

Сравнение когерентных свойств сверхизлучения и лазерного излучения в полупроводниковых структурах

П.П.Васильев, Р.В.Пенти, И.Х.Уайт

Экспериментально исследованы когерентные свойства нестационарного электронно-дырочного состояния, возникающего в процессе генерации сверхизлучения в полупроводниковых лазерных структурах. Для этого использовались интерферометр Майкельсона и классическая конфигурация опыта Юнга с двумя щелями. Продемонстрировано, что в исследованных лазерах корреляционная функция 1-го порядка, определяющая меру пространственной когерентности, близка к единице в случае сверхизлучения и составляет 0.2–0.5 для лазерного излучения. Сверхкогерентность обусловлена установлением дальнего порядка при сверхизлучающем фазовом переходе.

Ключевые слова: сверхизлучение, когерентность, полупроводниковые лазерные структуры, опыт Юнга, интерференционная картина.

1. Введение

Переход атомной, молекулярной или электронно-дырочной системы в квантовые фазы (конденсат, сверхтекучесть или сверхпроводник) является экстраординарным процессом, когда и микроскопические, и макроскопические свойства системы претерпевают фундаментальные изменения. Бозе-конденсация, т. е. накопление макроскопически большого числа частиц в основном энергетическом состоянии, наблюдается в ряде физических систем, в том числе в суперхолодных атомах газа и ансамблях квазичастиц в твердых телах [1–5]. В некоторых случаях квантовое состояние материи является результатом равновесной конденсации. Наиболее типичный пример – сверхпроводящее состояние куперовских пар в металлах. Однако во многих случаях время жизни частиц или квазичастиц конечно и может находиться в диапазоне от пико- до миллисекунд. И даже в этом случае конденсация возможна при условии, что время жизни частиц гораздо больше характерного времени рассеяния частиц друг на друге. В настоящее время общепризнано, что установление фазовой когерентности на макроскопических расстояниях является неотъемлемым свойством всех бозе-конденсатов [6, 7]. Эксперименты по исследованию наличия интерференции двух конденсатов или двух отдельных частей одного и того же конденсата часто рассматриваются как более убедительное доказательство, чем наблюдения макроскопически большой заселенности основного состояния [8]. Формирование дальнего порядка и пространственную когерентность можно измерить с помощью ин-

терференционных картин, используя интерферометр Майкельсона или классический опыт Юнга.

Сверхизлучение (СИ) (коллективная спонтанная рекомбинация) обладает многими характеристиками квантового фазового перехода [9, 10]. Одной из основных особенностей является взаимная фазировка излучателей, без которой возникновение СИ практически невозможно [11]. Установление коллективного СИ-состояния в среде подразумевает возникновение макроскопической поляризации, которая предполагает формирование упорядоченного состояния. После всестороннего теоретического исследования [12] СИ было экспериментально обнаружено во многих средах – газах, твердых телах и полупроводниках, в том числе в системах квантовых точек и экситонных конденсатах при низких температурах [11, 13]. СИ в полупроводниках зарегистрировано в виде мощных фемтосекундных импульсов в многосекционных лазерных GaAs/AlGaAs-структурах в конце 1990-х гг. [14, 15]. Способность этих структур генерировать обычное лазерное излучение наряду с СИ поставила вопрос о том, что наблюдаемая генерация фемтосекундных импульсов может соответствовать обычной лазерной генерации. Однако дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования [16–18] явно показали, что характерные черты СИ принципиально отличаются от лазерных. Принципиальная разница возникает из-за различия внутренних свойств полупроводниковой среды при лазерной генерации и СИ. Оптическое излучение полупроводникового лазера является когерентным, тогда как сама полупроводниковая среда остается некогерентной. В отличие от лазерной генерации при генерации СИ как электромагнитное поле, так и электронно-дырочная система оказываются когерентными.

В настоящей работе экспериментально продемонстрировано, что при генерации СИ ансамбль электронов и дырок в активной области обладает пространственной когерентностью как в продольном, так и в поперечном направлении; причем степень этой когерентности выше, чем у когерентности лазерного излучения.

П.П.Васильев. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Centre for Photonic Systems, Department of Electrical Engineering, University of Cambridge, 9 JJ Thomson Avenue, CB3 0FA, UK; e-mail: pv261@cam.ac.uk

R.V.Penty, I.H.White. Centre for Photonic Systems, Department of Electrical Engineering, University of Cambridge, 9 JJ Thomson Avenue, CB3 0FA, UK

Поступила в редакцию 24 октября 2012 г.

