

- [3] Стефановский Е. П., Яблонский Д. А. ФТТ, 1986, т. 28, № 4, с. 1125—1128.  
 [4] Струков В. А., Леванюк А. П. Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах. М.: Наука, 1983. 240 с.  
 [5] Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 592 с.

Харьковский политехнический институт  
 им. В. И. Ленина  
 Харьков

Поступило в Редакцию  
 10 мая 1988 г.

УДК 535.371

Физика твердого тела, том 30, в. 11, 1988  
 Solid State Physics, vol. 30, № 11, 1988

## ЛЮКС-ИНТЕНСИВНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭКСИТОННЫХ ПОЛОС ИЗЛУЧЕНИЯ И МИГРАЦИЯ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ЭКСИТОНОВ В КРИСТАЛЛАХ $Pb_{1-x}Mn_xI_2$

М. С. Бродин, А. О. Гуца, Б. Е. Деркач,  
 В. Н. Каратаев, А. И. Савчук, В. В. Тищенко

В работе [1] показано, что люкс-интенсивностные характеристики (ЛИХ) экситонных полос люминесценции весьма чувствительны к пространственному распределению экситонов. Накопление экситонов, например, за счет захвата на центры в некоторой приповерхностной области, где еще достаточно велика роль поверхностной рекомбинации, приводит к более крутой ЛИХ соответствующей экситонной полосы в том интервале относительно слабых уровней поверхностного возбуждения кристалла, в котором эта ЛИХ нелинейна. В некотором смысле крутизна ЛИХ может служить своеобразным индикатором, позволяющим судить о степени проникновения экситонов в объем.

Любопытная ситуация с миграцией экситонов возникает в твердых растворах полупроводников (ТРП), для которых характерно наличие ям потенциального рельефа, способных локализовать экситоны. Начиная с определенного состава ТРП становится возможным перколяционное движение локализованных экситонов в объем по соседним, достаточно близким друг к другу ямам [2]. Появление такого движения должно проявиться в характере ЛИХ локализованных экситонов.

В настоящем сообщении представлены результаты исследований экситонных ЛИХ легированных Mn до  $10^{19}$  см<sup>-3</sup> кристаллов  $PbI_2$  и твердых растворов  $Pb_{1-x}Mn_xI_2$  ( $x=0.01, 0.03, 0.05$ ), выращенных методом Бриджмена. Методика измерений ЛИХ подробно описана в [1].

Спектры экситонной люминесценции (СЛ) исследуемых кристаллов, возбуждаемых за счет зона-зонных переходов излучением He—Cd лазера ( $\lambda_{\text{ген}}=441.6$  нм), представлены на рис. 1. Доминирующей в СЛ кристалла  $PbI_2$ : Mn является полоса, отвечающая излучательному распаду связанного на нейтральном доноре экситона. Для ТРП  $Pb_{1-x}Mn_xI_2$  характерно наличие в СЛ полос связанных экситонов I и полос экситонов, локализованных флуктуациями внутрикристаллического потенциала  $I_x$  [3, 4].

ЛИХ описанных выше полос излучения представлены на рис. 2. Для сравнения на этом же рисунке показаны ЛИХ полос люминесценции связанных и свободных экситонов чистых кристаллов  $PbI_2$ . Увеличение содержания Mn вплоть до  $x=0.01$  в  $PbI_2$  приводит к увеличению крутизны ЛИХ экситонных полос (рис. 2, а). Дальнейшее увеличение концентрации Mn ( $x=0.03$  и  $0.05$ ) приводит к существенному изменению характера ЛИХ полос излучения локализованных экситонов (рис. 2, б). Эти зависимости становятся более пологими и напоминают ЛИХ свободных экситонов в чистых кристаллах  $PbI_2$ .

