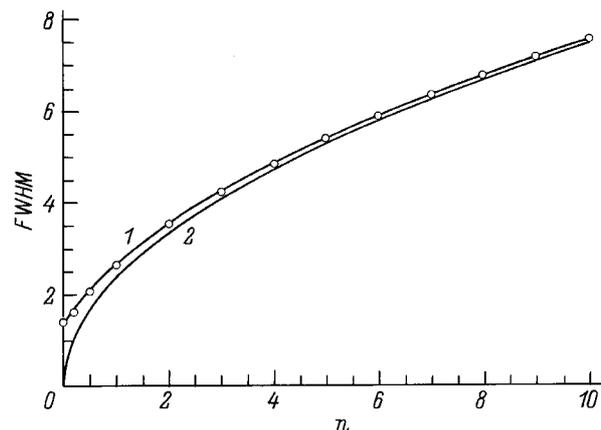


Рис. 5. Зависимость полной ширины контура (П.1) в единицах ε от параметра n (1) и ширина гауссиана при $\sigma^2 = n$ (2).

Характеристики спектральных форм-факторов (нормированных на единицу площади); $x = E - E_0$

| Форм-фактор | Формула | Значение при $x = 0$ | Полная ширина (FWHM) |
|---------------|---|-----------------------|----------------------|
| Лоренциан | $(y/\pi)(x^2 + \gamma^2)$ | $0.31831/\gamma$ | 2γ |
| Er, $n = 0.5$ | $(0.38139/\varepsilon)/[\text{ch}(2x/\varepsilon)]^{1/2}$ | $0.38139/\varepsilon$ | 2.063ε |
| Er, $n = 1$ | $(1/\pi\varepsilon)/\text{ch}(x/\varepsilon)$ | $0.31831/\varepsilon$ | 2.6339ε |
| Гауссиан | $[(1/2\pi)^{1/2}/\sigma] \exp(-x^2/2\sigma^2)$ | $0.39844/\sigma$ | 2.3548σ |

Фурье-преобразование (см., например, [18]) равно

$$F(\delta) = (\pi\varepsilon/2)/\text{ch}(\pi\delta\varepsilon/2). \quad (\text{П.2})$$

Таким образом, при $n = 1$ форм-фактор относится к семейству (П.1). В таблице даны сравнительные характеристики стандартных и модифицированных ($n = 0.5$ и 1) спектральных контуров. Интересно, что при $n = 0.5$ контур (П.1) является хорошим заменителем лоренцева контура: внутри интервала $-2 < x < 2$ он не отступает от лоренциана более чем на 3%, тогда как за пределами этого интервала быстро переходит к экспоненциальным асимптотам.

Сравнение контуров функции (П.1) на рис. 3 при различных значениях n показывает, что при одинаковом параметре спада ε параметр n характеризует соотношение между шириной контура и параметром спада. Зависимость полной ширины от n показана на рис. 5 (кривая 1) в единицах ε . Это медленная функция, но в пределе $n \rightarrow \infty$ относительная ширина стремится к бесконечности, поскольку контур сближается с гауссианом. Кривая 2 представляет ширину гауссиана с дисперсией, равной n ; эта кривая сближается с кривой 1 при увеличении n .

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] П.Г. Елисеев, И.В. Акимова. ФТП, **32**, вып. 4, 472 (1998).
- [3] W.W. Chow, S.W. Koch, M. Sargent, III. *Semiconductor Laser Physics* (Springer Verlag, Berlin et al., 1994) p. 94.
- [4] M. Kessler, C. Harder. IEEE J. Quant. Electron., **27**, 1812 (1991).
- [5] B. Deveaud, F. Clerot, K. Fujivara, K. Mitsunaga. Appl. Phys. Lett., **58**, 1485 (1991).
- [6] M. Yamanishi, Y. Lee. IEEE J. Quant. Electron., **23**, 367 (1987).
- [7] T. Ohtoshi, M. Yamanishi. IEEE J. Quant. Electron., **27**, 46 (1991).
- [8] A. Tomita, A. Suzuki. IEEE J. Quant. Electron., **27**, 1630 (1991).
- [9] D. Ahn. IEEE J. Select. Top. Quant. Electron., **1**, 301 (1995).
- [10] G. Lasher, F. Stern. Phys. Rev. A, **133**, 553 (1964).
- [11] F. Stern. In: *Semicond. and Semimetals*, ed. by R.K. Willardson and A.C. Beer. (1966) v. 2, p. 371.

- [12] А.Г. Алексанян, И.А. Полуэктов, Ю.М. Попов. Квант. электрон., **1**, 62 (1974).
- [13] J. Singh, K.K. Bajaj, S. Chaudhuri. Appl. Phys. Lett., **44**, 805 (1984).
- [14] M. Asada, Y. Suematsu. IEEE J. Quant. Electron., **21**, 434 (1985).
- [15] M. Asada, IEEE J. Quant. Electron., **25**, 2019 (1989).
- [16] P.T. Landsberg, D.J. Robbins. Sol St. Electron., **28**, 137 (1985).
- [17] C. Weisbuch, B. Winter. *Quantum Semiconductor Structures* (Academic Press, N.Y., 1991) p. 168.
- [18] H. Bateman. *Table of Integral Transforms* (McGraw-Hill Book Co, Inc., N.Y.-Toronto-London, 1954) v. 1.

Редактор Л.В. Шаронова

Emission of InGaAs quantum wells. II. Line shape function of homogeneous broadening

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 Analysis is performed of the spectral shape of the spontaneous emission from InGaAs quantum wells in a wide current range at $4.2 \div 286$ K. An interpretation is given for the band shape of transitions between the lowest quantum-confined states using a modified line shape function of the nonhomogeneous broadening, and its non-Lorentzian nature is discussed. Consideration has been done of properties of the function family representing a gradual transition from the Lorentzian to the Gaussian line shape function. They can be suitable for the modelling of spectra in the case on non-Markovian collisional relaxation.

Fax: 007(095) 1326649 (Akimova)

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