2. Эксперимент

Были исследованы два вида GaAs/AlGaAs-гетероструктур с различными конфигурациями активного слоя. Все лазерные структуры имели трехсекционную геометрию – с двумя усиливающими секциями у торцов и центральной секцией, служащей электрически управляемым оптическим поглотителем. На рис.1 схематически показана в разрезе активная область полупроводниковой структуры. Активный слой GaAs толщиной около 0.2 мкм расположен между слоями p- и n-AlGaAs. Наносекундные импульсы тока подавались на усиливающие секции и создавали концентрацию электронов и дырок в диапазоне $10^{17} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$ в зависимости от амплитуды тока I . Переменное запирающее смещение V на центральной секции позволяло контролировать величину оптического поглощения в активном слое. Спонтанное излучение и обычная лазерная генерация могут быть достигнуты при различных значениях I и V . Так, например, типичная пороговая концентрация носителей при лазерной генерации, когда $V = 0$, составляет $(1.0 - 1.5) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Параметры использованных лазерных структур описаны в предыдущих публикациях [11, 16, 17].

Из-за наличия различных процессов сверхбыстрой релаксации в полупроводниковой среде (электронно-электронные, электронно-дырочные столкновения и взаимодействия с фононами) электронно-дырочные пары (как квантовые излучатели) являются некогерентными между собой. Типичные значения времени релаксации поляризации составляют $10^{-14} - 10^{-13} \text{ с}$ при комнатной температуре, поэтому ни макроскопической поляризации, ни упорядоченного состояния в лазерной системе нет. Рост смещения V увеличивает поглощение и может предотвратить развитие лазерной генерации. Как показано в работе [11], СИ-состояние может формироваться в активном слое при достаточно больших I и V . Условия и механизм образования этого состояния были исследованы ранее [11, 16–18]. Типичные значения плотности носителей в этом случае превышают $6 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Когерентность СИ-состояния можно легко исследовать, анализируя выходное излучение с граней структуры с помощью интерферометра Майкельсона. Мы провели такой эксперимент с лазерными структурами первого типа. Они имели прямоугольную активную область шириной 5–6 мкм и общую длину 100 мкм. Длина поглотителя со-

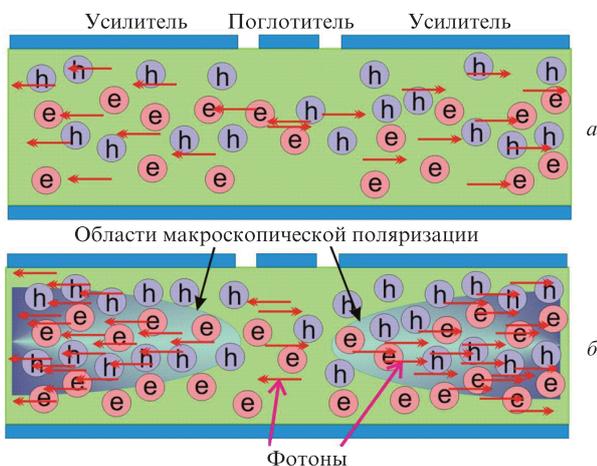


Рис.1. Схематическое изображение активного слоя в случае лазерного излучения (а) и сверхизлучения (б).

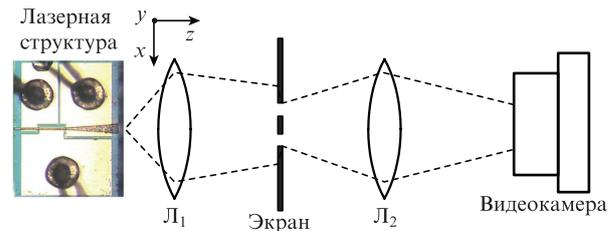


Рис.2. Схема опыта Юнга с использованием полупроводниковой лазерной структуры с расширяющимся волноводом. Интерференционная картина регистрируется CCD-видеокамерой. Линза L_1 строит изображение излучающей области на экране, линза L_2 – на приемной площадке видеокамеры.

ставляла 10 мкм, а каждая усиливающая секция – 30 мкм. Результаты эксперимента представлены в разд.3.

