

## БОЗЕ-ГАЗ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ПО СПИНУ ЭКСИТОНОВ В ОДНООСНО ДЕФОРМИРОВАННОМ ГЕРМАНИИ

*И.В.Кукушкин, В.Д.Кулаковский, В.Б.Тимофеев*

В одноосно сжатых кристаллах Ge в магнитном поле, ориентирующем электроны и дырки в экситонах по спину, обнаружено сужение линии спонтанной аннигиляции непрямого экситона при увеличении плотности оптического возбуждения. Наблюдаемые изменения в экситон-фононном спектре излучения газа экситонов большой плотности объясняются в терминах неидеального бозе-газа.

Экситоны имеют целочисленный спин и поэтому должны подчиняться статистике Бозе-Эйнштейна. Ожидалось, что квантовые статистические свойства экситонов должны проявляться в квазиравновесном газе большой плотности при достаточно низких температурах [1 - 3]. При попытке экспериментально реализовать эти условия возникают известные трудности. В непрямых полупроводниках Ge и Si основная трудность заключается в том, что при низких температурах химический потенциал  $\mu_{FE}$  и плотность  $n_{FE}$  экситонного газа ограничены конденсацией в электронно-дырочную жидкость (ЭДЖ) [4, 5]. В недеформированных Ge [6] и Si [7] газ экситонов остается классическим ( $|\mu_{FE}|/kT \gg 1$ ) вдоль границы фазового равновесия с ЭДЖ вплоть до области, где наступает их ионизационное разрушение. Стабильность ЭДЖ можно уменьшить и тем самым сместить границу фазового равновесия в сторону больших плотностей экситонного газа при низких температурах, если снять орбитальное вырождение в электронной и дырочной зонах с помощью упругих одноосных деформаций [8]. Наиболее подходящие условия реализуются в случае Ge при деформации вдоль несимметричного направления, близкого к  $\langle 100 \rangle$  ( $Ge \langle \sim 100 \rangle$ ), когда энергия связи ЭДЖ уменьшается до  $\sim 5$  К. Однако и в этом случае из-за достаточно сильного притяжения между экситонами образуются экситонные молекулы [9]. Ситуация радикально изменяется, если поместить  $Ge \langle \sim 100 \rangle$  в магнитное поле, ориентирующее спины электронов и дырок в экситонах. Взаимодействие между такими "ориентированными по спину" экситонами на близких расстояниях имеет характер отталкивания, что приводит к разрушению экситонных молекул [10]. Из-за слабого притяжения между экситонами на больших расстояниях стабильность ЭДЖ тем не менее сохраняется, хотя ее энергия связи в магнитных полях  $H \sim 4$  Т заметно уменьшается. Отсюда возникает возможность изучать статистические свойства экситонного газа при  $T \gtrsim 1,5$  К и плотностях вплоть до  $n_{FE} \sim 3 - 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  ( $|\mu_{FE}|/kT \sim 1$ ).

В работе исследовались кристаллы Ge с концентрацией мелких примесей  $\lesssim 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Методика одноосного сжатия кристаллов размером  $3 \times 3 \times 10 \text{ мм}^3$  описана ранее [9]. Оптическое возбуждение осуществлялось с помощью лазера ЛТ-2 ( $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ ) мощностью до 4 Вт.

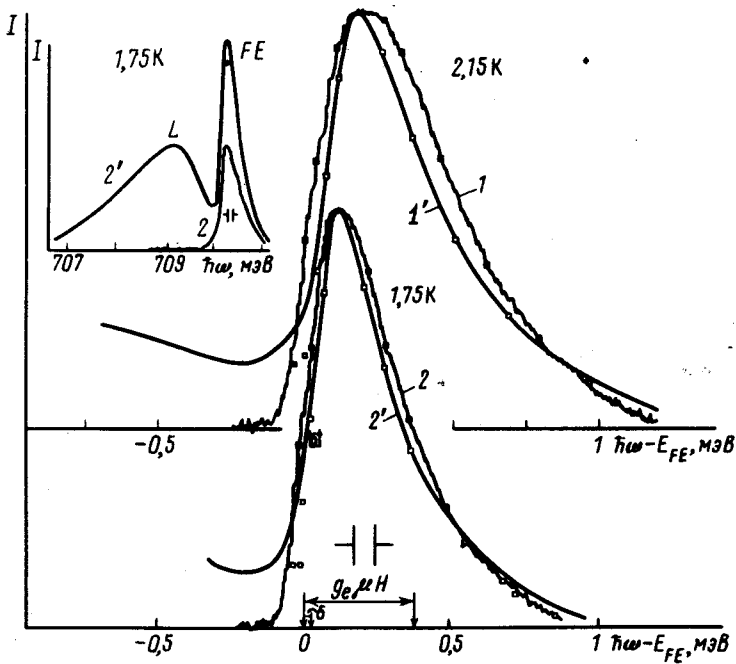


Рис. 1. Спектры экситонной люминесценции Ge  $\langle 100 \rangle$  с испусканием LA-фона при  $H = 4 T$ ,  $T_b = 2,15$  и  $1,75 K$  и различных плотностях возбуждения: 1 –  $5 \text{ Вт/см}^2$ , 1' –  $60 \text{ Вт/см}^2$ , 2 –  $4 \text{ Вт/см}^2$ , 2' –  $40 \text{ Вт/см}^2$ . Аппроксимация формы спектра в рамках бoльцмановского (■) и бoзевского (□) распределений. На вставке приведены полные спектры излучения при  $T_b = 1,75 K$

