

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Научная сессия Отделения общей физики и астрономии Российской академии наук

(29 ноября 2000 г.)

29 ноября 2000 г. в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы РАН состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии Российской академии наук. На сессии были заслушаны доклады:

1. **Васильев П.П.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Когерентные эффекты при генерации фемтосекундных импульсов в полупроводниковых лазерах.*

2. **Ораевский А.Н.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Бозе-конденсаты с точки зрения лазерной физики.*

Краткое изложение представленных докладов публикуется ниже.

PACS numbers: 42.50.Fx, 42.65.-k, 71.35.Ee

Когерентные эффекты при генерации фемтосекундных импульсов в полупроводниковых лазерах

П.П. Васильев

Когерентность является одним из фундаментальных понятий физики. Свойство когерентности может относиться не только к состоянию электромагнитного поля (ансамблю фотонов), но и к коллективам бозонов или фермионов, находящихся в конденсированном состоянии. Ярким примером этого может служить когерентное состояние ансамбля куперовских пар в сверхпроводнике. Кроме того, когерентность сильно проявляется при взаимодействии электромагнитного поля со средой в таких явлениях квантовой оптики как самоиндуцированная прозрачность, затухание свободной индукции, фотонное эхо, сверхизлучение и ряде других [1]. При этом среда при взаимодействии с полем обладает "фазовой памятью", и ее состояние определяется не только состоянием электромагнитного поля в данный момент, но и его характеристиками в предшествующие моменты времени.

Во всех перечисленных динамических процессах характеристическим масштабом во временной области является время фазовой релаксации T_2 . Для наблюдения когерентного взаимодействия электромагнитного поля

со средой необходимо, чтобы временные характеристики электромагнитного поля (например, длительность импульсов или задержка между импульсами) была меньше этого времени. Полупроводниковые среды обладают чрезвычайно короткими временами T_2 , не превосходящими 10^{-13} с (100 фс) при комнатной температуре. Поэтому следует ожидать, что когерентность взаимодействия электромагнитного поля с полупроводниками может проявиться только на фемтосекундном масштабе времен.

В докладе представлены результаты экспериментального исследования когерентного взаимодействия оптического поля с полупроводниковой средой при сверхизлучении в лазерных структурах на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs. Все измерения проводились при комнатной температуре. Подробное описание образцов опубликовано ранее [2–4]. Для предотвращения лазерной генерации и получения большой ($> 2 \times 10^{18}$ см $^{-3}$) концентрации электронно-дырочных (e–h) пар в полупроводниковых структурах создавался насыщающийся поглотитель, к которому прикладывалось запирающее напряжение. Меняя величину этого напряжения, можно было варьировать начальную концентрацию e–h пар и влиять на характеристики кооперативного (сверхизлучающего) e–h состояния.

Сверхизлучение в образцах возникало при приложении к усилительным секциям структуры мощных импульсов тока наносекундной длительности с амплитудой 0,4–2,0 А и запирающем напряжении на поглотителе в пределах от –3 до –10 В. Импульсы сверхизлучения имели длину волны около 885 нм (1,40 эВ), типичную длительность 300–400 фс и пиковую мощность более 20 Вт (плотность потока мощности около 10^9 Вт см $^{-2}$). Излучение было линейно поляризовано, причем вектор электрического поля лежал в плоскости слоев гетероструктуры (TE-мода). Обращали на себя внимание нестабильность формы импульсов и большой разброс моментов появления импульсов, многократно превосходящий их длительность. В образцах длиной 90–100 мкм наблюдались сильные когерентные биения, обусловленные когерентным взаимодействием оптического поля со средой и наличием двух пространственных областей кооперативного состояния электронов и дырок. Эти две области имели размер 20–30 мкм на 5 мкм на 0,2 мкм каждая и находились вблизи граней образца. Когерент-