Также были проведены эксперименты по измерению пространственной когерентности СИ-состояния в поперечном направлении. Мы использовали известную конфигурацию опыта Юнга с двумя щелями [19], которая в последнее время стала эталонной схемой при демонстрации установления дальнего порядка и пространственной когерентности конденсированных квантовых состояний [20, 21]. В этом случае применялись полупроводниковые структуры второго типа, которые имели геометрию волновода, расширяющегося от 5 до 30–40 мкм в зависимости от образца. Схема эксперимента показана на рис.2. Интерференционные картины излучения полупроводниковой структуры, прошедшего через две щели, наблюдались с помощью CCD-видеокамеры в режимах спонтанного излучения, лазерной генерации и СИ. Поскольку интенсивности излучения в этих режимах сильно различаются, для обеспечения линейности отклика камеры применялся оптический аттенуатор с переменным пропусканием. В опытах использовались три набора двойных щелей разных размеров (5, 10 и 15 мкм) с расстоянием между щелями r , которое увеличивалось от 5 до 200 мкм. Видность интерференционной картины характеризует величину фазовой когерентности между двумя заданными точками излучающей области структуры. Эволюция фазовой когерентности внутри полупроводниковой среды при различных динамических режимах может быть количественно исследована с помощью анализа корреляционных функций первого порядка $g^{(1)}(r)$. Результаты экспериментов представлены в разд.4.

3. Когерентность среды вдоль продольной оси

Первая серия измерений была проведена с помощью интерферометра Майкельсона. Использовался тот же интерферометр, которым измерялись длительности фемтосекундных СИ-импульсов при генерации второй гармоники [22]. Сканирование плеча интерферометра с микронной точностью позволяет точно устанавливать наличие или отсутствие фазовой когерентности исследуемого излучения. Хорошо известно, что в интерферограмме любого лазерного излучения существует один пик при нулевой задержке в интерферометре. Его ширина определяется временем когерентности лазерного излучения и обратно пропорциональна спектральной ширине излучения. В многомодовом лазере возможны две ситуации. Первая возникает, когда моды не связаны по фазе (не синхронизованы), тогда интерференция наблюдается только при нулевой задержке в плечах интерферометра в пределах,

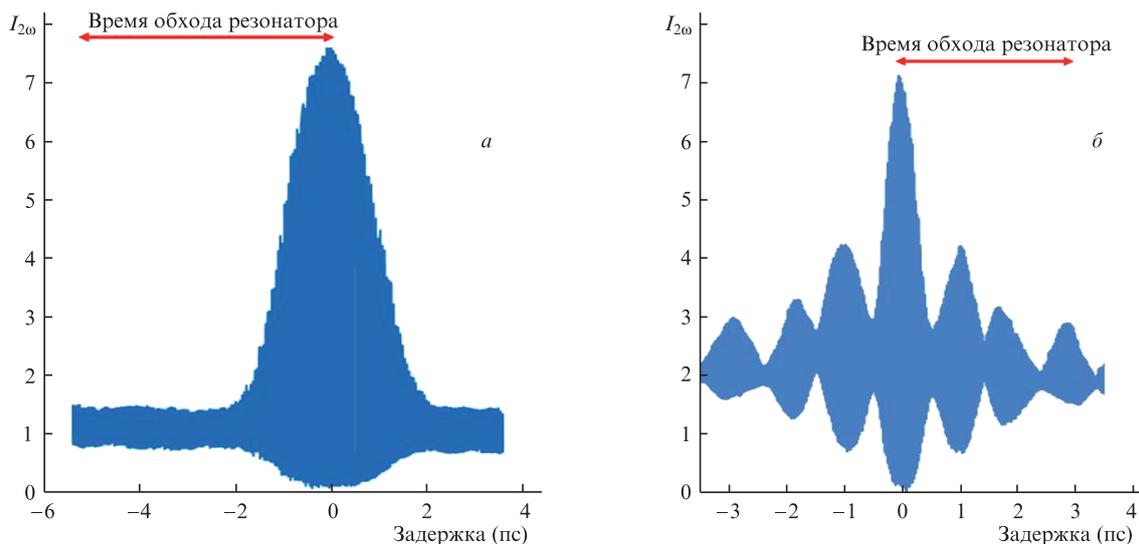


Рис.3. Корреляционные функции 2-го порядка I_{20} для лазерного излучения (а) и сверхизлучения (б).

