

# КОНДЕНСАЦИЯ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫХ ПАР В ОБЪЕМНОМ GaAs ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ В РЕЖИМЕ ФЕМТОСЕКУНДНОГО КООПЕРАТИВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*П. П. Васильев\**

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

*Х. Кан, Х. Ота, Т. Хирума*

*Hamamatsu Photonics K.K., Central Research Laboratory  
5000 Hirakuchi, Hamakita City, 434 Japan*

Поступила в редакцию 11 марта 2001 г.

Приведены результаты экспериментального исследования спектральных характеристик кооперативной рекомбинации электронно-дырочной плазмы высокой плотности в GaAs. Показано, что в условиях генерации мощных фемтосекундных импульсов сверхизлучения свойства электронов и дырок существенно отличаются от их свойств при лазерной генерации или обычной спонтанной рекомбинации. Пик линии кооперативного излучения ( $\hbar\omega = 1.405\text{--}1.407$  эВ) смещен внутрь (неперенормированной) запрещенной зоны. Он расположен на 20 мэВ ниже по энергии, чем пик лазерной генерации, и более чем на 40 мэВ ниже центра линии спонтанной рекомбинации при том же уровне накачки. Это соответствует электронно-дырочной конденсации на дно зон. Свойства кооперативной рекомбинации могут быть обусловлены спариванием электронов и дырок и образованием короткоживущего когерентного электронно-дырочного БКШ-состояния. Оцененное значение параметра порядка  $\Delta$  составило около 2 мэВ.

PACS: 42.50.Fx, 71.35.Ee

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Обнаруженный и исследованный ранее режим сверхизлучения (или кооперативной спонтанной рекомбинации) в полупроводниковых лазерных структурах [1–3] позволяет изучать электронно-дырочную ( $e\text{--}h$ ) плазму высокой плотности, находящуюся в совершенно необычных условиях. Действительно, благодаря специфической геометрии лазерной структуры и чрезвычайно высокой скорости накачки, на временах в несколько пикосекунд удается достичь уровня концентрации электронов и дырок в GaAs, в несколько раз превышающего порог лазерной генерации  $(1.5\text{--}2.0) \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Ненасыщенный коэффициент усиления в таких условиях может превосходить  $10^3$  см<sup>-1</sup>.

Как хорошо известно [4–6], режим сверхизлучения в системе квантовых осцилляторов состоит из двух временных фаз, сильно различающихся по длительности. Сначала происходят относительно медленная взаимная фазировка осцилляторов посредством электромагнитного поля и образование макроскопического диполя (макроскопической поляризации среды). Вторая фаза характеризуется быстрой излучательной рекомбинацией и коллективным излучением мощного и короткого электромагнитного импульса. В случае полупроводниковой среды длительность импульсов сверхизлучения лежит в фемтосекундном диапазоне [2].

Очевидно, что свойства когерентного ансамбля  $e\text{--}h$ -пар могут отличаться от свойств плазмы электронов и дырок, не связанных друг с другом. В частности, их статистические параметры в упорядоченной когерентной системе должны быть другими, от-

\*E-mail: peter@mail1.lebedev.ru

Рис. 1. Фотография одной из исследовавшихся полупроводниковых структур

личными от параметров  $e-h$ -плазмы, скажем, при спонтанной рекомбинации или в режиме лазерной генерации. Проведенные ранее эксперименты [1–3] показали, что когерентное взаимодействие оптического поля с полупроводниковой средой при сверхизлучении, проявившееся в генерации мощного фемтосекундного импульса, в когерентных биениях оптического поля с терагерцовой частотой, в появлении дублета в оптическом спектре и т. д., действительно имеет место. При этом когерентность взаимодействия сохранялась на временах в несколько раз больших времени  $T_2$  поперечной релаксации. Режим кооперативного излучения как качественно, так и количественно сильно отличается от всех динамических режимов полупроводниковых лазеров (модуляции добротности, синхронизации мод и т. д.).

С другой стороны, в течение многих лет разными авторами развивается подход к проблеме взаимодействия электромагнитного поля с  $e-h$ -системой, при котором рассматривается спаривание электронов и дырок и образование квазичастиц [7–10]. При низких плотностях электронов и дырок и достаточно низких температурах их спаривание, очевидно, приводит к образованию экситонов. При определенных

условиях возможна бозе-конденсация экситонов [11]. Спаренные электрон и дырка при высоких плотностях можно рассматривать как кооперативное  $e-h$ -состояние, сходное с БКШ-состоянием куперовских пар в сверхпроводнике [9, 10]. Цель настоящей работы — выяснить, наблюдаются ли при сверхизлучении изменения в статистических распределениях электронов и дырок. Также возникает вопрос: можно ли объяснить необычные свойства  $e-h$ -системы, наблюдаемые при сверхизлучении и перечисленные ранее, их спариванием и образованием когерентного БКШ-подобного  $e-h$ -состояния? Кроме того, мы попытаемся, исходя из экспериментальных данных, оценить величину параметра порядка  $\Delta$ . Предварительные результаты по конденсации  $e-h$ -пар и образованию когерентного  $e-h$ -БКШ-состояния были опубликованы ранее [12].