Направление магнитного поля и оси сжатия кристалла совпадали, а наблюдение велось в перпендикулярном направлении (геометрия Фойгта). Использовался двойной монохроматор с решеткой  $600$  штрихов/мм и дисперсией  $8 \text{ \AA/мм}$ . Излучение регистрировалось охлаждаемым Ge(Cu) фотоспротивлением в режиме синхронного детектирования. Спектры записывались с разрешением  $70 \text{ мкэВ}$ .

На вставке к рис. 1 представлена LA-компонента спектра излучения Ge сжатого вдоль оси, отклоняющейся на  $3^\circ$  от направления  $\langle 100 \rangle$  при  $T = 1,75 K$  в магнитном поле  $H = 4 T$ . В таких полях в Ge магнитная длина сравнивается с боровским радиусом экситона. Величина деформации  $250 \text{ МПа}$  обеспечивала полное снятие орбитального вырождения в зонах. В  $\pi$ -поляризации наблюдаются линии излучения свободных экситонов из основного спинового состояния (FE) и ЭДЖ (L). Заметим, что в условиях нашего эксперимента возбужденное по спине состояние экситонов, наблюдающееся в  $\sigma$ -компоненте спектра, заселено меньше основного почти на порядок.

На рис. 1 показаны спектры излучения экситонов, измеренные в  $\pi$ -поляризации при температурах бани  $T_b = 2,15$  и  $1,75 K$  и различных плотностях возбуждающего света, отличающихся примерно на порядок. Здесь

же указана величина наименьшего парамагнитного расщепления в экситоне ( $g_e \mu_B H$ ) в поле  $H = 4T$ . Для удобства сравнения спектры нормированы по интенсивности в максимуме. Видно, что с ростом плотности газовой фазы при увеличении мощности возбуждения линия излучения  $FE$  заметно сужается.

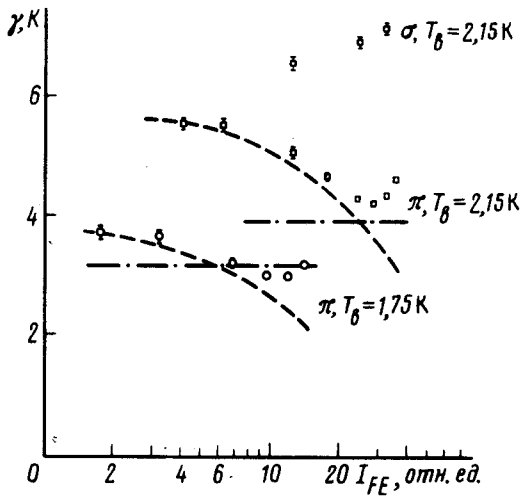


Рис. 2. Зависимость ширины спектра экситон-фононной люминесценции, измеренного в  $\pi$ - и  $\sigma$ -поляризациях, от интенсивности линии излучения экситонов (интервал накачек  $4 \div 100 \text{ Вт/см}^2$ ). Пунктиром показано поведение полуширины спектра с ростом концентрации экситонов в рамках представления идеального бозе-газа. Штрих-пунктиром показана ожидаемая ширина спектра при больцмановском распределении при условии  $T_{FE} = T_b$

Рис. 2 демонстрирует изменение полуширины линии  $FE$  от ее интенсивности, и, следовательно, концентрации экситонов. Величина  $\gamma$  определялась на половине высоты контура. Линия излучения экситонов из возбужденного по спине состояния ( $\sigma$ -компонента) уширяется с ростом накачки, что свидетельствует о возрастании экситонной температуры  $T_{FE}$ . Тем не менее, несмотря на возрастание  $T_{FE}$   $\pi$ -компонента линии  $FE$  демонстрирует сужение с ростом  $n_{FE}$  и только при самых больших накачках она начинает несколько уширяться. На наш взгляд сужение линии  $FE$  с ростом накачки является непосредственным проявлением квантовой статистики экситонов и связано с их целочисленным спином.