определяемых шириной спектра. Во второй ситуации – в режиме синхронизации мод – существуют дополнительные идентичные интерференционные пики, разделенные временем двукратного прохода света по резонатору лазера [22]. На рис.3 приведены типичные автокорреляционные функции 2-го порядка в случае лазерного излучения и при генерации импульсов СИ в структурах первого типа.

В случае лазерного излучения, как и ожидается, наблюдается один пик, тогда как характерными особенностями автокорреляционной функции СИ является наличие нескольких пиков и интерференционных полос при ненулевой задержке. Единственный пик при нулевой задержке в случае лазерного излучения – результат некогерентного усиления в активной среде лазера. В самом деле, электронно-дырочные пары остаются когерентными с бегущей волной резонансного электромагнитного поля в течение времени, определяющегося временем релаксации T_2 . Многочисленные сверхбыстрые процессы релаксации в полупроводниковых средах приводят к быстрому разрушению когерентности, и электроны и дырки «забывают» информацию о фазе электромагнитного поля и фазе друг друга. Среда в любом лазере остается некогерентной, тогда как электромагнитное поле является когерентным. (Следует заметить, что когерентные среды в пределах времен $\sim T_2$ могут быть созданы в результате внешней резонансной накачки.) В данном конкретном случае возможно наблюдение таких интересных когерентных явлений, как фотонное эхо, самоиндуцированная прозрачность, генерация π - и 2π -импульсов и т. д. [23].

Корреляционную функцию СИ на рис.3, легко объяснить, если учесть существование двух макроскопически больших когерентных областей, показанных на рис.1. Корреляции, наведенные в электронно-дырочной системе на ранних стадиях развития СИ-состояния, коллективное спаривание электронов и дырок при обмене фотонами и конденсация на дно зон приводят к образованию когерентного БКШ-подобного состояния, как это описано в публикациях [16–18]. Излучение, однажды испущенное из определенной области этого состояния, может быть поглощено, а затем переизлучено в другой его части. Интерференционные полосы, которые присутствуют на рис.3 на всем промежутке времени двукратного обхода резонатора, являются доказательством наличия про-

тяженных областей пространственной когерентности в электронно-дырочном ансамбле. Наличие наблюдаемых множественных пиков на рис.3 обусловлено осцилляторным процессом обмена энергией между электромагнитным полем и резонансной полупроводниковой средой, аналогичным осцилляциям Блоха в двухуровневой системе. В заключение отметим, что корреляционная функция на рис.3,б является уникальной и характерной только для режима СИ. Такого вида корреляционные функции не наблюдаются в других режимах работы полупроводниковых лазеров.

4. Пространственная когерентность в поперечном направлении. Опыт Юнга

Для более убедительной демонстрации наличия сверхкогерентности в режиме СИ, существенно превышающей когерентность лазерного излучения, были проведены следующие эксперименты. Использовались пространственно многомодовые полупроводниковые структуры с расширяющимся волноводом (второй тип). Перед проведением опыта Юнга с этими излучателями нами была изучена динамика ближнего поля излучения в режимах лазерной генерации и СИ с помощью электронно-оптической камеры (стрик-камеры) [11]. Хорошо известно, что вследствие сильной оптической нелинейности полупроводниковых сред могут возникать различные нелинейные оптические явления, в том числе самофокусировка, обращение волнового фронта и комбинационное рассеяние. Пространственная неустойчивость светового поля в активной области лазеров, особенно в лазерах с широкой активной областью, приводит к развитию филаментации ближнего поля излучения. Это является результатом независимости отдельных пространственных мод и пространственной некогерентности активной среды. Неоднородности ближнего поля, неустойчивости и филаментации лазерного излучения всегда наблюдались в наших экспериментах в лазерном режиме в структурах с расширяющимся волноводом.