## 2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

В экспериментах использовались полупроводниковые лазерные структуры на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs, аналогичные описанным ранее [1–3]. Гетероструктуры были выращены на подложке  $n$ -GaAs методом газовой фазы осаждения из металлоорганических соединений (МОСVD). В верхнем сильнолегированном слое  $p$ -GaAs вытравливалась мезоструктура шириной 5 мкм для ограничения растекания тока инжекции в боковом направлении. Вдоль оси резонатора фотолитографическим способом создавались три секции. Две из них, расположенные у краев кристалла, имели единый электрический контакт и накачивались импульсами тока с амплитудой до 0.8–1.0 А. На рис. 1 показана фотография одной из структур. Пороги лазерной генерации в аналогичных структурах с одним верхним контактом составляли не более 100 мА. Длительность импульсов тока изменялась в пределах от 1 до 10 нс, частота следования импульсов составляла от 10 Гц до 14 МГц. Средняя часть полупроводниковой структуры, служившая насыщающимся поглотителем, была подключена к источнику постоянного напряжения. На нее подавалось запирающее напряжение в диапазоне от 0 до –10 В. Общая длина структур составляла 250, 350 и 450 мкм. Лазерные кристаллы помещались на специальный массивный медный хладопровод, обеспечивавший хороший теплоотвод от активной области. Несмотря на большую амплитуду токовых импульсов, средний ток через структуры не превышал 10–15 мА. Благодаря этому нагрев активной области относительно хладопро-

вода был незначительным. Все измерения проводились при комнатной температуре.

Спектральные характеристики излучения исследовались монохроматором МДР-23 с разрешением менее 0.1 нм. Динамика излучения изучалась с помощью электронно-оптической камеры IMACON-500 с временным разрешением 1.5 пс в режиме покадровой развертки. Предельное разрешение камеры было измерено с помощью фемтосекундных лазерных импульсов. Для более точного измерения длительности оптических импульсов использовалась методика регистрации автокорреляционных функций второго порядка при генерации второй гармоники [2,13]. Остальные детали экспериментальной установки приведены в [1, 2].

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 представлены типичные оптические спектры импульсов сверхизлучения, полученные при различных уровнях накачки в лазерной структуре. Абсолютная величина запирающего напряжения на поглощающей области структуры увеличивается на рисунке сверху вниз от 4.2 В (верхняя кривая) до 7.1 В (нижняя кривая). Стоит отметить, что при напряжениях менее 4.2 В режим сверхизлучения выражен слабее и сопровождается лазерной генерацией, а при приближении напряжения к 0 В вообще пропадает. При этом имеет место лишь лазерная генерация. На рис. 2 отчетливо видно, как центр спектра смещается в длинноволновую область, а его ширина уменьшается. Минимальное значение энергии фотона центра спектра составляет 1.406 мэВ, а длинноволнового края — 1.395 мэВ. На рисунке пунктирной линией отмечен край запрещенной зоны в чистом GaAs при  $T = 300$  К без учета сужения зоны с ростом концентрации носителей. Полная ширина спектров по основанию уменьшается с 20 мэВ до приблизительно 12 мэВ. Минимальная достигнутая ширина спектра составила менее 8 мэВ (около 4 мэВ на половине амплитуды). Форма спектров чаще всего несимметричная с более крутым длинноволновым краем и более плавным коротковолновым, хотя в ряде случаев, когда ширина спектров была особенно мала (4–5 мэВ), они имели практически симметричную форму. При достаточно большой величине напряжения сверхизлучение вообще не возникало. В этом случае электроны и дырки рекомбинировали спонтанным образом, интенсивность излучения была незначительной, и длительность оптического

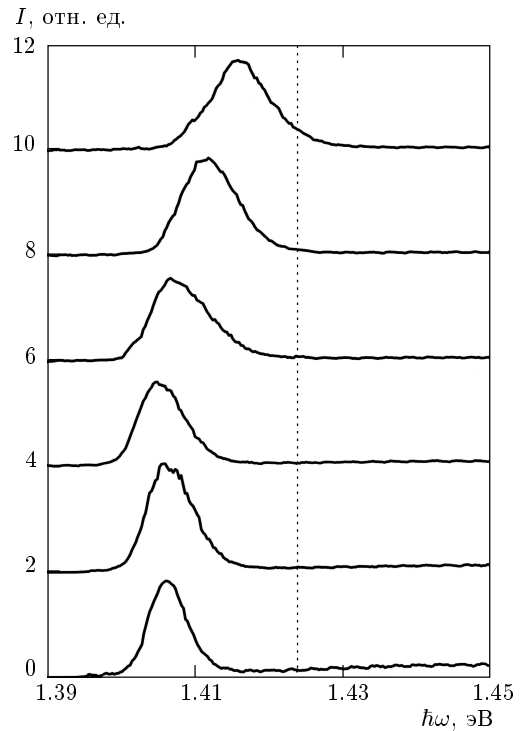


Рис. 2. Оптические спектры кооперативного излучения при разных запирающих напряжениях на поглотителе

