

## ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ КАПЛИ В СЛОИСТОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ $PbJ_2$

*М.С. Бродин, И.В. Блонский, М.И. Страшнихова*

Впервые получены экспериментальные указания на появление электронно-дырочной капли в слоистом кристалле  $PbJ_2$  при исследовании его низкотемпературных (4,2К) спектров фотолюминесценции при лазерном возбуждении.

Для конденсации экситонного газа большой плотности в электронно-дырочную каплю (ЭДК) [1] необходимо существование между экситонами сил притяжения, которые тем больше, чем больше разность между суммарной обменной и корреляционной энергией, с одной стороны, и энергией Ферми электронов и дырок, с другой. Поэтому, чем ниже уровень Ферми полупроводника, тем более вероятно и стабильно многоэкситонное образование, о чем свидетельствует наблюдение ЭДК в Ge [2] и Si [3], уровень Ферми в которых сильно понижен из-за многодолинности энергетических зон этих кристаллов. Малое значение энергии Ферми будет и у веществ, обладающих большими эффективными массами носителей, представителями которых являются слоистые полупроводники. Кроме того сильная анизотропия эффективных масс, присущая таким кристаллам, приводит к возрастанию энергии связи ЭДК [4], что делает слоистые полупроводники подходящим объектом для наблюдения такого экситонного образования. Ниже приводятся впервые полученные экспериментальные указания на появление ЭДК в слоистом кристалле. Они получены на соединении  $PbJ_2$ , 2H политипе, по исследованию его низкотемпературных спектров фотолюминесценции (ФЛ) при высоких уровнях возбуждения.

Все исследованные образцы обладали высококачественными поверхностями плоскости спайности и плоскости торца, что позволило нам впервые измерить спектры ФЛ для различных (указанных на вставке к рис. 1) геометрий опыта. ФЛ возбуждалась светом ртутной лампы и азотного лазера. Максимальная концентрация экситонов при возбуждении сфокусированным лазерным пучком составляла  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Спектральная ширина щели при всех измерениях не превышала 0,3 мэв.

На рис. 1 представлены спектры ФЛ, измеренные при обычном и лазерном возбуждении при 4,2К. Здесь  $A_1, A_2, A_3$  — линии излучения свободных экситонов для различных геометрий опыта,  $I$  — линия излучения связанного экситона,  $K_1, K_2, K_3$  — линии излучения примесного происхождения. Главной особенностью приведенных спектров при обычных уровнях возбуждения является поляризационное расщепление экситонной полосы на величину  $\Delta E_{A_1 A_2} = 4,5 \text{ мэв}$ , которое ранее было замечено по спектрам отражения [5], а также отличие в положении компоненты  $E \perp C$  для разных направлений света.

При возбуждении лазером, как следует из этого же рисунка, появляется новая линия  $L$  с полушириной  $\sim 10 \text{ мэв}$ , интенсивность, кото-

рой сверхлинейно зависит от интенсивности возбуждения:  $I_L = J_{\text{возб}}^{(1,8-2,1)}$ . Ее положение ( $\lambda = 4981 \pm 0,5 \text{ \AA}$ ) при 4,2К практически не зависит от геометрии опыта, а характер температурного смещения максимума отличается от смещения линии излучения свободного экситона (рис. 2). Действительно, в то время как положение экситонной полосы  $A$  изменяется немонотонно с ростом температуры (рис. 2, а), температурное смещение  $L$  полосы имеет линейный характер (рис. 2, б).

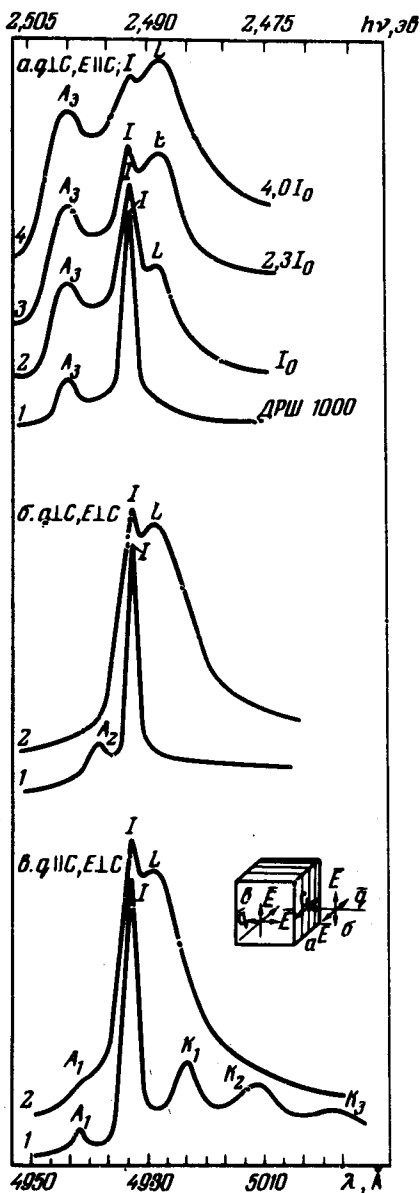


Рис. 1. Спектры ФЛ монокристаллов  $\text{RbJ}_2$  для геометрий опыта а, б, в при возбуждении 1) ртутной лампой ДРШ-1000 и 2) азотным лазером. Для геометрии опыта  $q \perp C, E \parallel C$  кривые 2, 3, 4 иллюстрируют спектры ФЛ при разных уровнях возбуждения азотным лазером

