

Сверхизлучение в полупроводниках

© С.В. Зайцев*, Н.Ю. Гордеев, Л.А. Graham*, В.И. Копчатов, Л.Я. Карачинский, И.И. Новиков, D.L. Huffaker*, П.С. Копьев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

* Microelectronics Research Center University of Texas at Austin, 10100 Burnet RD, Bldg. 160, Austin, TX, 78758, USA

(Получена 21 июня 1999 г. Принята к печати 24 июня 1999 г.)

Путем анализа спектров электролюминесценции исследованы зависимости характеристического времени сверхизлучения в лазерных гетероструктурах InGaAs/GaAs с квантовой ямой от тока накачки, от температуры и от поперечных размеров активной области. На базе простейших выражений теории сверхизлучения двухуровневых систем сделаны оценки числа диполей, формирующих импульс сверхизлучения. Сформулирована гипотеза о механизме сверхизлучения в полупроводниках.

Введение

В последние два года резко возрос интерес к процессам резонансного взаимодействия неравновесных носителей заряда в полупроводниковых гетероструктурах через посредство объединенного электромагнитного поля их излучения в процессе рекомбинации [1–4]. Такого рода эффекты, вызванные малым расстоянием между излучающими центрами по сравнению с длиной волны излучения, давно и хорошо изучены теоретически и экспериментально для случая твердотельных лазеров [5–7] и получили название "сверхизлучение Дике". Суть эффекта сводится к спонтанной фазировке тесно расположенных диполей и формированию из них объединенного "макродиполя", эффективность излучения которого пропорциональна квадрату числа входящих в него элементарных диполей. Это приводит к лавинообразному нарастанию интенсивности излучения и, соответственно, формированию короткого оптического всплеска [8].

Роль такого взаимодействия носителей в полупроводниковом материале долгое время недооценивалась, хотя плотность электронно-дырочных пар там обычно гораздо выше, чем плотность примесных центров в твердотельных лазерах. Увеличение числа диполей, участвующих в резонансе, резко сокращает длительность формируемого импульса, и для условий полупроводникового материала соответствующая длительность лежит уже далеко за пределами временного разрешения современных фотоприемников. Кроме того, такие импульсы следуют беспорядочно, что усложняет их детектирование. Тем не менее, они наблюдались при определенных условиях при помощи стрик-камеры в режиме однократного считывания [9,10]. К сожалению, сложные условия эксперимента исключали его однозначную интерпретацию.

В ходе целенаправленных экспериментов, проведенных в 1993–94 гг. с использованием специально созданного оптического автокоррелятора [11], импульсы сверхизлучения удалось обнаружить в инжекционном лазере как выше, так и ниже порога генерации [12,13]. Были проведены соответствующие измерения параметров импульсов. Однако предел чувствительности и разрешающая способность установки не позволяли количественно

измерять параметры излучения ниже порога генерации. Тем не менее, полученные результаты были успешно использованы для объяснения ранее изучавшегося поведения инжекционных лазеров с модуляцией добротности [14]. Независимо к таким же выводам пришел автор работы [3].

Все описанные выше эксперименты проводились при комнатной температуре. В этих условиях характерный профиль однородного уширения линии излучения за счет коллективного резонанса, подробно описанный в 1971 г. [7] для твердотельных лазеров, скрадывается в полупроводниковом материале тепловым распределением носителей. Однако уже при температуре $T = 77$ К картина совершенно меняется. Впервые специфический профиль спектра электролюминесценции гетероструктуры с квантовой ямой был отмечен в работе [15], но он не был правильно интерпретирован. В работе [16] нами были проведены подробные исследования спектров излучения квантовых ям при температуре 77 К в условиях, устраняющих спектральные искажения, и было теоретически обосновано их совпадение с профилем однородно уширенной линии в условиях сверхизлучения. Там же были оценены основные параметры соответствующих импульсов сверхизлучения.

В настоящей работе приводятся результаты исследования зависимости параметров сверхизлучения от температуры, плотности тока накачки и размеров излучающей области. Кроме того, произведена попытка оценить минимальный абсолютный ток накачки, приводящий к формированию импульсов сверхизлучения.

