

ПЕРЕСТРОЙКА ДИСПЕРСИИ СВЕТОЭКСИТОНОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.П.Жочерешко, Б.С.Разбирин, И.Н.Уральцев

Наблюдалось смешивание длинноволновых продольных и поперечных состояний фотоэкситонов в магнитном поле. Используя явление интерференции фотоэкситонов в тонких кристаллах [1], удалось обнаружить и проанализировать изменение фотоэкситонной дисперсии.

Нормальные волны, распространяющиеся вдоль главных направлений в кристалле, в определенных случаях можно разделить на чисто поперечные и чисто продольные. При наличии внешнего магнитного поля такое разделение, вообще говоря, невозможно [2] (если не рассматривать распространение волн вдоль поля). В этом случае возникает смешивание продольных и поперечных состояний. Благодаря тому, что продольные состояния приобретают поперечную компоненту электрического поля, они должны взаимодействовать со светом.

В настоящей работе наблюдалось изменение дисперсии фотоэкситонов, возникающее в результате смешивания продольных и поперечных состояний под действием магнитного поля. Эти изменения обнаруживаются по появлению дополнительных особенностей в интерференционных спектрах тонких кристаллов.

Исследовались спектры пропускания кристаллов CdSe толщиной $0,8 - 1,5 \text{ мкм}$ при $T = 2\text{К}$ на приборе с дисперсией $1,9 \text{ А/мм}$. Для получения магнитного поля использовался сверхпроводящий соленоид с критическим полем $\sim 8 \text{ т}$.

При отсутствии магнитного поля в геометрии $E \perp c$, $K \perp c$ в спектрах пропускания тонких кристаллов наблюдается узкий минимум A_L^1 (рис.1а). Его резкий высокоэнергетический край связан с тем, что выше частоты ω_L (рис.1б) в процессе переноса энергии включаются фотоэкситоны верхней ветви 2, затухание которых существенно меньше,

чем на ветви 1. Ниже минимума A_L^\perp наблюдается интерференционная структура (область A_F^\perp), обусловленная взаимодействием светоэкситона Γ_5^\perp ветви 1 с запрещенным экситоном Γ_6 ветви 4 [3].

Дисперсионные кривые для кристалла CdSe, приведенные на рисунке 1, б, получены спектроинтерференционным методом, развитым в работах [1,3]. С этими дисперсионными кривыми однозначно сопоставлен по интерференционным особенностям в широкой области частот спектр кристалла CdSe толщиной 1,2 мкм, фрагмент которого изображен на рисунке 1, а.

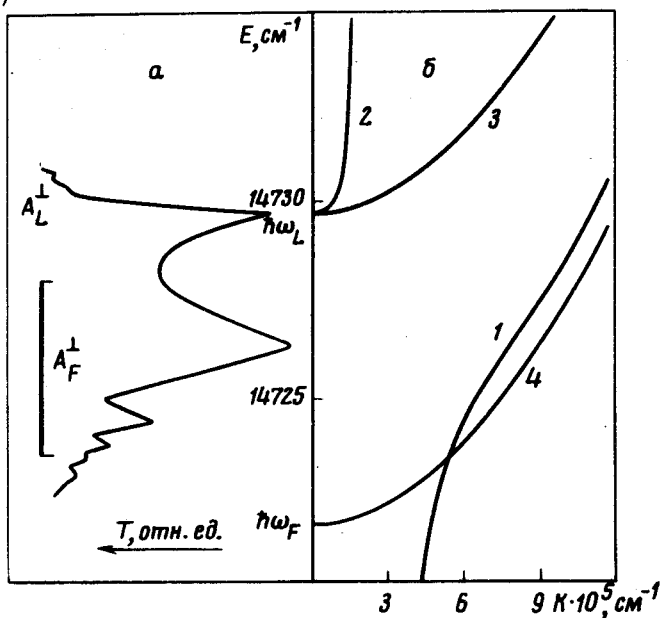


Рис. 1. а – Микрофотограмма спектра пропускания кристалла CdSe толщиной 1,2 мкм, магнитное поле $H = 0$; $E \perp c$, $K \perp c$; б – дисперсия светоэкситонов, построенная по интерференционным особенностям спектра.

На рисунке 2 представлен спектр пропускания того же кристалла в той же геометрии ($E \perp c$, $K \perp c$) во внешнем магнитном поле $H \parallel c$ напряженностью 7 т. При наличии магнитного поля наблюдается смещение всей интерференционной структуры в этой области в сторону больших энергий, а также появление двух минимумов пропускания A_{L_1} и A_{L_2} связанных с возникновением вблизи $K = 0$ двух взаимодействующих со светом экситонных ветвей. Это расщепление не связано с эффектом Зеемана на основном состоянии экситона 1S, т.е. с действием поля на внутреннее движение экситона, а вызвано смешиванием продольных волн с разрешенными поперечными колебаниями¹⁾. Величина расщепления линейно растет с увеличением магнитного поля. В области между минимумами G_{L_1} , A_{L_2} наблюдается интерференция

¹⁾Мы подробно изучили поведение состояния экситона 1S в магнитном поле в геометрии $H \parallel c$, $E \parallel c$, когда поперечный экситон дипольно запрещен. В этой геометрии не наблюдалось расщепления уровня на дублет

Фабри – Перо смешанной ветви 3 (рис.2). Эта ветвь при $K \rightarrow \infty$ соответствует чисто продольным состояниям.