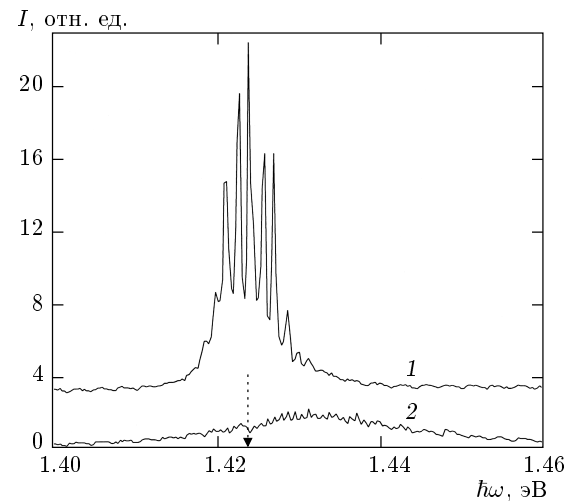


Рис. 3. Спектры лазерной генерации (1) и усиленного спонтанного излучения (2) при малом уровне возбуждения. Стрелкой указано положение края неперенормированной запрещенной зоны

импульса соответствовала длительности импульса накачки (несколько наносекунд).

Для сравнения на рис. 3 показаны типичные спектры лазерной генерации и обычной спонтанной

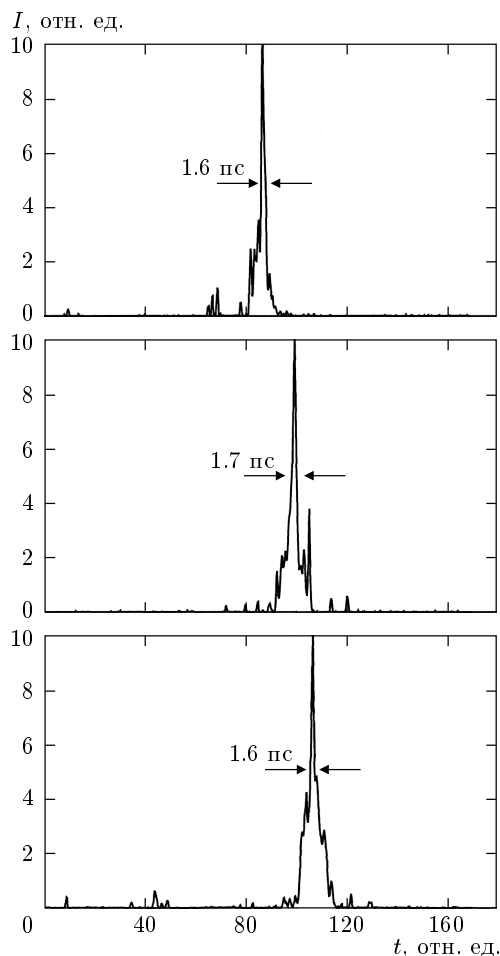


Рис. 4. Импульсы кооперативного излучения, зарегистрированные электронно-оптической камерой

рекомбинации электронов и дырок в исследуемых структурах при низком уровне накачки. Как обычно, спектр лазерной генерации состоит из нескольких продольных мод резонатора, центр его соответствует энергии фотона 1.424 эВ, что почти на 20 мэВ превосходит эту величину при кооперативном излучении. Центр спектра спонтанного излучения расположен еще выше по шкале энергий (1.432 эВ), он очень широкий, его ширина на половине амплитуды составляет примерно  $kT$ .

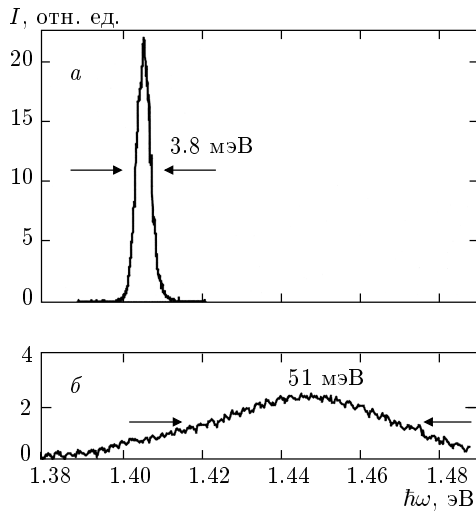
Во временной области оптическим спектрам, представленным на рис. 2, соответствуют фемтосекундные оптические импульсы, показанные на рис. 4. На рисунке приведены три огибающие импульсов кооперативного излучения. Длительность импульсов на экране слегка превосходит временное разрешение камеры (1.5 пс), что соответствует истинной длительности импульсов менее 1 пс. Для

точного измерения длительности импульсов применялась стандартная методика получения автокорреляционных функций интенсивности с помощью генерации второй гармоники. С помощью этого метода, имеющего фемтосекундное временное разрешение, была измерена истинная длительность импульсов сверхизлучения. Она оказалась лежащей в диапазоне от примерно 300 фс до 600 фс в зависимости от геометрии лазерной структуры и условий возбуждения. Отметим, что время прохода света от грани до грани кристалла составляло от 4 до 6 пс в зависимости от длины.