Использованная модель

Известно, что резонансное взаимодействие тесно расположенных диполей с электромагнитным полем собственного излучения приводит к изменению обычной временной зависимости интенсивности излучения

$$I(t) \sim Ne^{-t/\tau}, \quad (1)$$

т.е. экспоненциального спада интенсивности со временем (t), на известную зависимость Дике [8], описы-

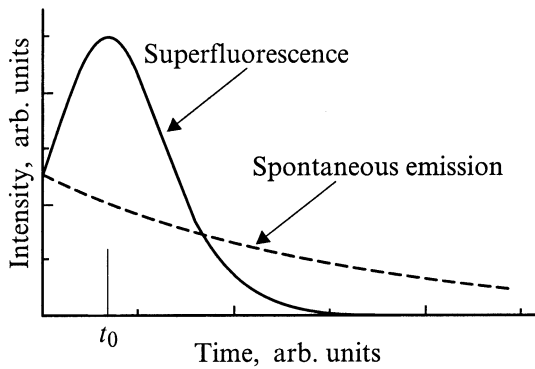


Рис. 1. Характерная зависимость интенсивности сверхизлучения от времени. Штриховая линия — обычная временная зависимость интенсивности излучения.

вающую нарастание интенсивности и последующий ее относительно резкий спад (рис. 1),

$$I(t) = \frac{\hbar\omega_0}{4\mu\tau_N}(N\mu + 1)^2 \operatorname{sech}^2\left(\frac{t-t_0}{2\tau_N}\right), \quad (2a)$$

$$\frac{1}{\tau_N} = (N\mu + 1)\frac{1}{\tau_1}, \quad (2b)$$

$$t_0 = \tau_N \ln(N\mu), \quad (2b)$$

где N — число диполей, μ — форм-фактор их взаимного расположения, определяющий степень их взаимодействия, τ_1 — характеристическое время излучения уединенного диполя, τ_N — характеристическое время излучения "макродиполя", t_0 — время задержки импульса, или длительность фазы формирования "макродиполя". При этом делается предположение, что все диполи идентичны и при $t = 0$ все они находятся в возбужденном состоянии.

В случае излучающего тела, имеющего форму цилиндра сечением S , выражение для μ принимает вид [7]

$$\mu = \frac{3\lambda^2}{8\pi S}. \quad (3)$$

С учетом процессов дефазировки диполей в условиях полупроводникового материала с характерным временем T_{deph} , время фазировки диполей (задержка импульса сверхизлучения) возрастает [3]:

$$t_0^* = t_0 \left(1 + \frac{\sqrt{t_0\tau_N}}{T_{\text{deph}}}\right). \quad (4)$$

С другой стороны, форма спектральной линии представляет собой свертку форм-факторов однородного ($F(\omega)$) и неоднородного ($R(E)$) уширения [15]:

$$R(\hbar\omega) = \int_0^{+\infty} R_0(E) F\left(\frac{E - \hbar\omega}{\hbar}\right) dE. \quad (5)$$

В отличие от формулы (1), приводящей к известному лоренцову форм-фактору уширения, формула (2) дает

$$F(\omega - \omega_0) \propto 2\pi\tau_N \operatorname{sech}\left[\pi\tau_N(\omega - \omega_0)\right], \quad (6)$$

что при условии пренебрежимо малого неоднородного уширения

$$R_0(E) = \delta(E - E_0)$$

приводит к

$$R(E) = A \operatorname{sech}\left(\pi\tau_N \frac{E - E_0}{\hbar}\right). \quad (7)$$

Линия с таким профилем имеет характерные экспоненциальные симметричные подъем и спад, что и наблюдалось в [16]. Как отмечалось в работе [7], оптические потери в определенных условиях могут вызвать асимметрию спектра, наблюдавшуюся в работе [15]. Экспериментально определяемая из спектра характеристическая энергия ε (наклон подъема и спада), как следует из (7), имеет смысл

$$\varepsilon = \frac{\hbar}{\pi\tau_N},$$

что позволяет вычислить характеристическое время коллективного излучения как

$$\tau_N = \frac{\hbar}{\pi\varepsilon}. \quad (8)$$

Эксперимент

В данной работе исследовались образцы различных лазерных гетероструктур AlGaAs/GaAs с одиночной квантовой ямой InGaAs шириной 100 Å. Структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Как отмечалось выше, селективные оптические потери при выводе излучения из образца искажают исходный спектр излучения. Такие потери имеют место, в частности, при волноводном распространении света вдоль эпитаксиальных слоев. Поэтому образцы изготавливались таким образом, чтобы излучение выходило перпендикулярно эпитаксиальным слоям. Торцевые сколы образцов обрабатывались селективным травителем для подавления лазерной генерации и покрывались черной краской с высоким показателем преломления. Таким образом, исследованные образцы с точки зрения режима работы представляли собой поверхностно-излучающие светодиоды.