ные осцилляции оптического поля продолжались на временах более 10 пс, что составляло несколько времен двукратного прохода света между гранями полупроводника [2]. В зависимости от условий возбуждения и длины образца, частота когерентных осцилляций в 1–3 раза превосходила межмодовую частоту резонатора, образованного гранями кристалла. Максимальная частота осцилляций составила 1,1 ТГц. При этом оптический спектр представлял собой дублет с расстоянием между компонентами, равным величине, обратной периоду когерентных осцилляций. Такая временная и спектральная динамика соответствует ситуации, когда амплитуда поля меняет свой знак (фаза скачком меняется на π), что является отличительной чертой когерентности взаимодействия поля и среды. Когерентность в полупроводниковой среде сохранялась на временах, многократно превосходящих время T_2 , что, на наш взгляд, обусловлено кооперативными свойствами ансамбля $e-h$ пар, находящихся в коррелированном состоянии, наведенном электромагнитным полем.

Как было показано в [4], сверхизлучение в полупроводниковой среде возникает всегда, когда коэффициент оптического усиления (пропорциональный концентрации $e-h$ пар) достаточно велик. Критерием для величины коэффициента усиления α является неравенство

$$c\alpha T_2 > 1, \quad (1)$$

где c — скорость света в среде. Для параметров, типичных для объемного GaAs при комнатной температуре, неравенство (1) дает значение для α , превосходящее $1,3 \times 10^3 \text{ см}^{-1}$. Эта величина значительно превосходит типичные коэффициенты усиления в лазерах, составляющих $50 - 300 \text{ см}^{-1}$, в зависимости от потерь в резонаторе. Вот почему сверхизлучение не наблюдалось ранее в полупроводниковых лазерных структурах. Для достижения требуемого коэффициента усиления, удовлетворяющего неравенству (1), необходимо, во-первых, прикладывать к полупроводниковой структуре токи с амплитудой, многократно превосходящей порог лазерной генерации, а во-вторых, предотвращать развитие лазерной генерации в образце. Эти условия необходимы для того, чтобы накапливать достаточно большое число $e-h$ пар, требуемое для их перехода в кооперативное состояние до начала излучательной рекомбинации.

Свойства $e-h$ пар, находящихся в кооперативном состоянии, поистине замечательны. Отметим некоторые из них. Как известно, электроны и дырки в полупроводниках могут спариваться и при определенных условиях образовывать конденсаты [5–7]. При низких температурах и низких плотностях электронов и дырок — это экситонный бозе-конденсат [6], а при высоких плотностях спаривание электронов и дырок может приводить к коллективному состоянию в полупроводнике, похожему на конденсат куперовских пар в сверхпроводнике [7]. В наших экспериментах проводились исследования спектров рекомбинации электронов и дырок, находящихся в кооперативном состоянии в GaAs, в зависимости от их концентрации $(2-6) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. При таких концентрациях среднее расстояние между электронами и дырками во много раз меньше радиуса экситона (безразмерный параметр r_s находится в диапазоне 0,27–0,47), что соответствует режиму высоких плотностей. Оказалось, что линия кооперативной $e-h$ рекомбинации лежит на 15–20 мэВ ниже по энергии, чем линия обычной спонтан-

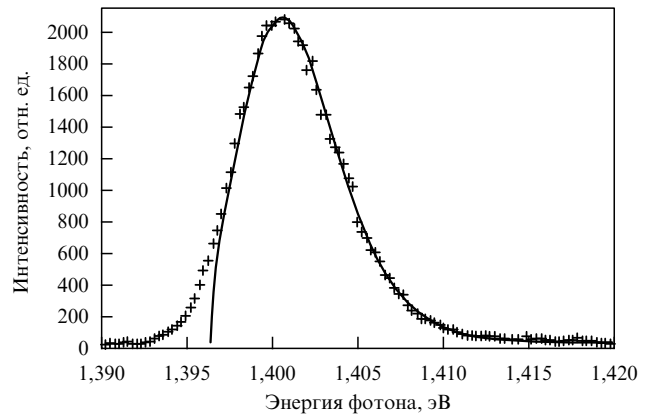


Рис. 1. Спектр рекомбинации $e-h$ кооперативного состояния (+) и его аппроксимация.