На рис. 4 хорошо видно, что фемтосекундная длительность импульсов кооперативного излучения получается сразу, в отличие от режима синхронизации мод, когда для получения фемтосекундных импульсов требуются десятки и сотни проходов по резонатору лазера. Произведение длительности импульсов сверхизлучения на ширину их спектра составило 0.6–0.9, т.е. они, так же как и импульсы лазеров с синхронизованными модами, спектрально практически ограничены. Это означает, что ширина спектра ограничена снизу величиной, определяемой временем жизни кооперативного состояния.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

Согласно экспериментальным данным, приведенным в предыдущем разделе и полученным ранее [1–3], мы имеем ситуацию, при которой в полупроводнике имеются две подсистемы (два ансамбля) электронов и дырок. Одна из них участвует в обычной спонтанной рекомбинации с незначительной мощностью и наносекундной длительностью, а другая рекомбинирует коллективно, формируя мощный и ультракороткий импульс сверхизлучения. Фазовая (внутризонная) релаксация переводит электроны и дырки из второго ансамбля в первый. Излучательная рекомбинация этих двух ансамблей сильно разнесена по длине волны. На рис. 5 показаны спектры кооперативного излучения и обычной спонтанной рекомбинации при практически одинаковом уровне накачки (плотности носителей). Энергия фотона максимума спектра кооперативного излучения равна 1.406 мэВ, тогда как эта величина для спонтанного излучения соответствует 1.451 мэВ. Из анализа приведенных выше оптических спектров следует, что перед излучательной коллективной рекомбинацией электроны и дырки во втором ансамбле сконденсированы на дно зон в узком энергетическом диапазоне (5–10 мэВ вблизи дна зон) и имеют минимальную энергию.



**Рис. 5.** Оптические спектры кооперативного излучения (а) и усиленного спонтанного излучения (б) при одинаковом уровне возбуждения и немного различающихся уровнях запирающего напряжения на поглотителе

Может возникнуть вопрос, являются ли наблюдаемые спектры результатом кооперативной рекомбинации или стимулированного излучения  $e-h$ -плазмы высокой плотности. Это обстоятельство является очень важным для правильной интерпретации эксперимента. В первом случае вид и форма спектров будут напрямую связаны с энергетическим распределением частиц в конденсате, и аппроксимация спектров формулами, приведенными ниже, будет иметь физический смысл [14–16]. Во втором же случае регистрируемый спектр будет результатом усиления первоначального спектра и будет искажен (модулирован) спектральным распределением коэффициента оптического усиления. При этом, как и в лазерном режиме, форма спектра напрямую не связана с распределением электронов и дырок по уровням, и оценки параметров  $e-h$ -системы (концентрации, энергии Ферми и т. д.) теряют смысл. Аналогично работе [17] нами было исследовано влияние процессов усиления и перепоглощения на форму и положение максимума спектра  $e-h$ -рекомбинации. Оказалось, что если предположить, что мы имеем дело с излучательной рекомбинацией  $e-h$ -плазмы и последующим ее усилением при распространении по образцу, то спектральное распределение коэффициента усиления действительно сильно искажает исходный спектр рекомбинации. Однако это искажение в первую очередь касается ширины спектра — спектр

существенно сужается, причем положение максимума практически не меняется, т. е. не происходит никакого длинноволнового (как и коротковолнового) сдвига. Этот же эффект был отмечен авторами работы [18]. Таким образом, наблюдаемый большой длинноволновый сдвиг линии рекомбинации не может быть объяснен усилением и перепоглощением излучения в толще полупроводника. Кроме того, в этом случае во временной области процесс рекомбинации занял бы гораздо больший временной интервал (десятки и сотни пикосекунд), и невозможно было бы объяснить появление фемтосекундных моноимпульсов, представленных на рис. 4.

Покажем теперь, что наблюдаемое излучение не может быть объяснено лазерным эффектом. Существуют два самых существенных отличия лазерной генерации от кооперативного излучения, наблюдаемого нами. Во-первых, различия в спектре, а во-вторых, качественные различия в динамике излучения. Действительно, в центре полупроводниковой структуры находится поглощающая область, коэффициент поглощения которой зависит от частоты. При приложении к поглотителю обратного смещения край поглощения смещается в область длинных волн (эффект Франца–Келдыша). Поэтому возникновение лазерной генерации с обратносмещенным поглотителем должно было бы возникать на самом крае спектрального распределения коэффициента усиления с длинноволновой стороны. Однако очевидно, что в этой области у дна зоны плотность состояний и, соответственно, коэффициент усиления во много раз меньше, чем в центре линии излучения, где обычно и возникает лазерная генерация. При этом в спектре лазерной генерации должны были бы наблюдаться моды резонатора, и спектр в этом случае был бы похож на спектр, показанный на рис. 3. Спектры же кооперативного излучения, как легко видеть на рис. 2, сплошные.

