

*Письма в ЖЭТФ, том 18, вып. 4, стр. 245 – 249*

*20 августа 1973 г.*

## **ПОЛЯРИЗАЦИЯ РЕКОМБИНАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭКСИТОНОВ И БИЭКСИТОНОВ В ДЕФОРМИРОВАННОМ ГЕРМАНИИ**

*Г. Л. Бир, Г. Е. Пикус*

Приведены результаты расчетов степени поляризации экситонного и биэкситонного излучения в германии. Показано, что при малых деформациях, нарушающих эквивалентность электронных экстремумов, это излучение может быть сильно поляризовано.

Исследование поляризационных зависимостей рекомбинационного излучения может служить эффективным методом, позволяющим в принципе отличить излучение экситонов, биэкситонов или капель и получить сведения об их структуре.

Сильная поляризация экситонного поглощения в деформированном германии наблюдалась Балслевым [1]. Недавно Аснин, Ломасов и Рогачев обнаружили, что экситонное излучение деформированного германия и излучение в полосе, приписываемой биэкситонам или каплям, сильно поляризовано [2]. В настоящей статье приведены результаты расчетов, показывающие, что биэкситонная люминесценция в деформированных кристаллах может быть, так же как и экситонная люминесценция, сильно поляризована. Для капель можно ожидать возникновения значительной поляризации люминесценции лишь при больших деформациях, когда соответствующее деформационное расщепление приблизится к фермиевской энергии электронов или дырок.

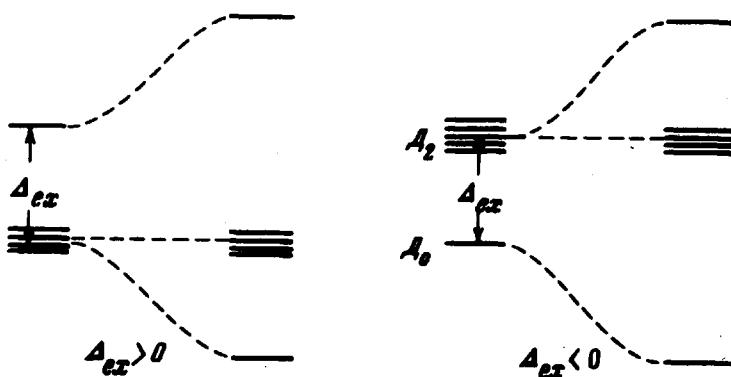


Рис. 1

Если основным каналом непрямой рекомбинации является переход электрона через экстремум  $\Gamma$  с излучением продольного фонона, как это имеет место в Ge, то правила отбора для непрямых экситонов  $L - \Gamma$  определяются правилами отбора для прямых экситонов  $\Gamma - \Gamma$  [3]. Существенное отличие непрямого экситона от прямого заключается в том, что его основное состояние четырехкратно вырожденное по проекциям момента дырок  $J_z^h$ , вследствие анизотропии эффективных масс электронов расщепляется на два терма с  $J_z^h = \pm 1/2$  и  $J_z^h = \mp 3/2$ , ( $z \parallel 111$ ) излучение которых сильно поляризовано. Это расщепление  $\Delta_e = E_{3/2} - E_{1/2}$  мы будем называть кристаллическим.

Основное состояние биэкситона, как и двойного акцептора [4], вследствие обменного взаимодействия дырок расщепляется в сферическом приближении на два терма  $D_0$  и  $D_2$  с полным моментом дырок  $J_h = 0$  и  $J_h = 2$ , разность их энергий  $\Delta_{ex} = E_0 - E_2$ . Анизотропия электронных масс приводит, как и для экситона, к дополнительному кристаллическому расщеплению этих состояний, которое будет различным в случаях: а) когда оба электрона находятся в одной долине и б) когда они находятся в разных долинах.

Здесь мы рассмотрим упрощенную модель биэкситона, в которой предполагается, что каждая из волновых функций основного состояния является произведением соответствующих комбинаций блоховских функций электронов и дырок на одну плавную функцию S-типа, конкретный вид которой несущественен. Аналогичное предположение сделано и о волновой функции остающегося после рекомбинации экситона.