ной рекомбинации и чем линия лазерной генерации в этой же структуре. На рисунке 1 показан типичный спектр $e-h$ рекомбинации в кооперативном состоянии. Видно, что в данном случае центр линии смещен в красную область спектра на 20 мэВ относительно края непериодизированной запрещенной зоны GaAs при $T = 300 \text{ К}$ (1,424 эВ). Ширина линии фактически определяется временем жизни кооперативного $e-h$ состояния. На рисунке 1 также представлена аппроксимация спектра сверткой плотностей состояний ($\sim \sqrt{E}$) и фермиевских функций заполнения состояний электронов и дырок в зонах по формуле

$$I(\hbar\omega) = I_0 \int_{E_g}^{\hbar\omega} \rho_c(E) \rho_v(\hbar\omega - E_g - E) \times \\ \times f_e(E) f_h(\hbar\omega - E_g - E) dE.$$

Данная аппроксимация очень хорошо описывает линию рекомбинации во всей области, за исключением длинноволнового хвоста, где плотность состояний не описывается простой корневой зависимостью и требует модификации [8]. Пользуясь аппроксимацией, можно оценить концентрацию электронно-дырочных пар и их эффективную температуру, что является стандартным методом при исследовании излучения $e-h$ плазмы и $e-h$ конденсата. В экспериментах были исследованы спектры рекомбинации при различных концентрациях $e-h$ пар и построена зависимость эффективной $e-h$ температуры от концентрации. Эта зависимость представлена на рис. 2.

Обращает на себя внимание очень низкая величина эффективной температуры 7–25 К, соответствующая величине энергетической щели в $e-h$ спектре, равной 1,5–2,5 мэВ. Кроме того, падение температуры с ростом концентрации является типичным для электронно-дырочного конденсата [9, 10], в отличие от роста температуры, характерного для $e-h$ плазмы. В экспериментах было получено подтверждение того, что кооперативное $e-h$ состояние характеризуется очень низкой температурой. Оказалось, что электроны и дырки, оставшиеся в кристалле после импульса сверхизлучения и не принимавшие в нем непосредственного участия, характеризуются повышенной температурой, превосходящей температуру решетки. Центр линии спонтанной реком-

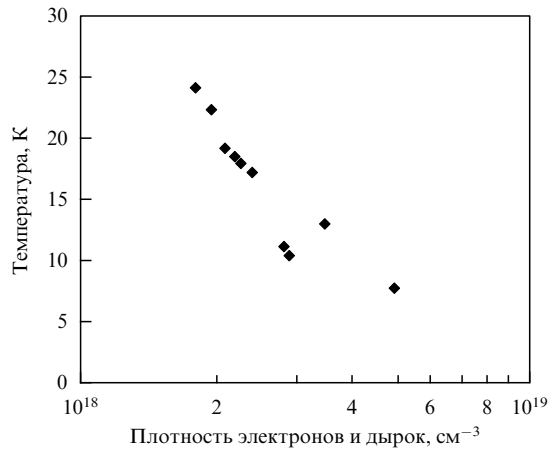


Рис. 2. Зависимость эффективной температуры электронов и дырок в кооперативном состоянии от концентрации.

бинации этой перегретой части $e-h$ подсистемы (1,451 эВ) смещен в коротковолновую область спектра на 15–18 мэВ относительно центра линии обычного спонтанного излучения.

Спариванию электронов и дырок в кооперативном состоянии способствует не только наличие общего электромагнитного поля и обмен фотонами, создающими и уничтожающими электроны и дырки парами, обладающими равными по амплитуде и противоположно направленными импульсами. Этому способствует также наличие электрического поля в $p-n$ переходе лазерной структуры, приводящее к электронному и дырочному токам, при которых электроны и дырки имеют противоположно направленные импульсы.