Для интерпретации наблюдаемых изменений ЛИХ важно оценить средние расстояния  $R_i^z$  между центрами наиболее вероятных потенциаль-

ных ям в исследованных ТРП. Эти оценки, основанные на выводах работ [4-6] дают  $R_L^{0.01}=140\div 180$ ,  $R_L^{0.03}=60\div 90$ ,  $R_L^{0.05}=25\div 40$  Å для интервалов энергий  $\Delta\epsilon$  (в обозначениях [7]) соответственно 1.5-3.5, 2-8, 20-60 мэВ. Учитывая, что размер локализирующей экситонной ямы порядка радиуса экситона (который для чистого  $\text{PbI}_2$  составляет 25 Å), для ТРП с  $x=0.01$  расстояние между ямами оказывается еще весьма значительным для возникновения миграции локализованных экситонов по соседним

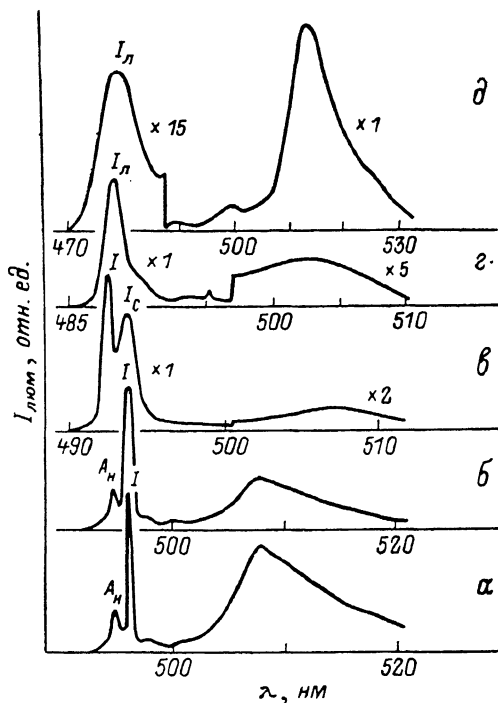


Рис. 1. Спектры люминесценции кристаллов  $\text{PbI}_2$  (а),  $\text{PbI}_2:\text{Mn}$  (б) и твердых растворов  $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{I}_2$  с составом  $x=0.01$  (в), 0.03 (г) и 0.05 (д) при  $T=5$  К.  $I_B=10^{17}$  фот.  $\times$   $\times \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ .

$A_n$  — полоса излучения поляритонов нижней ветви,  $I_c$  — неоднородно уширенная полоса излучения связанного экситона кристалла  $\text{Pb}_{0.99}\text{Mn}_{0.01}\text{I}_2$  [4]. Длинноволновые части СЛ всех кристаллов представляют собой краевое излучение.

ямам. Экситонам с пространственно-ограниченной миграцией в таком ТРП соответствует достаточно крутая (по сравнению со свободными эксито-

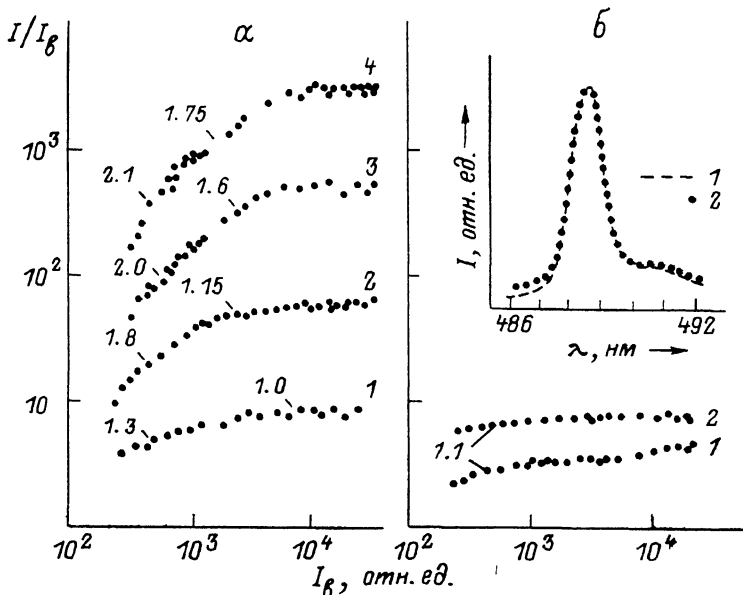


Рис. 2. Экспериментальные ЛИХ полос излучения  $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{I}_2$  при  $T=5$  К.  $I_{B \text{ макс}}=10^{17}$  фот.  $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