В этой модели основное шестикратно вырожденное состояние, соответствующее каждому из возможных состояний электронов, в результате обменного, кристаллического и деформационного расщеплений расщепляется на три терма. Один из термов, произошедших из состояний  $D_2$ , четырехкратно вырожден, не смещается и его излучение не поляризовано. Положение двух других невырожденных термов изменяется при деформации (рис. 1), а их излучение поляризовано и в отсутствии внешней деформации. Поэтому неэквивалентность электронных экстремумов, возникающая при деформации, приводит, как и для экситона к поляризации излучения кристалла.

Ниже мы приведем окончательные формулы для достаточно низких температур, когда заполняется только нижний из расщепившихся уровней экситона или биэкситона для случаев, когда этот нижний уровень является уровнем биэкситона а) или б). При этом мы рассмотрим отдельно случай малых деформаций, когда деформационное расщепление для дырок  $\Delta_e$  мало по сравнению с  $\Delta_c$ , и случай больших деформаций, когда  $\Delta_e$  превышает как  $\Delta_c$ , так и  $\Delta_{ex}$  (но мало по сравнению с энергией связи).

1. Деформация вдоль оси 111, свет распространяется перпендикулярно этой оси.

*Малые деформации:* экситон и биэкситон а)

$$\mathcal{P}_{\text{лин}} = 3d_1 \{ 1 - \exp[-\gamma(\Delta E_e / T)] \} / \{ 4 + d_1 + (12 - d_1) \exp[-\gamma(\Delta E_e / T)] \}. \quad (1)$$

Для экситона:  $d_1 = \Delta_c / |\Delta_c|$ ,  $\gamma = 1$ ,

Для биэкситона а):  $d_1 = \Delta_c / \sqrt{(\Delta_{ex}/2)^2 + \Delta_c^2}$ ,  $\gamma = 2$ .

Для биэкситона б):

$$\mathcal{P}_{\text{лин}} = 3d_3 [ 1 - \exp(-\Delta E_e / T) ] / [ 4\sqrt{3} + d_3 + (4\sqrt{3} - d_3) \exp(-\Delta E_e / T) ], \quad (2)$$

где  $d_3 = \Delta_c / \sqrt{(3/4)\Delta_{ex}^2 + \Delta_c^2}$ . Здесь  $\Delta E_e$  – разность деформационных смещений долин (111), (111), (111) и долины (111):  $\Delta E_e = E_{111} - E_{111}$ . При достаточно больших деформациях, когда  $|\Delta E_e| / T > 1$  (но  $\Delta_e \ll \Delta_c$ ), как видно из (1), (2),  $\mathcal{P}_{\text{лин}}$  выходит на насыщение.

При  $\Delta E_e > 0$  и  $\Delta_c > 0$  для экситона  $\mathcal{P}_{\text{лин}} = 3/5$ , при  $\Delta_c < 0$   $\mathcal{P}_{\text{лин}} = -1$ . (Положительному  $\mathcal{P}_{\text{лин}}$  соответствует преимущественная поляризация в плоскости, проходящей через направление деформации, т.е.  $\pi$ -поляризация). Из (1), (2) видно, что в рассмотренной модели биэкситона поляризация существенно зависит от отношения кристаллического и обменного расщеплений: при  $\Delta_c \ll \Delta_{ex}$  поляризация мала и равна  $\mathcal{P}_{\text{лин}} = (3/2)(\Delta_c / |\Delta_{ex}|)$  (а) или  $\mathcal{P}_{\text{лин}} = (1/2)(\Delta_c / |\Delta_{ex}|)$  (б), а при  $\Delta_c > \Delta_{ex}$  она для биэкситона а) приближается к тому же значению, что и для экситона, а для биэкситона б) при  $\Delta E_e > 0$  и  $\Delta_c > 0$   $\mathcal{P}_{\text{лин}} = 0,38$ , а при  $\Delta_c < 0$   $\mathcal{P}_{\text{лин}} = -0,51$ .