Для температурных исследований кристаллы напаивались эпитаксиальными слоями вниз на медный теплоотвод, что позволяло достоверно контролировать температуру активной области образца, помещенного в криостат. Накачка осуществлялась током в квазинепрерывном режиме (3 мкс, 5 кГц).

В работе [16] нами было показано, что спектр излучения квантовой ямы при $T = 77$ К почти идеально соответствует профилю однородно уширенной линии сверхизлучения — формула (7). Совершенно очевидно, что при более высоких температурах тепловое распределение носителей должно искажать спектр, так как множитель R_0 в формуле (5) нельзя представлять в виде δ -функции. Это было проверено экспериментально. На

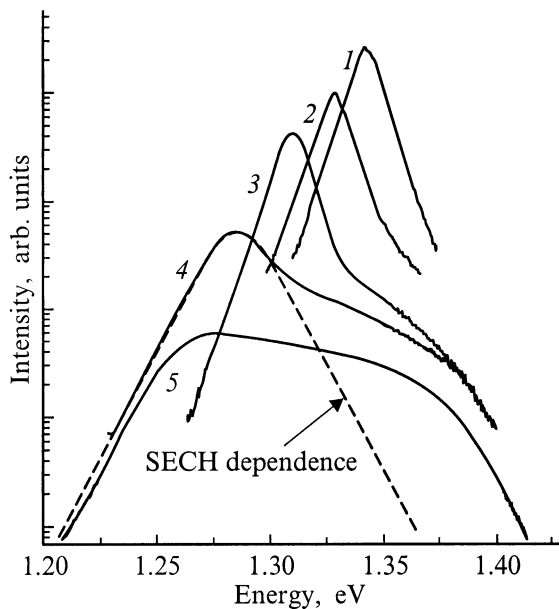


Рис. 2. Спектры спонтанного излучения лазерной гетероструктуры на квантовой яме при температурах T , К: 1 — 100, 2 — 150, 3 — 200, 4 — 250, 5 — 300. Плотность тока накачки 500 A/cm^2 .

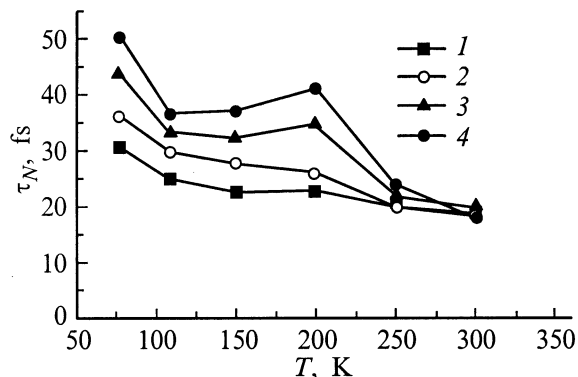


Рис. 3. Зависимость характеристического времени коллективного излучения (τ_N) лазерной гетероструктуры на квантовой яме от температуры (T). Плотность тока накачки, A/cm^2 : 1 — 330, 2 — 500, 3 — 660, 4 — 830.

рис. 2 в полулогарифмическом масштабе представлены спектры излучения при различных температурах для плотности тока накачки 500 A/cm^2 . Видно, что при 100 К доминирует фактор однородного уширения и спектр имеет четко очерченные симметричные экспоненциальные подъемы и спад. По мере возрастания температуры максимум спектра сдвигается в сторону низких энергий в соответствии с температурной зависимостью ширины запрещенной зоны. Правый склон спектра искажается излучением носителей, имеющих энергию заметно больше ширины запрещенной зоны. Начиная с 250 К спектр имеет выраженное плато. Наклон левого края спектра уменьшается с температурой, но он остается

выраженно экспоненциальным, что позволяет вычислить параметр τ_N во всем диапазоне температур. Эта зависимость приведена на рис. 3, на котором представлены параметры τ_N и для других плотностей тока. Обращает на себя внимание немонотонный характер приведенной зависимости.