Возникает вопрос о природе  $L$  полосы. Сверхлинейный характер зависимости ее интенсивности от интенсивности возбуждения может быть вызван различными эффектами взаимодействия: экситон-экситонным и экситон-электронным рассеянием, образованием экситонной молекулы и электронно-дырочной капли — и сам по себе недостаточен для

установления ее природы. Однако совокупность других свойств  $L$  полосы дает основания отбросить первые три возможности. Действительно, спектральное положение линии исключает ее связь с экситонным оже-процессом, поскольку самая коротковолновая линия, обусловленная этим процессом, должна была бы наблюдаться при  $5020\text{Å}$ . Линия экситон-электронного рассеяния с повышением температуры должна была бы обязательно смещаться в красную сторону спектра, поскольку  $\mu_{\text{ЭКС}}^* = m_e^* + m_h^* > m_e^*$  [6], тогда как  $L$  полоса имеет обратный знак температурного смещения. Наконец, в случае образования экситонной молекулы (биэкситона) температурная зависимость ее положения должна была бы иметь вид, представленный на рис. 2,  $\sigma$ . Кроме того с позиций биэкситона нельзя объяснить спектральное положение  $L$  линии и ее большую полуширину. Так, согласно [7], при  $\sigma = m_e^*/m_h = 0,7$  (это значение  $\sigma$  имеет место для  $\text{Pb J}_2$ ) энергия связи биэкситона должна быть  $\sim 5 \text{ мэв}$ . (На самом деле расстояние между  $L$  линией и линией свободного экситона в зависимости от геометрии опыта меняется от 9 до 12 мэв. Для объяснения большой полуширины  $L$  полосы необходимо было бы предположить, что эффективная температура биэкситонного газа при его максвелловском распределении по скоростям превышает 100К, что маловероятно.

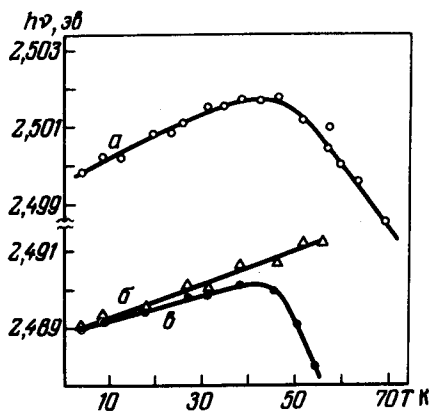


Рис. 2. Зависимость спектрального положения линии излучения свободного экситона (а), линии  $L$  (б) и линии, соответствующей излучению экситонной молекулы (в) от температуры. Все кривые соответствуют геометрии  $q \perp C, E \parallel C$

Все выявленные особенности  $L$  линии можно объяснить, привлекая модель ЭДК. Главным свойством такого образования является его большая подвижность, обусловленная малой плотностью эффективной массы капли и пониженным рассеянием на фонах, входящих в ее состав электронов и дырок. Очень слабое взаимодействие капли с фонами может быть ответственно за различный ход температурных зависимостей спектрального положения линий излучения капли и свободного экситона. Так, зависимость ширины запрещенной зоны  $E_g$  от температуры определяется двумя факторами: температурным изменением параметров решетки (которое в разных веществах может приводить к энергетическому смещению произвольного знака) и электрон-фононным взаимодействием, всегда уменьшающим  $E_g$ . Из-за влияния указанных двух факторов, если они имеют противоположные знаки, зависимость  $E_g(T)$  а следовательно и  $E_{\text{ЭКС}}(T)$ , может быть сложной. В случае ЭДК, из-за

слабого ее взаимодействия с фононами, температурная зависимость положения линии рекомбинации определяется только первым фактором и должна быть практически линейной. Поскольку именно такая картина наблюдается на эксперименте, то представляется наиболее вероятным связать  $L$  линию с излучением ЭДК. Подтверждением такого отождествления является и значительная полуширина  $L$  линии ( $\sim 10$  мэВ), близкая к сумме энергий Ферми электронов и дырок и энергии их кулоновского взаимодействия.

Авторы благодарны Я.А.Лютеру и Т.Н.Сушкевич за предоставленные образцы.

Институт физики  
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию  
14 октября 1975 г.

### Литература

- [1] Л.В.Келдыш. Материалы IX Междунар. конф. по физике полупроводников, Москва 1968 г., стр. 1387.
  - [2] Я.Е.Покровский, К.И.Свистунова. Письма в ЖЭТФ, 9, 435, 1969.
  - [3] А.С.Каминский, Я.Е.Покровский. Письма в ЖЭТФ, 11, 381, 1970.
  - [4] Y.Kuramoto, H.Kamimura. J. of the phys. soc. of Japan, 37, №3, 1974.
  - [5] G.Harbecke, E.Tosatti. Phys. Rev. Lett., 28, 1567, 1972.
  - [6] A.Mercier, J.Voitchovsky. Phys. Rev., B11, №6, 1975.
  - [7] W.Huang. Phys. Stat. Sol. (b) 60, 309, 1973.
-