К настоящему времени динамика лазерного излучения очень хорошо изучена как теоретически, так и экспериментально [13]. Начальный период возникновения генерации многократно превосходит время обхода светом резонатора лазера (равное 3–12 пс для наших полупроводниковых структур). Кроме того, он обычно сопровождается релаксационными осцилляциями. Динамические режимы полупроводниковой лазерной структуры с тремя секциями были теоретически исследованы в [3]. Было продемонстрировано, что уменьшение начального (ненасыщенного) коэффициента усиления в структуре всего лишь в три-четыре раза приводит к качественному изменению динамики излучения. При недостаточно боль-

шом коэффициенте усиления лазерные структуры излучают обычные импульсы с модуляцией добротности с характерными длительностями 20–30 пс. Динамика и спектральное поведение лазеров с модуляцией добротности подробно изучены (см., например, [13]). Следовательно, развитие лазерной генерации на длинноволновом хвосте линии усиления привело бы либо к режиму модуляции добротности в лазерной структуре, либо к релаксационным осцилляциям. Это было бы легко зарегистрировано в эксперименте, так как оба этих режима динамически качественно и количественно сильно отличаются от режима кооперативного излучения.

Поэтому остается предположить, что мы имеем дело с рекомбинацией кооперативного состояния как целого. Его пространственный размер приблизительно равен произведению скорости света в среде на время поперечной релаксации (дефазировки) и в нашем случае составляет 20–40 мкм. Этому же способствует тот факт, что кооперативное состояние располагается вблизи торцов структуры (см. ниже), и излучение его сразу же выходит из образца [3]. И, кроме того, лишь концентрация электронов и дырок в узком энергетическом интервале может обеспечить достаточно большую величину коэффициента усиления, необходимую для выполнения критерия наблюдения сверхизлучения [3]. Такая концентрация возможна лишь при конденсации  $e$ - $h$ -пар.

Оценим теперь критическую плотность  $e$ - $h$ -пар, необходимую для их конденсации. Конденсация электронов и дырок (экситонов) в полупроводниках интенсивно исследуется в течение многих лет [7, 11]. Система электронов и дырок с концентрацией  $n$  переходит в конденсированное состояние, когда выполнен так называемый критерий квантового вырождения [11]

$$n\lambda_D^3 > 1, \quad (1)$$

где  $\lambda_D = \sqrt{2\pi\hbar^2/MkT}$  — длина волны де Бройля, а  $M$  — масса  $e$ - $h$ -пары. В GaAs имеем для электронов  $m_e = 0.07m_0$ , для тяжелых дырок  $m_{hh} = 0.5m_0$ , для легких дырок  $m_{lh} = 0.08m_0$  ( $m_0$  — масса электрона в вакууме). Согласно (1), при комнатной температуре для критической плотности получается значение около  $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , если пары формируются тяжелыми дырками. Для легких дырок и комбинации легких и тяжелых дырок это значение в несколько раз меньше, и конденсация начинается с пар, образованных электронами и легкими дырками. Экспериментально полученные величины плотности  $e$ - $h$ -пар в когерентном кооперативном состоянии близки к этому значению. Излучение при ре-

комбинации  $e$ - $h$ -конденсата, так же как и излучение  $e$ - $h$ -жидкости, должно быть сдвинуто в длинноволновую область.

В нашем случае больших плотностей и комнатных температур об экситонах речи не идет (энергия связи экситона в объемном GaAs составляет около 4 мэВ, радиус экситона  $a_0 \approx 140 \text{ \AA}$ ). При плотностях  $e$ - $h$ -пар в указанном выше диапазоне  $(2-5) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  среднее расстояние между частицами  $r_s = (3/4\pi n)^{1/3}$  составляет от 49 до 34  $\text{ \AA}$ . Поэтому когерентное состояние спаренных электронов и дырок в данном случае должно быть похожим на состояние ансамбля электронов в сверхпроводнике, когда характерный размер куперовских пар во много раз превосходит среднее расстояние между электронами (пары сильно перекрыты в пространстве).