В целом при указанной плотности тока накачки неоднородное уширение линии излучения доминирует при комнатной температуре.

Спектр излучения образцов также исследовался в широком интервале плотностей тока накачки при температурах от 77 К до комнатной. При этом чем выше был ток накачки, тем дольше однородное уширение доминировало с увеличением температуры. На рис. 4 показана зависимость спектров излучения от тока при комнатной температуре. Видно, что если при накачке в 500 A/cm^2 спектр имеет уплощенную вершину, дальнейшее возрастание тока приводит к появлению максимума с характерной формой, близкой к описываемой формулой (7). Правый край спектра остается уширенным тепловым распределением носителей. Спектр также показывает, что при плотности тока в 1660 A/cm^2 основная доля энергии излучается посредством коллективного резонанса. Зависимость характеристического времени τ_N от тока накачки при комнатной температуре, вычисленная по наклону левого края спектра, показана на рис. 5. Обращает на себя внимание факт незначительного изменения этого параметра при изменении накачки на порядок, в то время как из формулы (26) следует обратная пропорциональная зависимость τ_N от N при $\mu N \gg 1$:

$$\tau_N = \tau_1 / \mu N, \quad \mu N \gg 1. \quad (9)$$

Существенно, что и правый склон спектра излучения близок к экспоненциальному. Вероятно, весь спектр

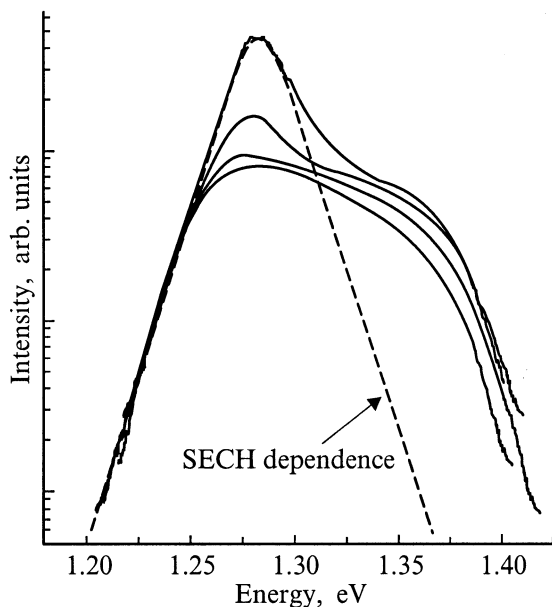


Рис. 4. Спектры спонтанного излучения лазерной гетероструктуры на квантовой яме при плотностях тока накачки (снизу вверх) 166, 500, 830, 1660 A/cm^2 . $T = 300 \text{ K}$.

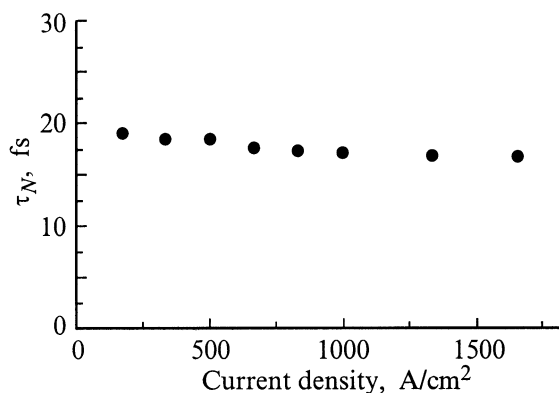


Рис. 5. Зависимость характеристического времени коллективного излучения (τ_N) лазерной гетероструктуры на квантовой яме от плотности тока накачки. $T = 300$ К.

формируется совокупностью оптических резонансных процессов, но приведенные теоретические кривые показывают, как с увеличением тока накачки единый коллективный процесс охватывает все большие энергии, сохраняя почти неизменным левый экспоненциальный склон спектра. Данное наблюдение может позволить описывать сдвиг максимума спектра "спонтанного" излучения при возрастании тока накачки.