а — связанных экситонов (полосы I на рис. 1) чистых кристаллов  $\text{PbI}_2$  (1),  $\text{PbI}_2$  (2),  $\text{Pb}_{0.99}\text{Mn}_{0.01}\text{I}_2$  (3) и полосы  $I_c$  в  $\text{Pb}_{0.99}\text{Mn}_{0.01}\text{I}_2$  (4); б — полосы  $A_n$  чистых кристаллов  $\text{PbI}_2$  (1) и полосы локализованных экситонов  $I_n$  ТРП с составом  $x=0.03$  и 0.05. На вставке: СЛ полосы  $I_n$   $\text{Pb}_{0.97}\text{Mn}_{0.03}\text{I}_2$  для различных уровней  $I_B$ . 1 —  $I_B=I_{B \text{ макс}}=10^{17}$ , 2 —  $I_B=I_{B \text{ макс}} \cdot 0.01=10^{15}$  фот.  $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Цифры у стрелок указывают значения показателя степени  $\gamma=\lg(I/I_B)$ .

нами в чистом  $\text{PbI}_2$ ) ЛИХ. Для  $x=0.05$  стенки соседних ям, вероятно, уже соприкасаются и экситоны получают возможность мигрировать в объем

по примыкающим друг к другу ямам [8]. Как видно, в этом случае ЛИХ локализованных в ТРП экситонов ничем не отличается от ЛИХ свободных экситонов, движущихся в чистом  $\text{PbI}_2$ . Однако экситонные ЛИХ ТРП с  $x=0.03$  свидетельствуют о том, что такая миграция экситонов может начаться гораздо раньше полного перекрытия потенциальных ям. По-видимому, этот факт свидетельствует о возможности активированной перколяции локализованных экситонов. При этом переход локализованного экситона в соседнюю яму возможен либо надбарьерным путем (если энергия активации достаточно велика), либо путем туннелирования через разделяющий ямы потенциальный барьер, прозрачность которого растет с ростом энергии активации. Активация локализованных экситонов при низких температурах может происходить за счет поглощения неравновесных фононов, рождаемых в процессе энергетической релаксации электронно-дырочных пар, генерируемых при зона-зонном возбуждении полупроводника.

В заключение отметим, что используемые при измерениях ЛИХ интенсивности возбуждения  $I_{\nu}$  были значительно ниже тех, при которых может происходить насыщение локализованных экситонных состояний, ведущее к деформации контура полосы излучения [6]. На вставке к рис. 2 приведены спектры излучения  $\text{Pb}_{0.97}\text{Mn}_{0.03}\text{I}_2$  при разных уровнях оптической накачки, показывающие отсутствие какого-либо искажения формы этого контура при увеличении  $I_{\nu}$ . Характер ЛИХ исследованных экситонных полос одинаков как в случае измерения интегральной интенсивности отдельной полосы, так и при измерении интенсивности излучения в различных точках ее спектрального контура.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Бродин М. С., Гуца А. О., Тараненко Л. В. и др. ФТТ, 1986, т. 28, № 10, с. 2950—2958.
- [2] Пермогоров С. А., Резницкий А. Н., Вербин Ю. С. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1985, т. 49, № 10, с. 2019—2025.
- [3] Бродин М. С., Блонский И. В., Каратаев В. Н. ФТТ, 1988, т. 30, № 4, с. 1179—1182.
- [4] Бродин М. С., Блонский И. В., Деркач Б. Е. и др. ФТТ, 1987, т. 29, № 6, с. 1723—1729.
- [5] Аблязов Н. Н., Райх М. Э., Эфрос А. Л. ФТТ, 1983, т. 25, № 2, с. 353—358.
- [6] Суслина Л. Г., Арешкин А. Г., Мелехин В. Г., Федоров Д. Л. Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 39, № 2, с. 48—51.
- [7] Суслина Л. Г., Федоров Д. Л., Арешкин А. Г., Мелехин В. Г. ФТТ, 1983, т. 25, № 11, с. 3215—3224.
- [8] Эфрос А. Л. Физика и геометрия беспорядка. М., 1982. 175 с.

Институт физики АН УССР  
Киев

Поступило в Редакцию  
11 мая 1988 г

## ОБ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ ЭФФЕКТА ДЖОЗЕФСОНА ДЛЯ АНИЗОТРОПНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

Р. Г. Минц

Особенности электродинамики эффекта Джозефсона для анизотропных сверхпроводников представляют интерес в связи с изучением высокотемпературных сверхпроводников, имеющих сильно анизотропную слоистую структуру. В настоящей работе для туннельного джозефсоновского контакта рассчитаны структура изолированного вихря, закон дисперсии его