Как уже отмечалось во Введении, авторами ряда работ [9, 10, 19] указывалось, что в режиме высокой плотности,  $r_s/a_0 \leq 1$ , кооперативное состояние электронов и дырок может напоминать БКШ-состояние куперовских пар в сверхпроводниках. Многочастичные взаимодействия в  $e$ - $h$ -системе приводят к тенденции спаривания электронов и дырок во всем диапазоне плотностей. Пары, составленные из двух фермионов, в первом приближении ведут себя как бозоны и способны к конденсации. В нашем случае решающую роль в спаривании и установлении когерентности в ансамбле электронов и дырок играет электромагнитное поле, постоянно присутствующее в объеме полупроводника. Отметим, что фазировке электронов и дырок предшествует просветление поглотителя полупроводниковой структуры излучением, распространяющимся между гранями кристалла. Из-за малости импульса фотона (по сравнению с импульсом электронов и дырок) поле рождает и уничтожает  $e$ - $h$ -пары с суммарным импульсом равным нулю. Таким образом, при наведении корреляций электромагнитным полем в  $e$ - $h$ -системе на начальной стадии развития сверхизлучения из всех электронов и дырок возникает когерентный ансамбль частиц (кооперативное состояние) с суммарным импульсом равным нулю. При этом, как отмечалось ранее, из-за наличия обратномещенного поглотителя в полупроводнике наведение корреляций (когерентности) в системе происходит длинноволновыми фотонами, так как оптическое поглощение меньше вблизи края зоны. Из-за очень большого коэффициента оптического усиления и экспоненциального нарастания фазировочного когерентного поля к концам структуры кооперативное состояние сильно неоднородно в пространстве. Оно преимущественно расположено у обеих граней кристалла. Коллективный из-

лучательный распад этого когерентного ансамбля и наблюдается в эксперименте в виде мощного фемтосекундного импульса.

Все частицы в коллективном состоянии парно спарены, причем размер пар многократно превосходит среднее расстояние между частицами. Поскольку суммарный импульс каждой пары, так же как и у куперовских пар, равен нулю, такое коллективное состояние называют БКШ-подобным  $e-h$ -состоянием [9, 10, 19]. По аналогии,  $e-h$ -БКШ-состояние должно иметь минимальную энергию, и при его рекомбинации должна наблюдаться минимально возможная энергия кванта. Этим можно объяснить наблюдаемый сильный длинноволновый сдвиг кооперативного излучения по сравнению как с лазерной генерацией, так и с обычной спонтанной рекомбинацией.

Для получения информации о параметрах  $e-h$ -системы мы воспользовались аппроксимацией спектров кооперативной рекомбинации, аналогичной той, которая используется для оценки концентрации и температуры при изучении люминесценции  $e-h$ -плазмы и  $e-h$ -жидкости в полупроводниках [14–16]. Как показано теоретически в работах [9, 10, 19], коллективное состояние  $e-h$ -пар описывается плотностью состояний квазичастиц и их распределением по уровням, точная форма которых может быть определена численным расчетом. При этом в энергетическом спектре квазичастиц имеется щель  $\Delta$ , величина которой ограничена сверху энергией связи  $e-h$ -пары (экситона). Мы воспользуемся результатами этих работ для аппроксимации наблюдаемых спектров коллективной рекомбинации.

Оказалось, что спектры хорошо описываются простой сверткой плотности состояний квазичастиц,  $\rho$ , и функций заполнения квазичастиц,  $\nu^2$ , согласно формуле

$$I(\hbar\omega) = I_0 \int_{E'_g}^{\hbar\omega} \rho(E) \rho(\hbar\omega - E'_g - E) \times \nu^2(E) \nu^2(\hbar\omega - E'_g - E) dE, \quad (2)$$

где  $E'_g$  — перенормированная ширина запрещенной зоны, а  $I_0$  — константа. Применимость этой формулы в нашем случае обусловлена следующим.

Как известно, фермиевские распределения в  $e-h$ -системе устанавливаются очень быстро, за времена всего лишь в несколько раз большие, чем время между соударениями электронов и дырок. В нашем случае очень большой плотности характерное

время между соударениями заведомо меньше 10 фс. Как показывают расчеты [3] и эксперименты [1, 2], характерные времена кооперативного излучения составляют сотни фемтосекунд, что гораздо больше времени установления фермиевских распределений. Кроме того, при коллективном распаде системы моменты рекомбинации отдельных  $e-h$ -пар коррелированы и все частицы рекомбинируют практически одновременно. Это означает, что зависимость  $I(\hbar\omega)$  будет определяться распределением электронов и дырок по энергии в соответствии с формулой (2) и не будет искажена перепоглощением и усилением в других областях структуры. И, наконец, сверхкороткое время жизни кооперативного состояния подразумевает размытость энергетических уровней и, соответственно, интегрирование по энергии. Действительно, согласно принципу неопределенности, ширина энергетического уровня тем больше, чем меньше время электрон или дырка находятся на нем. Поскольку кооперативное состояние существует всего лишь несколько сотен фемтосекунд, ширина отдельных уровней в зонах может составлять весьма ощутимую величину (более 1 мэВ), что должно быть отражено при аппроксимации спектров формулой (2).