Излучающий ансамбль имеет характерный размер, не превышающий пути света в полупроводнике за время τ_N [17]. Из приведенного характеристического времени сверхизлучения следует, что при комнатной температуре размер излучающего ансамбля не превышает 1.5 мкм.

В работе [16] было показано, что при температуре жидкого азота сверхизлучение возникает даже при такой низкой плотности накачки, как 170 A/cm^2 . В связи с этим возник вопрос — насколько обширная зона пространства может быть охвачена оптическим резонансом.

Для исследования зависимости характеристического времени излучения от поперечных размеров активной области из гетероструктур AlGaAs/GaAs с квантовой ямой InGaAs в качестве активной области были изготовлены светодиоды с малыми оксидными апертурами по технологии, используемой для создания вертикально-излучающих лазеров (vertical cavity surface emitting lasers, VCSEL) [18]. Однако поверхность гетероструктуры не покрывалась диэлектрическим зеркалом, что исключало лазерную генерацию. Диаметр апертуры варьировался от 20 до 1.5 мкм. Исследования проводились при 77 К. Для измерений образец наклеивался теплопроводящим клеем подложкой вниз на медный держатель. Такой монтаж неизбежно несколько повышает тепловое сопротивление. Кроме того, высокое омическое сопротивление малой апертуры приводило к существенному разогреву активного слоя, т.е. фактическая температура активного слоя превышала 77 К. Тем не менее полученные спектры излучения (рис. 6) достаточно хорошо соответствуют формуле (7) и всегда имеют выраженные экспоненциальные подъем и спад. Из рис. 7 видно, что не наблюдалось существенной зависимости характеристического

времени излучения τ_N от размеров апертуры. Хотя само значение этого параметра ограничивает размер излучающей области только на уровне ~ 4 мкм, фактический масштаб размера излучающего коллектива, как следует из результатов этого эксперимента (характеристическое время сверхизлучения $40 \div 50$ фс), существенно меньше 1.5 мкм, т.е. заведомо не превышает пяти длин волн излучения в полупроводнике.

Эксперимент с оксидными апертурами малого диаметра позволил также установить верхний предел абсолютного тока, при котором форма спектра еще указывает на наличие сверхизлучения. Из рис. 6 видно, что спектр при значении тока 30 мкА хорошо совпадает с теорией сверхизлучения, в то время как при уровне накачки в

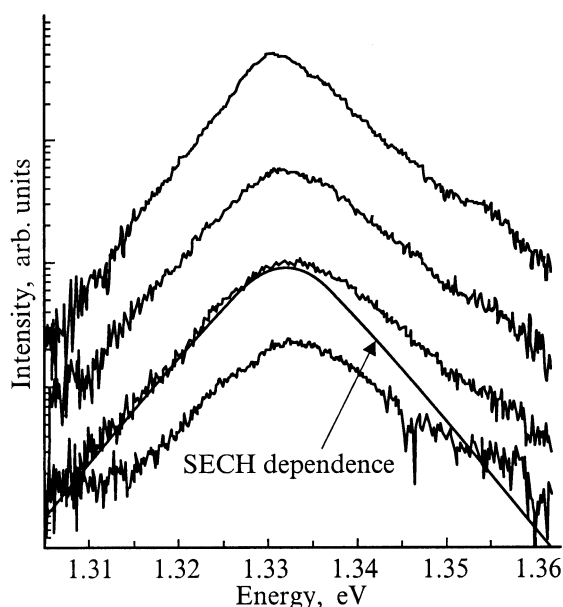


Рис. 6. Спектры спонтанного излучения в структуре с малой апертурой при токах накачки (снизу вверх) 15, 30, 240, 960 мкА. $T = 77$ К. Размер апертуры 4 мкм.