Остановимся на анализе формы экситон-фононной линии излучения. При минимальных реализованных плотностях возбуждения ( $\sim 4 \text{ Вт/см}^2$ ) форма линии хорошо описывается в предположении больцмановского распределения экситонов в зоне. На рис. 1 показана аппроксимация контура линии выражением

$$I(E) \sim \sqrt{E} \exp(-E/kT) \quad (1)$$

с учетом конечной ширины щели спектрометра. Подчеркнем, что искажение линии спектральной щелью, не превышающей в условиях эксперимента  $(1/5)\gamma$ , было невелико. Единственным подгоночным параметром была температура экситонной системы.  $T_{FE}$  не сильно отличалась от температуры бани  $T_b$ , причем перегрев возрастал при приближении  $T_b$  к  $\lambda$ -точке ( $T_{FE} = 2,1, 2,5$  и  $3,1 \text{ К}$  при  $T_b = 1,75, 1,9$  и  $2,15 \text{ К}$ , соответственно). Сужение линии  $FE$  при увеличении  $n_{FE}$  достигало 20%. Подчеркнем, что при  $T_b = 1,75 \text{ К}$  и большой плотности возбуждения линия  $FE$  была уже, чем ожидалось из (1) даже при  $T_{FE} = T_b$  (рис. 2). При таких плот-

ностях возбуждения форма линии  $FE$  хорошо описывается с помощью выражения (рис. 1)

$$I(E) \sim \sqrt{E} \left( \exp \frac{E - \mu_{FE}}{kT} - 1 \right)^{-1}, \quad (2)$$

которое учитывает бозевское распределение экситонов в зоне. Полагая бозе-газ экситонов идеальным и квазиравновесным из формы экситон-фононной линии можно легко отыскать  $\mu_{FE}$ , а затем и плотность  $n_{FE}$ . Для величины плотности этот способ является оценкой снизу, так как в уширение линии заведомо приносит вклад разогрев экситонов с ростом накачки, который нами не учитывался. Из спектров, приведенных на рис.1, мы нашли, что  $\mu_{FE} \approx -0,19$  мэВ для обеих температур, а  $n_{FE} = 2,8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при  $T_{FE} = 3,1$  К и  $n_{FE} = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при  $T_{FE} = 2,1$  К. Предел для  $\mu_{FE}$  очевидно, определяется конденсацией в жидкость. Применяя большие деформации (до 500 МПа) мы добивались дальнейшего уменьшения энергии связи жидкости. Однако наименьшая полуширина линии  $FE$  при  $T = 1,75$  К оставалась равной  $\sim 3$  К.

Естественно полагать, что при столь больших плотностях газ экситонов является неидеальным, поскольку в этом случае безразмерный параметр  $na_0^3 \sim 0,1$  даже, если положить длину рассеяния  $a_0 \sim 2a_B$ , где  $a_B$  — боровский радиус экситона. Напомним, что для заведомо сильно неидеальной системы  $\text{He}^4$   $na_0^3 \sim 0,23$ . Можно предполагать, что неидеальность бозе-газа экситонов проявится спектроскопически как уширение линии излучения  $FE$ . Проблема неидеального бозе-газа решается теоретически при существенном предположении о наличии большого числа частиц в конденсате [11]. В рассматриваемом случае бозе конденсации еще нет. Тем не менее, если принять, что минимальная в наших экспериментах ширина линии  $\gamma$  примерно равна параметру  $\Gamma = \frac{4\pi\hbar^2 na_0}{M}$ , характеризующему ширину распределения по энергии не-

идеального газа, то можно оценить длину рассеяния  $a_0$ . Оказалось, что при таком предположении  $a_0$  примерно равна диаметру экситонной сферы,  $a_0 \sim 2a_B$ .

Таким образом, газ ориентированных по спину экситонов в  $\text{Ge} \langle \sim 100 \rangle$  при  $T \sim 2$  К и  $n_{FE} \gtrsim 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  является неидеальным бозе-газом и представляет собой новый нетривиальный квантовый объект.

В заключение авторы глубоко благодарят С.В.Иорданского, Л.В.Келдыша, Э.А.Пашицкого, Э.И.Рашба и Г.М.Элиашберга за чрезвычайно полезные обсуждения.

Институт  
физики твердого тела  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
2 июня 1981 г.

### Литература

[1] С.А.Москаленко. ФТТ, 4, 276, 1962; ЖЭТФ, 45, 1159, 1963.

- [2] J.M.Blatt, K.N.Böer, W.Braut. *Phys. Rev.*, 126, 1691, 1962.
- [3] Л.В.Келдыш, Л.И.Козлов. Письма в ЖЭТФ, 5, 288, 1967.
- [4] Л.В.Келдыш. Экситоны в полупроводниках. М., изд. Наука, стр. 5, 1971.
- [5] Я.Е.Покровский. *Phys. Stat. Sol. (a)* 11, 385, 1972.
- [6] G.A.Thomas, J.B.Mock, M.Capizzi. *Phys. Rev.*, B18, 4250, 1979.
- [7] А.Ф.Дите, В.Д.Кулаковский, В.Б.Тимофеев. ЖЭТФ, 72, 1156, 1977.
- [8] В.С.Багаев, Т.И.Галкина, С.В.Гоголин, Л.В.Келдыш. Письма в ЖЭТФ, 10, 309, 1969.
- [9] И.В.Кукушкин, В.Д.Кулаковский, В.Б.Тимофеев. Письма в ЖЭТФ, 32, 304, 1980.
- [10] В.Д.Кулаковский, И.В.Кукушкин, В.Б.Тимофеев. ЖЭТФ, 81, №8, 1981.
- [11] Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский. Статистическая физика, ч. 2, М., изд. Наука, 1978.
-