**Большие деформации.** При  $\Delta_\epsilon \gg \Delta_c, \Delta_{ex}$  поляризация излучения для экситонов и биэкситонов такая же, как и для прямого межзонного поглощения [3] и равна  $\mathcal{P}_{\text{лин}}^\infty = 3/5$  при  $\Delta_\epsilon > 0$  и  $\mathcal{P}_{\text{лин}}^\infty = -1$  при  $\Delta_\epsilon < 0$ . Схематический ход  $\mathcal{P}_{\text{лин}}(\epsilon)$  для экситона и биэкситонов при деформации по (111) показан на рис. 2. При этом учтено, что для Ge при  $\epsilon < 0$  (сжатие)  $\Delta E_\epsilon > 0$  и  $\Delta_\epsilon = (2/\sqrt{3})d_\epsilon^{111} > 0$  (так как для Ge константы деформационного потенциала  $d < 0$  и  $b < 0$  [3]). Из рис. 2 видно, что при указанных знаках констант деформационного потенциала при  $\Delta_c > 0$  поляризация возрастает монотонно с увеличением деформации, а при  $\Delta_c < 0$  она проходит через ноль и меняет знак как при сжатии, так и при растяжении. Из (1), (2) следует, что экспериментальные данные [2] объясняются рассматриваемой моделью, если предположить, что нижний уровень принадлежит биэкситону а) и  $\Delta_{ex} \ll \Delta_c$ . (При этом  $\Delta_c > 0$  [2]).

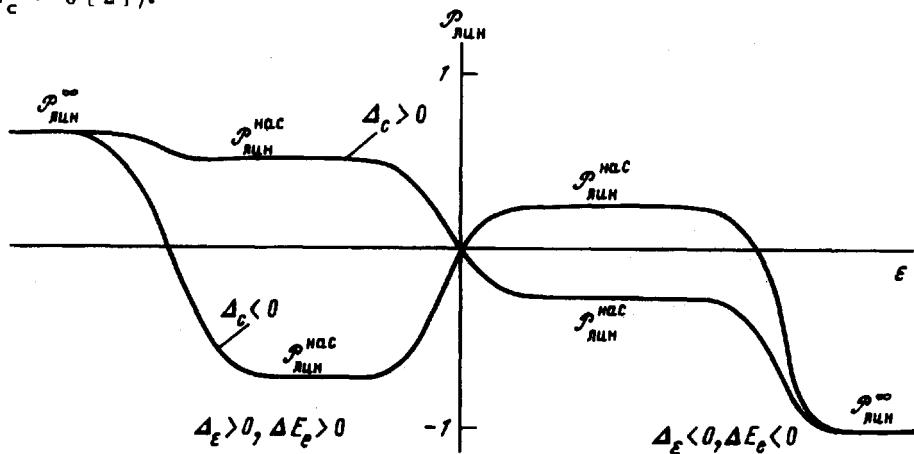


Рис. 2

## 2. Деформация по (001).

В этом случае все электронные долины эквивалентны и поляризация вызывается только расщеплением валентной зоны, поэтому насыщение наступает при больших деформациях, когда деформационное расщепление для дырок  $\Delta_\epsilon = 2b\epsilon_{001}'$  превышает  $\Delta_0$  и  $\Delta_{ex}$ . При достаточно низких температурах

$$\mathcal{P}_{\text{лин}} = 3d_5 / (4 + d_5), \quad (3)$$

для экситона

$$d_5 = \Delta_\epsilon / \sqrt{\Delta_\epsilon^2 + \Delta_0^2},$$

для биэкситона а)

$$d_5 = \Delta_\epsilon / \sqrt{(\Delta_{ex}/2)^2 + \Delta_0^2 + \Delta_\epsilon^2},$$

для биэкситона б)

$$d_5 = \Delta_\epsilon / \sqrt{(\Delta_{ex}/2)^2 + (\Delta_0^2/3) + \Delta_\epsilon^2}.$$

При этих условиях предельные значения  $\mathcal{P}_{\text{лин}}^{\infty}$  такие же, как и при деформации по (111).

В заключении авторы благодарят В.М.Аснина, Ю.Н.Ломасова и А.А. Рогачева за полезные обсуждения и ознакомление с результатами их работы до ее опубликования.

Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
13 июня 1973 г.  
После переработки  
12 июля 1973 г.

### Литература

- [ 1 ] I.Balslev. Phys. Rev., 143, 636, 1966.
  - [ 2 ] В.М.Аснин, Ю.Н.Ломасов, А.А.Рогачев. Письма в ЖЭТФ, данный номер, стр. 242.
  - [ 3 ] Г.Л.Бир, Г.Е.Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., изд. Наука, 1972.
  - [ 4 ] А.П.Силин. ФТТ, 13, 3123, 1971.
-