На рис.4 хорошо видно, как интенсивность лазерного излучения сильно изменяется в пространстве и во времени. В отличие от этого, импульсы СИ всегда излучаются одновременно со всей выходной апертуры лазерной стру-

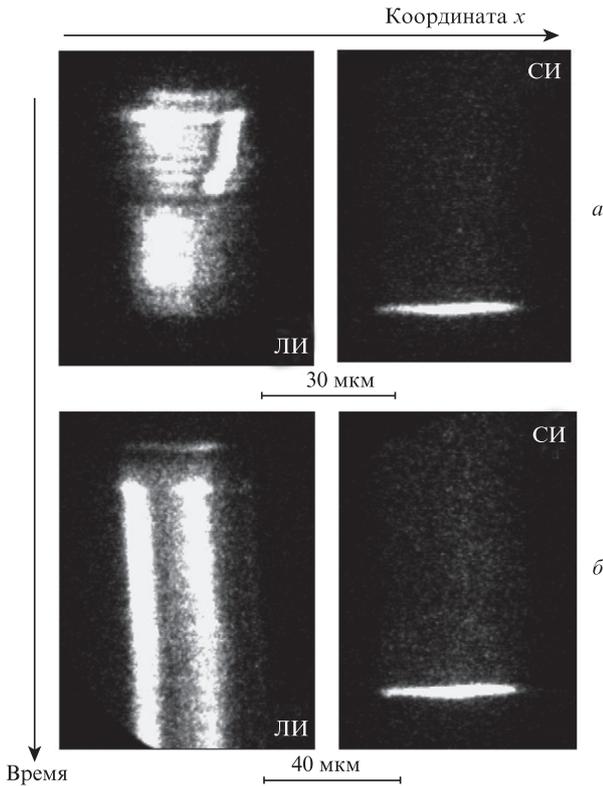


Рис.4. Динамика ближнего поля для лазерного излучения (ЛИ) и сверхизлучения (СИ) в двух структурах с расширяющимся волноводом и апертурой 30 (а) и 40 мкм (б).

ктуры. Продемонстрируем теперь, что степень пространственной когерентности СИ-состояния превышает такую для лазерного излучения в тех же пространственно многомодовых структурах. На рис.5 представлены два набора изображений, полученные в опыте Юнга для лазерного излучения и в случае генерации СИ. Вполне очевидно, что видность полос для сверхизлучения при всех условиях больше, чем для лазерной генерации. Различие в видности интерференционных картин отражает различие в фазовой когерентности.

Пространственная корреляционная функция первого порядка $g^{(1)}(r)$ количественно определяет степень дальне-

го порядка в квантовых конденсированных состояниях [3, 7, 20]. Кроме того, она часто рассматривается как степень конденсации в фазовом пространстве [20]. В нашем случае корреляционная функция $g^{(1)}(r)$ может быть определена в эксперименте с помощью анализа видности интерференционных картин, представленных на рис.5. Для получения $g^{(1)}(r)$ мы проинтегрируем интенсивность изображения $I(x, y)$ в узкой полосе вдоль оси y и аппроксимируем результат теоретической зависимостью вдоль оси x . Как хорошо известно [24], интенсивность интерференционной картины от двух щелей состоит из осциллирующей части, наложенной на свертку в виде функции $\sin(x)/x$:

$$I(x) = I_1(x) + I_2(x) + 2g^{(1)}(r)\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi(x) + \varphi_{12}), \quad (1)$$

где

$$I_{1,2} = |E_{1,2}|^2 \text{sinc}^2\left(\frac{x - x_0 \pm d/2}{X}\right); \quad \varphi(x) = \frac{2(x - x_0)}{X_c}; \quad (2)$$

$$X = \frac{2D}{k\delta}; \quad X_c = \frac{2D}{kd}.$$

Здесь d – расстояние между изображениями двух щелей в плоскости изображения, построенными второй линзой; D – расстояние между этой плоскостью и плоскостью видеокамеры; δ – размер изображения щели; x_0 – координата центра двух щелей в плоскости камеры; I_1, I_2 – интенсивность изображения каждой из щелей, когда другая закрыта; φ_{12} и $\varphi(x)$ – постоянная и переменная фазы поля излучения в плоскости камеры. Параметры d, X, X_c были оценены экспериментально, а параметры $g^{(1)}(r), I_1, I_2, \varphi_{12}$ и $\varphi(x)$ подбирались при расчетах. Описание геометрических параметров d, D, x_0, δ , а также параметры I_1, I_2, φ_{12} и $\varphi(x)$ и процедуру аппроксимации можно найти в [21]. На рис.6 представлены результаты измерений и расчетные данные, полученные с помощью формул (1) и (2), интерференционной картины $I(x)$.