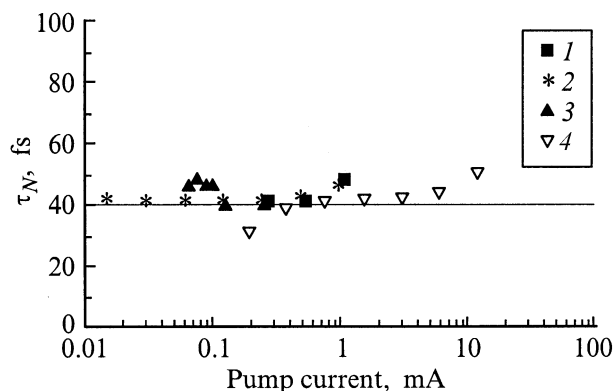


Рис. 7. Зависимость характеристического времени коллективного излучения (τ_N) лазерной гетероструктуры на квантовой яме с малыми апертурами от тока накачки для размера апертуры 1.5 (1), 4 (2), 6 (3), 20 мкм (4).

15 мкА утверждать этого с уверенностью нельзя из-за значительного уровня шума. Важно отметить, что величина характеристического времени τ_N , соответствующего накачке 30 мкА, не испытывает существенных изменений при возрастании абсолютного тока накачки на 3 порядка, как это следует из рис. 7.

Уровень тока в 30 мкА соответствует рекомбинации $\sim 2 \cdot 10^{14}$ электронно-дырочных пар в секунду, что при типичном значении среднего времени жизни носителей $\bar{\tau} = 3$ нс дает усредненное значение $N = 6 \cdot 10^5$ пар в области диаметром 4 мкм. При этом наблюдался характерный спектр, соответствующий сверхизлучению с $\tau_N = 42$ фс.

Обсуждение

На рис. 8 представлена расчетная зависимость времени задержки импульса сверхизлучения t_0^* от числа участвующих диполей N , вычисленная по формулам (2)–(4) [7] для различных значений времени дефазировки T_{deph} . Значение $T_{\text{deph}} = 100$ фс соответствует комнатной температуре [3]. При температуре жидкого гелия T_{deph} составляет несколько пикосекунд,¹ поэтому значение $T_{\text{deph}} = 1$ пс представляется разумной оценкой для температуры 77 К, при которой проводился эксперимент. Видно, что при $N = 6 \cdot 10^5$ расчет дает время задержки (фазировки) ~ 3 нс. Исходя из доказанного выше факта, что реальный характерный размер излучающего коллектива диполей не превышает 1.5 мкм, следует предположить, что реальное число электронно-дырочных пар, фактически формирующих импульс сверхизлучения, в данном эксперименте было ниже на порядок, т.е. не превышало $5 \cdot 10^4$. Это приводит к значению t_0^* в сотни наносекунд. Общеизвестно, что такие времена задержки излучения в прямых экспериментах не наблюдаются (авторам, правда, неизвестны эксперименты по прямому измерению задержки включения светодиодов при токе накачки в 30 мкА). Расчетное время τ_N для такого значения N (если положить $\tau_1 = 3$ нс) составляет величину порядка 70 пс, что находится в явном противоречии со спектральными данными проведенного эксперимента.

Зная количество электронно-дырочных пар, формирующих оптический импульс при рекомбинации, мы можем оценить его энергию. Для $N = 5 \cdot 10^4$ при указанной длине волны она составляет ~ 10 фДж.

Из формулы (9) следует, что для достижения наблюдавшегося $\tau_N = 42$ фс при $\tau_1 = 3$ нс необходимо значение $\mu N \sim 0.7 \cdot 10^5$. С другой стороны, оценка по формуле (3) с параметрами, соответствующими эксперименту, дает значение $\mu \sim 7 \cdot 10^{-4}$, т.е. число диполей должно быть $N \sim 10^8$, что более чем на 2 порядка превышает экспериментальное значение. Для накопления такого количества носителей при указанном токе в 30 мкА потребовалось бы около 0.5 мкс. Как уже отмечалось, реальный размер излучающего коллектива

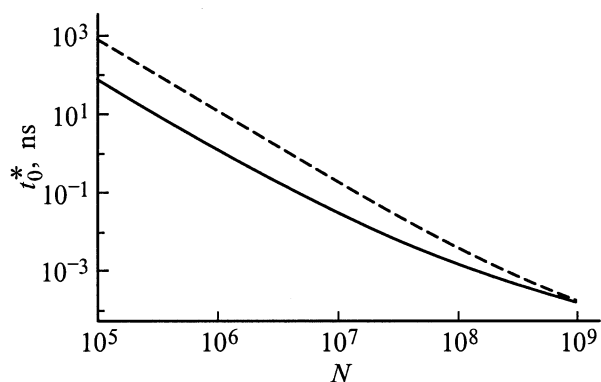


Рис. 8. Зависимость времени задержки включения лазера (t_0^*) от числа диполей (N) при различных временах дефазировки $T_{\text{deph}} = 1000$ фс (сплошная линия) и $T_{\text{deph}} = 100$ фс (штриховая).