Плотность состояний квазичастиц,  $\rho(E)$ , имеет особенность в точке  $E = \Delta$  [20]:

$$\rho \propto \frac{E}{\sqrt{E - \Delta}}. \quad (3)$$

Для устранения расходимости необходимо учитывать ширину энергетических уровней. Это можно сделать введением эффективной плотности состояний. Для простой лоренцевой формы линии эффективную плотность состояний можно записать в виде [17]

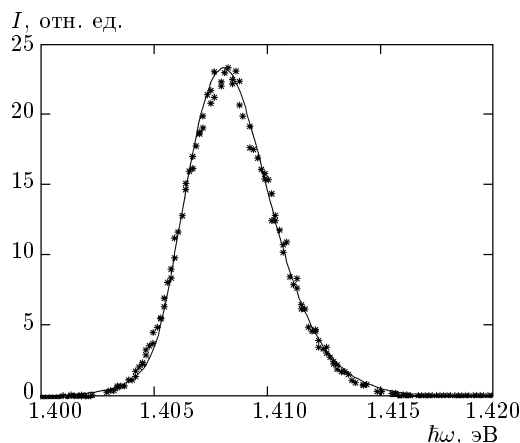
$$\rho_{eff}(E) = \frac{1}{\pi} \int \frac{\rho(E_1) dE_1}{\pi(E - E_1)^2 + \Gamma^2}, \quad (4)$$

где  $\Gamma$  — эффективная ширина уровней, в простейшем случае не зависящая от энергии.

Функция распределения квазичастиц,  $\nu^2(E)$ , так же как и в случае куперовских пар [21], очень близка фермиевскому распределению и может быть найдена численными методами [10]. Мы аппроксимировали ее следующей функцией:

$$\nu^2(E) = \frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{E - \mu}{\sqrt{(E - \mu)^2 + \Delta^2(E)}} \right], \quad (5)$$

где  $\mu$  — энергия Ферми, а величина щели  $\Delta$ , вообще говоря, зависит от квазиимпульса (энергии)



**Рис. 6.** Типичная аппроксимация спектра кооперативного излучения по формулам (2)–(5) при  $E'_g = 1.4008$  эВ,  $\mu = 7.3$  мэВ,  $\Delta_0 = 2.53$  мэВ,  $\Gamma = 1.7$  мэВ

и должна вычисляться самосогласованным образом [9, 10, 19]. Такой расчет выходит за рамки данной статьи. Пользуясь свойствами функции  $\Delta(k)$ , а именно, максимум функции  $\Delta_0$  расположен при  $k = k_F$  и  $\Delta(0) = \Delta(\infty) \rightarrow 0$ , мы аппроксимировали ее лоренцевой функцией, причем квазиимпульс Ферми  $k_F$  соответствует химическому потенциалу  $\mu$ .

Используя (2)–(5), мы аппроксимировали экспериментально полученные спектры, что показано на рис. 6. На рисунке приведен один из спектров, экспериментальные данные представлены звездочками, аппроксимация по формулам (2)–(5) — сплошной линией. Параметрами кривой являются величина щели  $\Delta_0$ , энергия Ферми  $\mu$ , перенормированная ширина запрещенной зоны  $E'_g$  и ширина уровней  $\Gamma$ . Видно, что расчетная кривая очень хорошо описывает экспериментальные данные. Хорошее совпадение было получено для всех без исключения спектров кооперативного излучения. При этом расчетные значения параметра  $\Delta_0$  лежали в диапазоне от 2.2 до 3.6 мэВ, значения параметра  $E'_g$  — от 1.400 до 1.405 мэВ, значения энергии Ферми  $\mu$  — от 3.5 до 7.4 мэВ, а эффективная ширина уровней  $\Gamma$  менялась для разных спектров от 0.7 до 2.3 мэВ. Оценки концентрации электронов и дырок совпадают с экспериментальными величинами, полученными из измерений числа накачиваемых  $e$ - $h$ -пар и энергии импульсов сверхизлучения. Отметим также, что значения параметра  $\Delta_0$  уменьшаются с ростом концентрации электронов и дырок.

Известно, что рассеяние куперовских пар друг на друге не ведет к потери когерентности

в ансамбле [21]. В нашем случае кооперативного  $e$ - $h$ -состояния мы имеем похожую ситуацию. Экспериментально было обнаружено сохранение когерентных свойств взаимодействия электронов и дырок с оптическим полем на аномально больших временах, многократно превосходящих время поперечной релаксации  $T_2$  (меньше 100 фс) [1, 2]. Более того, классический случай сверхизлучения должен был бы наблюдаться на временах заведомо менее 100 фс [6]. Экспериментально наблюдавшиеся когерентные биения с частотой более 1 ТГц, длившиеся несколько пикосекунд [2], говорят в пользу того, что в коллективном состоянии когерентность сохраняется несколько сотен фемтосекунд, хотя время между соударениями частиц в ансамбле менее 10 фс. Это может быть объяснено тем, что при рассеянии электронов и дырок внутри ансамбля потери когерентности не происходит. При соударении же с внешними электронами и дырками, не входящими в кооперативное состояние, когерентность ансамбля также сохраняется, поскольку, по-видимому, коллективное состояние воспринимает удар как целое, как своего рода огромная молекула. Поскольку число электронов и дырок в кооперативном состоянии очень велико (около  $10^8$  [2]) и суммарная масса многократно превосходит массу отдельного электрона (дырки), при взаимодействии когерентность ансамбля практически не меняется. Другими словами, время фазовой релаксации когерентного ансамбля должно быть больше времени  $T_2$  и расти с увеличением числа частиц.