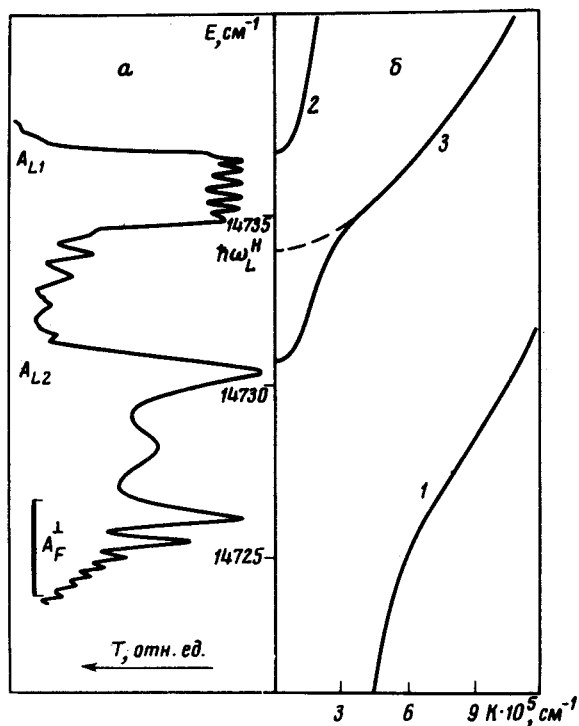


Рис. 2. а – Микрофотограмма спектра пропускания кристалла CdSe толщиной $1,2 \text{ мкм}$ в магнитном поле $H = 7 \text{ т}$, $E \perp c$, $K \perp c$, $H \parallel c$; б – дисперсия светозакситонов в магнитном поле $H = 7 \text{ т}$.

Для построения дисперсионных кривых по интерференционному спектру использовалось уравнение для поляризации [4], в котором было учтено действие магнитного поля.

$$BV^2 P(\mathbf{r}, \omega) - (\omega_0^2 - \omega^2) P(\mathbf{r}, \omega) - \frac{e}{mc} [\dot{P}(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{H}] = \alpha E(\mathbf{r}, \omega).$$

Параметры B , α брались из известного закона дисперсии при $H = 0$ [1]. Параметр ω_0 подбирался с помощью ЭВМ таким образом, чтобы добиться наилучшего совпадения частот особенностей Фабри – Перо, определяемых из формулы $Kl = \pi N$ [5], с экспериментальными интерференционными особенностями спектра. Полученные дисперсионные кривые при $H = 7 \text{ т}$, представлены на рисунке 2, б. Как видно, ветви 1 и 2 в магнитном поле почти не меняют своей формы¹⁾. Ветвь 3 существенно перестраивается вблизи $K = 0$, где она соответствует смешанному состоянию. При $H = 0$ она превращается в дисперсионную кривую продольного экситона. В области малых K ($0 \leq K < 3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$) ветвь 3 взаимодействует со светом, что проявляется в большой величине коэффициента пропускания в интервале частот $14735 - 14731 \text{ см}^{-1}$ (рис. 2, а).

1) Анализ слабых изменений дисперсии этих ветвей будет приведен в более подробной работе.

Таким образом, впервые наблюдалась существенная перестройка дисперсии светоэкситонов в магнитном поле. Возможность "конструирования" в магнитном поле экситонных зон вблизи $K = 0$ представляет интерес для проблемы Бозе-Эйнштейновской конденсации экситонов. Поскольку конденсация на ветви 1 невозможна [6], а на ветви 2 трудно достигнуть необходимой концентрации квазичастиц, формирование ветви 3 может привести к более благоприятным условиям возникновения Бозе-Эйнштейновской конденсации экситонов.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе

Поступила в редакцию
24 января 1978 г.

Литература

- [1] V.A.Kiselev, B.S.Rasbirin, I.N.Uraltseb. Phys. Stat. Sol. (B), 72, 161, 1975.
 - [2] В.Л.Гинзбург, А.А.Рухадзе. Волны в магнитоактивной плазме. М., изд.Наука, 1970.
 - [3] В.А.Киселев, Б.С.Разбирин, И.Н.Уральцев, В.П.Кочерешко. ФТТ. 17, 640, 1975.
 - [4] J.J.Hopfield, D.G.Thomas. Phys. Rev., 132, 563, 1963.
 - [5] В.А.Киселев, Б.С.Разбирин, И.Н.Уральцев. Письма в ЖЭТФ, 18, 503, 1973.
 - [6] Р.Нокс. Теория экситонов. М., изд.Мир, 1966.
-