Расчеты показали, что экспериментальные данные хорошо описываются теоретическими кривыми. Единственное небольшое расхождение возникает на крыльях $I(x)$ для лазерного излучения. Это можно объяснить, если принять во внимание сильную неоднородность ближнего и

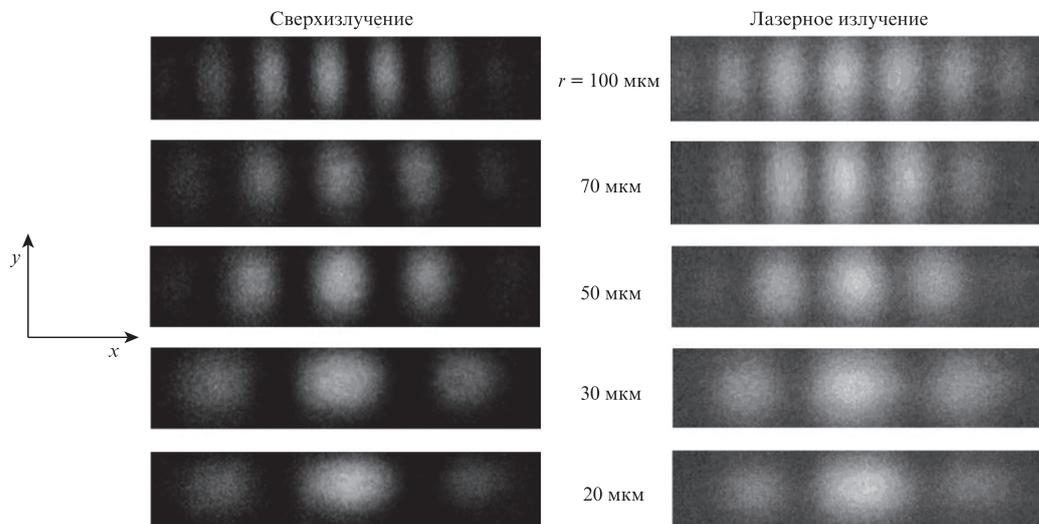


Рис.5. Интерференционные картины для лазерного излучения и сверхизлучения при различных расстояниях между щелями r .