значительно меньше 4 мкм, и фактическое значение N ниже как минимум на порядок. Однако из формулы (3) видно, что уменьшение S приводит к обратно пропорциональному изменению μ , и, таким образом, при заданной плотности диполей в плоскости характеристическое время сверхизлучения не зависит от S . Такая независимость параметра μN от размеров апертуры прекрасно согласуется с результатами эксперимента.

Если исходить из того, что N — это число находящихся в активной области электронно-дырочных пар, мы должны наблюдать сильную зависимость спектра излучения от тока накачки. Вместе с тем, эксперимент показывает прямо противоположное: спектр не изменяется при изменении тока накачки (и плотности тока накачки) почти на 3 порядка. Следует отметить, что для исследованных поверхностно-излучающих светодиодов на основе подобных гетероструктур оценки дают характеристическое время сверхизлучения [16], практически совпадающее с временами, вычисленными для малых апертур, и также слабо зависящее от плотности тока накачки.

Чтобы разрешить это противоречие, необходимо провести ряд оценок с целью установить значение N из анализа спектра излучения.

Здесь важно отметить, что параметр τ_1 не поддается прямому измерению, поскольку имеет смысл излучательного времени жизни одиночной электронно-дырочной пары. Взятое выше за основу значение 3 нс — это типичное экспериментальное значение другой физической величины, а именно среднего времени жизни носителей при высоком уровне возбуждения, $\bar{\tau}$. Безусловно, при резонансном взаимодействии носителей τ_1 всегда должно быть больше $\bar{\tau}$. Наибольшее известное авторам значение $\bar{\tau}$ для квантовых ям составляет 650 нс [19], что увеличивает требуемое значение N еще более чем на порядок. Можно сделать вывод, что требуемое количество диполей никак не соответствует количеству инжектированных носителей.

¹ Частное сообщение П.П. Васильева.

До сих пор мы неявно предполагали, что только возбужденные диполи принимают участие в коллективном резонансе. Очевидно, что это не может быть так. Диполь, способный поглотить излучение с данной длиной волны, является таким же участником резонанса, как и излучающий диполь, находящийся от него в непосредственной близости. Таким образом, мы имеем дело с системой тесно расположенных диполей, только небольшая часть которых находится в возбужденном состоянии. Безусловно, возбужденные центры решетки взаимодействуют с невозбужденными посредством электромагнитного поля, и процесс выливается в квантованный отклик электронной системы кристалла как единого целого на возбуждение током. Действительно, с учетом выше отмеченных особенностей параметра μ , произведение $N\mu$ не зависит от размеров апертуры, хотя должно зависеть от толщины активного слоя и факторов оптического ограничения (наличия волноводов, зеркал, оптических потерь и т. п.), а также от температуры.

Из базовых принципов квантовой механики известно, что одиночный фотон поглощается при взаимодействии с электронной системой кристалла как единым целым, несмотря на то, что электронно-дырочная пара образуется в одном определенном центре. Это с очевидностью следует из исследований спектра поглощения. Представленные результаты дают серьезные основания говорить о том, что справедливо и обратное утверждение, касающееся спектра излучения.

Заключение

В настоящей работе впервые удалось обнаружить спектральные проявления сверхизлучения в полупроводниковых гетероструктурах при комнатной температуре. На основе спектральных данных впервые построены зависимости характеристического времени сверхизлучения от температуры и от тока накачки. Впервые показано, что сверхизлучение в квантовой яме может возникать при токе накачки в 30 мкА, а также в активной зоне диаметром 1.5 мкм.