Таким образом, впервые наблюдалось сверхизлучение электронов и дырок в объемном полупроводнике при комнатной температуре. Когерентное взаимодействие оптического поля с $e-h$ системой сопровождалось осцилляциями с частотой более 1 ТГц с изменением знака амплитуды поля. Режим сверхизлучения в полупроводнике сопровождался образованием кооперативного $e-h$ состояния (области макроскопической поляризации). Время жизни этого кооперативного состояния составляет менее 1 пс. При этом когерентность взаимодействия электромагнитного поля с $e-h$ системой сохраняется на временах, много больших времени T_2 . Это может быть обусловлено спариванием электронов и дырок, находящихся в кооперативном состоянии, их конденсацией и образованием состояния, аналогичного БКШ состоянию куперовских пар в сверхпроводниках. В этом случае рассеяние пар друг на друге не ведет к потере когерентности.

Список литературы

1. Аллен Л, Эберли Дж *Оптический резонанс и двухуровневые атомы* (М.: Мир, 1978)
2. Васильев П П *Квантовая электроника* **21** 585 (1994)
3. Васильев П П *Квантовая электроника* **24** 885 (1997)
4. Васильев П П *Квантовая электроника* **29** 4 (1999)
5. Келдыш Л В, Козлов А Н *ЖЭТФ* **54** 978 (1968)
6. Griffin A, Snoke D W, Stringari S (Eds) *Bose – Einstein Condensation* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995)
7. Iida T, Hasegawa Y, Higashimura H, Aihara M *Phys. Rev. B* **47** 9328 (1993)

8. Smith L M, Wolfe J P *Phys. Rev. B* **51** 7521 (1995)
9. Jeffries C D, Keldysh L V (Eds) *Electron–Hole Droplets in Semiconductors* (Amsterdam: North-Holland, 1983)
10. Kalt H et al. *Phys. Rev. B* **42** 7058 (1990)

PACS numbers: 03.75.Fi, 05.30.Jp, **74.40. + k**

Бозе-конденсаты с точки зрения лазерной физики

А.Н. Ораевский

1. Когерентность бозе-конденсатов и условие инверсии

Бозе-конденсат давно находится в сфере повышенного интереса исследователей. Он прежде всего притягивал их внимание в связи с проблемами сверхпроводимости и сверхтекучести [1, 2]. Когерентное состояние электромагнитного поля с определенной частотой и пространственной конфигурацией, генерируемое лазером, также может рассматриваться как бозе-конденсат фотонов. Сравнительно недавно возникла новая волна интереса к исследованию бозе-конденсата в связи с проведением успешных экспериментов по охлаждению атомов до рекордно низких температур порядка 10^{-7} К [3–5]. При таких температурах удается получать бозе-конденсат атомов при небольших их концентрациях и наблюдать интерференцию двух ансамблей бозе-конденсатов атомов, захваченных в ловушку [6]. Интерес к бозе-конденсату атомов прежде всего общефизический. В состоянии бозе-конденсата отчетливо проявляется волновая природа материи, и ансамбль достаточно большого числа частиц ведет себя как классическое поле, имеющее амплитуду и фазу.

Бозе-конденсат частиц всегда *a priori* считался когерентным состоянием материи. При этом молчаливо предполагалось, что выпадение частиц в бозе-конденсат автоматически формирует это когерентное состояние. Но исследователю с менталитетом лазерного физика трудно принять это утверждение бездоказательно. Ведь, например, в "недовозбужденном" лазере возможно накопление фотонов в одной моде резонатора за счет спонтанных переходов, но такое состояние электромагнитного поля не будет когерентным. Когерентное состояние электромагнитного поля (фотонов) рождается в лазере за счет индуцированных переходов при выполнении условия самовозбуждения.

Лазер. Согласно условию самовозбуждения, испускание электромагнитной энергии активной средой лазера должно превосходить ее потери, связанные с возможным ее поглощением и рассеянием внутри лазера и выходом излучения за его пределы для последующего использования. В рамках двухуровневой модели активной среды лазера это условие имеет вид

$$\frac{N_2}{g_2} - \frac{N_1}{g_1} > \Delta N_{th}, \quad (1)$$

где ΔN_{th} — пороговое значение разности населенностей, зависящее от суммарных потерь электромагнитного излучения внутри лазера и прозрачности выходного зеркала. Ясно, что выполнение аналогичных условий необходимо и для получения когерентного состояния любых бозе-частиц. Условие (1) является достаточным