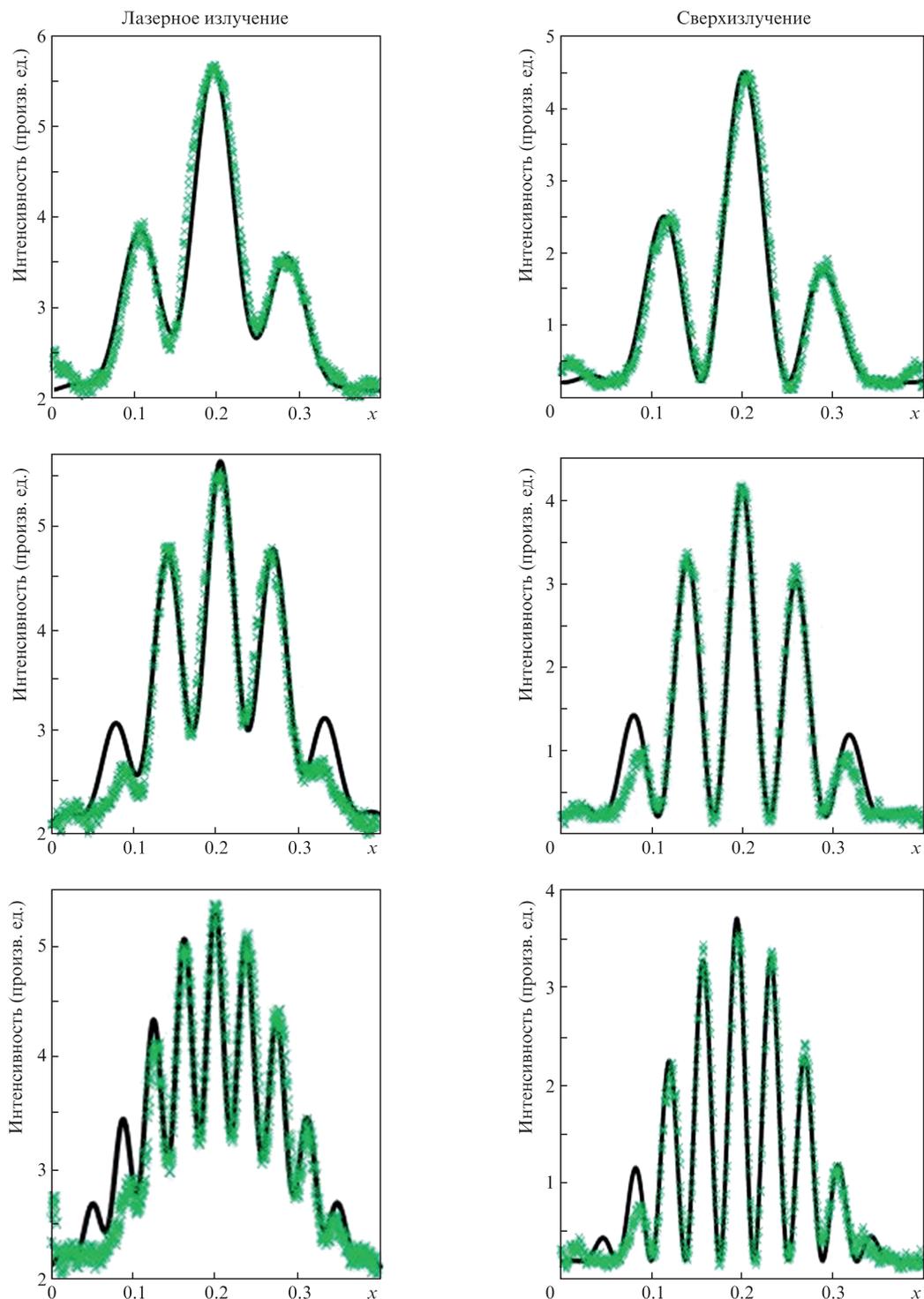


Рис.6. Интерференционные функции $I(x)$ для лазерного излучения и сверхизлучения. Точки – экспериментальные данные, сплошные кривые – их аппроксимации по формулам (1) и (2).

дальнего поля распределения лазерного излучения, в то время как уравнения (1) и (2), строго говоря, описывают идеальный случай однородного распределения поля. Последнее подтверждается аппроксимацией $I(x)$ для СИ, которое всегда было более близким к реальной ситуации (см. рис.6, правая колонка). Мы провели ряд измерений структур с расширяющимся волноводом и выходными апертурами 30 и 40 мкм при различных условиях накачки. Результаты расчета $g^{(1)}(r)$ показаны на рис.7.

Существенное количественное различие между СИ и лазерной генерацией очевидно. Частичную простран-

ственную когерентность в случае лазерной генерации можно понять, принимая во внимание факт существования несколько поперечных мод в пространственном профиле при всех уровнях накачки, а также временные и пространственные изменения излучения, показанные на рис.4. В отличие от лазерного излучения корреляционная функция $g^{(1)}(r)$ сверхизлучающего состояния близка к единице при всех размерах щелей и расстояниях между ними. Отметим, что условие $g^{(1)}(r) \sim 1$ является характеристикой любого когерентного конденсированного состояния с дальним порядком [3, 7, 20].

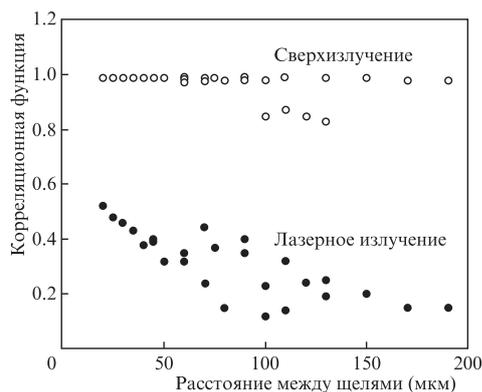


Рис.7. Корреляционная функция 1-го порядка $g^{(1)}(r)$ для СИ и лазерного излучения.

Здесь стоит обратить внимание на один очень важный факт. Пространственная когерентность с функцией $g^{(1)}(r)$, близкой к единице, может быть достигнута в лазере с одной пространственной модой. Однако установление когерентности в лазере происходит благодаря вынужденному излучению и эффекту оптической обратной связи за счет лазерного резонатора. Если рассматривать эволюцию пространственной и временной когерентности в лазере, то можно увидеть, как когерентное излучение возникает из случайного спонтанного шума в процессе усиления волны при распространении света назад и вперед между зеркалами. Окончательное установление когерентности требует сотни и тысячи пробегов по резонатору, при этом активная среда лазера остается некогерентной в течение всего времени.