Полученные данные позволяют сформулировать гипотезу о том, что люминесценция в полупроводниковом материале не является результатом рекомбинации отдельных электронно-дырочных пар, а представляет собой механизм релаксации возбужденной электронной системы кристалла как единого целого.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 98-02-18212 "Исследование пространственно-временной структуры излучения гетероструктур на основе квантовых ям и квантовых точек в системе $A^{III}B^V$ ".

Список литературы

- [1] A.A. Belyanin, V.V. Kocharovsky, V.I.V. Kocharovsky. *Quantum Semiclass. Opt.*, **10**, L13 (1998).
- [2] D.G. Deppe. *Phys. Rev. A*, **54**, 2506 (1996).

- [3] П.П. Васильев. *Квант. электрон.*, **24**, 885 (1997).
- [4] A.A. Belyanin, V.V. Kocharovsky, V.I.V. Kocharovsky. *Proc. 6th Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology* (St. Petersburg, 1998) p. 398.
- [5] F.T. Arecchi, E. Courtens. *Phys. Rev. A*, **2**, 1730 (1970).
- [6] M.F.H. Shuurmans, Q.H.F. Vrethen, D. Polder. *Adv. At. Mol. Phys.*, **17**, 167 (1981).
- [7] R. Friedberg, S.R. Hartmann. *Phys. Lett.*, **37A**, 285 (1971).
- [8] R.H. Dicke. *Phys. Rev.*, **93**, 99 (1954).
- [9] А.И. Гуриев, А.В. Грудинин, А.Г. Дерягин, С.В. Зайцев, Д.В. Куксенков, В.И. Кучинский, Е.Л. Портной, И.Ю. Хрущев. *Письма ЖТФ*, **18**(3), 38 (1992).
- [10] E.M. Dianov, A.B. Grudinin, I.Yu. Khrushchev, D.V. Kuskonov, E.L. Portnoi, S.V. Zaitsev. *Soviet Lightwave Commun.*, **2**, 31 (1992).
- [11] А.М. Георгиевский, С.В. Зайцев. *ПТЭ*, **1**, 132 (1996).
- [12] S.V. Zaitsev, A.M. Georgievski. *Proc. Int. Conf. SPIE on Optical Diagnostics of Materials and Devices for Opto-, Micro-, and Quantum Electronics* (Kiev, 1995) p. 319.
- [13] С.В. Зайцев, А.М. Георгиевский. *ФТП*, **32**, 366 (1998).
- [14] S.V. Zaitsev, N.Yu. Gordeev, M.P. Soshnikov, J.S. Massa, G.S. Buller. *J. Appl. Phys.*, **84**, 5441 (1998).
- [15] П.Г. Елисеев, И.В. Акимова. *ФТП*, **32**, 472, 478 (1998).
- [16] А.М. Георгиевский, С.В. Зайцев, Н.Ю. Гордеев, В.И. Копчатова, Л.Я. Карачинский, И.И. Новиков, П.С. Копьев. *ФТП*, **33**, 847 (1999).
- [17] А.В. Андреев, В.И. Емельянов, Ю.А. Ильинский. *УФН*, **131**, 653 (1980).
- [18] D.L. Huffaker, O. Baklenov, L.A. Graham, B.G. Streetman, D.G. Deppe. *Appl. Phys. Lett.*, **70**(18), 2356 (1997).
- [19] A. Hariz, P. Daniel Dapkus, H.C. Lee, E.P. Menu, S.P. DenBaars. *Appl. Phys. Lett.*, **54**(7), 635 (1989).

Редактор Л.В. Шаронова

Superradiance in semiconductors

S.V. Zaitsev*, N.Yu. Gordeev, L. A. Graham*, V.I. Kopchatov, L.Ya. Karachinsky, I.I. Novikov, D.L. Huffaker*, P.S. Kop'ev

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia
* Microelectronics Research Center
University of Texas at Austin,
10100 Burnet RD, Bldg. 160, Austin, TX, 78758, USA

Abstract By means of electroluminescence spectral analysis, dependencies of the superradiance characteristic time on temperature, pump current and lateral size of active region have been studied in InGaAs/GaAs quantum well laser heterostructures. The number of dipoles taking part in the superradiance pulse formation is estimated basing on elementary equations of the two-level system superradiance theory. A hypothesis about the superradiance mechanism in semiconductors is formulated.