В заключение отметим, что  $e$ - $h$ -БКШ-состояние, в отличие от обычного состояния куперовских пар в сверхпроводнике, должно быть существенно нестабильным из-за рекомбинации  $e$ - $h$ -пар.

## 5. ВЫВОДЫ

Таким образом, кооперативное состояние электронов и дырок, излучательная рекомбинация которого наблюдается в виде мощных фемтосекундных импульсов сверхизлучения, обладает рядом необычных свойств. Спектральное распределение этой рекомбинации соответствует конденсации электронов и дырок на дно зон. Время жизни кооперативного состояния составляет несколько сотен фемтосекунд. Экспериментально достигнутые значения  $e$ - $h$ -плотности близки к критической концентрации, необходимой для конденсации  $e$ - $h$ -пар при комнатной температуре.

Когерентность в кооперативном состоянии со-



храняется значительно дольше времени фазовой (внутризонной) релаксации в обычных условиях. Поскольку экспериментально достигнут режим большой плотности ( $r_s < 1$ ), то когерентное коллективное состояние электронов и дырок аналогично, скорее, БКШ-состоянию куперовских пар в сверхпроводнике, чем бозе-конденсату экситонов. Существенную и определяющую роль в спаривании электронов и дырок и наведении когерентности в нашем случае играет резонансное электромагнитное поле. Значение параметра  $\Delta_0$  (щели в энергетическом спектре квазичастиц), рассчитанное по аппроксимации оптических спектров кооперативной рекомбинации, составило 2–3 мэВ. Стоит отметить, что БКШ-подобная щель в вырожденной  $e$ - $h$ -системе по величине должна быть меньше энергии связи экситона (4 мэВ в нашем случае) и должна уменьшаться с ростом концентрации [19]. Последняя величина, в свою очередь, меньше ширины наблюдаемых спектров кооперативной рекомбинации, обусловленной временем жизни кооперативного состояния. Это обстоятельство в случае, когда энергетические уровни сильно размыты, делает весьма проблематичным прямое наблюдение энергетической щели в спектре электронов и дырок.

В заключение авторы выражают благодарность Ю. М. Попову за многочисленные полезные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. П. П. Васильев, КЭ **21**, 585 (1994).
2. П. П. Васильев, КЭ **24**, 885 (1997).
3. П. П. Васильев, КЭ **29**, 4 (1999).
4. N. Skribanowitz, I. T. Herman, J. C. MacGillivray et al., Phys. Rev. Lett. **30**, 309 (1973).
5. M. F. H. Schuurmans, Q. H. F. Vreken, and D. Polder, Adv. Atom. Molec. Phys. **17**, 167 (1981).
6. А. В. Андреев, УФН **160**(12), 1 (1990).
7. Л. В. Келдыш, А. Н. Козлов, ЖЭТФ **54**, 978 (1968).
8. В. М. Галицкий, С. П. Гореславский, В. Ф. Елесин, ЖЭТФ **57**, 207 (1969).
9. C. Comte and G. Mahler, Phys. Rev. B **34**, 7164 (1986).
10. T. Iida, Y. Hasegawa, H. Higashimura et al., Phys. Rev. B **47**, 7164 (1993).
11. *Bose-Einstein Condensation*, ed. by A. Griffin, D. W. Snoke, and S. Stringari, Cambridge University Press, Cambridge (1995).
12. П. П. Васильев, УФН **171**, 679 (2001).
13. P. Vasil'ev, *Ultrafast Diode Lasers: Fundamentals and Applications*, Artech House, Norwood (1995).
14. С. Г. Тиходеев, УФН **145**, 3 (1985).
15. J. C. Hensel, T. G. Phillips, and G. A. Thomas, in *Solid State Physics*, ed. by H. Ehrenreich, F. Seitz, and D. Turnbull, Academic Press, New York (1977), p. 207.
16. H. Kalt, K. Reimann, W. W. Ruhle et al., Phys. Rev. B **42**, 7058 (1990).
17. В. Д. Кулаковский, В. Б. Тимофеев, В. М. Эдельштейн, ЖЭТФ **74**, 372 (1978).
18. В. С. Днепровский, В. И. Климов, М. Г. Новиков, ЖЭТФ **99**, 843 (1991).
19. T. J. Inagaki, T. Iida, and M. Aihara, Phys. Rev. B **62**, 10852 (2000).
20. H. Chu and Y. C. Chang, Phys. Rev. B **54**, 5020 (1996).
21. М. Тинкхам, *Введение в сверхпроводимость*, Атомиздат, Москва (1980).