В случае СИ наблюдаемое свойство $g^{(1)}(r) \sim 1$ обусловлено другим механизмом. Пространственная когерентность как в продольном, так и в поперечном направлении является результатом самоорганизации в электронно-дырочной системе. Вынужденное излучение играет важную роль в установлении корреляции и упорядочении в ансамбле электронов и дырок на ранних этапах эволюции СИ состояния [11, 17]. Тем не менее наблюдаемая интерференционная картина является результатом когерентности и установления дальнего порядка (макроскопической поляризации), который возникает внутри полупроводниковой среды, а не из-за действия оптической обратной связи. Макроскопически большое число носителей ($\sim 10^8$ пар [11]), занимающих существенную часть объема структуры, рекомбинирует одновременно. Типичная длительность импульсов СИ, генерируемых исследованными структурами, не превосходит 1 пс. При этом время двукратного прохождения света между гранями полупроводникового кристалла превышает 12 пс. Это означает, что в отличие от лазерной генерации оптическая обратная связь не играет абсолютно никакой роли при излучении импульсов СИ и что пространственная когерентность, регистрируемая в экспериментах, возникает сразу

и исключительно благодаря когерентности полупроводниковой среды.

5. Заключение

Таким образом, в работе экспериментально установлено наличие пространственной когерентности и макроскопического упорядоченного состояния в электронно-дырочной системе высокой плотности в лазерных структурах GaAs при генерации импульсов СИ при комнатной температуре. Возникновение пространственной когерентности и дальнего порядка наблюдалось в продольном и поперечном направлениях с помощью интерферометра Майкельсона и классического опыта Юнга. Продемонстрировано, что пространственная корреляционная функция первого порядка $g^{(1)}(r)$, которая количественно определяет степень дальнего порядка, близка к единице для СИ-состояния, тогда как $g^{(1)}(r) = 0.2-0.6$ для лазерного излучения, генерируемого в этих же структурах. Большая степень когерентности СИ-состояния обусловлена пространственной когерентностью полупроводниковой среды. Представленные результаты являются дополнительными доказательствами, подтверждающими концепцию формирования неравновесного БКШ-подобного когерентного состояния в GaAs в процессе сверхизлучательного фазового перехода, разработанную ранее [11, 16–18].

Авторы выражают благодарность Научному совету инженерных и физических наук Великобритании за финансирование. Авторы благодарят V.Olle за изготовление образцов щелей и Н.Кап и Н.Оhta за изготовление полупроводниковых структур.

1. Anderson M.H. et al. *Science*, **269**, 198 (1995).
2. Davis K.B. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 3969 (1995).
3. Deng H. et al. *Science*, **298**, 199 (2002).
4. Kasprzak J. et al. *Nature*, **443**, 409 (2006).
5. Demokritov S.O. et al. *Nature*, **443**, 430 (2006).
6. Snoke D. *Nature*, **443**, 403 (2006).
7. Ritter S. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 090402 (2007).
8. Dicke R.H. *Phys. Rev.*, **93**, 99 (1954).
9. Wang Y.K., Hioe F.T. *Phys. Rev. A*, **7**, 831 (1973).
10. Baumann K. et al. *Nature*, **464**, 1301 (2006).
11. Vasil'ev P.P. *Rep. Prog. Phys.*, **72**, 076501 (2009).
12. Gross M., Haroche S. *Phys. Rep.*, **93**, 301 (1982).
13. Andreev A.V. et al. *Cooperative Effects in Optics: Superradiance and Phase Transitions* (Bristol: IOP Publishing, 1993).
14. Васильев П.П. *Квантовая электроника*, **24** (10), 885 (1997).
15. Васильев П.П. *Квантовая электроника*, **29** (1), 4 (1999).
16. Vasil'ev P.P. et al. *Phys. Rev. B*, **64**, 195209 (2001).
17. Vasil'ev P.P. *Phys. Stat. Sol. (b)*, **241**, 1251 (2004).
18. Vasil'ev P.P. *Phys. Rev. B*, **74**, 125206 (2006).
19. Young T. *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, **94**, 1 (1804).
20. Bloch I. et al. *Nature*, **403**, 166 (2000).
21. Deng H. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 126403 (2007).
22. Vasil'ev P. *Ultrafast diode lasers: fundamentals and applications* (Norwood: Artech House, 1995).
23. Allen L., Eberly J.H. *Optical resonance and two-level atoms* (N.Y.: Wiley, 1975).
24. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М: Наука, 1970).