

$\text{Cr}^{3+}$  может перейти на лежащие ниже уровни зоны проводимости, а образовавшаяся на ионе  $\text{Cr}^{3+}$  дырка может заполняться электроном, перешедшим с потолка валентной зоны или с заполненного акцепторного уровня.

Если обсуждаемый участок резкого роста поглощения на зависимости  $\alpha(h\nu)$  обусловлен межзонным переходом, то с этим переходом связан также максимум на спектральной зависимости ФП с  $h\nu \approx 1.76\text{eV}$ , а максимум с энергией  $2.07\text{eV}$  соответствует особенности на спектральной зависимости комбинированной плотности состояний.

### Список литературы

- [1] Нагаев Э.Л. Физика магнитных полупроводников. М. (1979). 423 с.
- [2] Белов К.П., Третьяков Ю.Д. и др. Магнитные полупроводники-халькогенидные шпинели. М. (1981). 300 с.
- [3] Harbeke G., Pinch H. Phys. Rev. Lett. **17**, 21, 1090 (1966).
- [4] Wittekoek S., Bongers P.F. Solid State Commun. **7**, 23, 1719 (1969).
- [5] Wittekoek S., Rinzema G. Phys. Stat. Sol. (b) **44**, 2, 849 (1971).
- [6] Berger S., Ekstrom L. Phys. Rev. Lett. **23**, 26, 1499 (1969).
- [7] Голик Л.Л., Кунькова З.Э., Аминов Т.Г., Шабунина Г.Г. ФТТ **29**, 3, 928 (1987).
- [8] Larsen P.K., Wittekoek S. Phys. Rev. Lett. **29**, 24, 1597 (1972).

*Физика твердого тела, том 38, № 4, 1996*  
*Solid State Physics, vol. 38, N 4, 1996*

## НЕСТАЦИОНАРНОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ АВТОЛОКАЛИЗОВАННЫХ ЭКСИТОНОВ ДВУХ ТИПОВ В КРИСТАЛЛАХ ОКСИДА БЕРИЛЛИЯ

© С.В.Горбунов, С.В.Кудяков, В.Ю.Яковлев, А.В.Кружалов

Уральский политехнический институт,  
620002 Екатеринбург, Россия  
(Поступило в Редакцию 6 октября 1995 г.)

Гипотеза о существовании в оксиде бериллия двух типов автолокализованных экситонов (АЛЭ) предложена ранее [1,2] на основе детального исследования природы широкополосной люминесценции кристаллов  $\text{BeO}$ . Информация относительно электронной структуры триплетного состояния одного из АЛЭ (в дальнейшем АЛЭ<sub>1</sub>) в  $\text{BeO}$  была получена в результате исследования при 80 К компонента кинетики затухания нестационарного (transient) оптического поглощения, совпадающего по температурно-временным свойствам с триплетной люминесценцией  $6.7\text{eV}$  АЛЭ<sub>1</sub> [3]. В данной работе изучен эффект термоактивированного перехода из триплетного состояния АЛЭ<sub>1</sub> в триплетное состояние другого АЛЭ (в дальнейшем АЛЭ<sub>2</sub>), позволивший установить связь полос нестационарного оптического поглощения и триплетной люминесценции  $4.6\text{eV}$  АЛЭ<sub>2</sub>. Проведено сравнение характеристик нестационарного (переходного) оптического поглощения двух типов АЛЭ в кристаллах  $\text{BeO}$ .

Исследования выполнялись на номинально чистых кристаллах  $\text{BeO}$ , выращенных из раствора оксида бериллия в расплаве вольфрамата

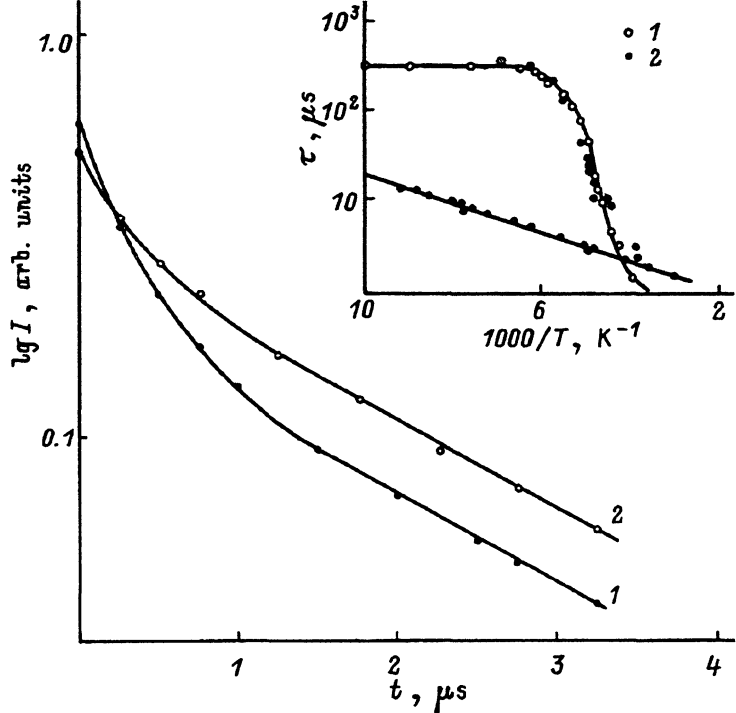


Рис. 1. Кинетика оптического поглощения при 2.6 eV (1) и люминесценции при 4.9 eV (2) в BeO после возбуждения электронным импульсом.

Поляризация  $E \parallel C$ ,  $T = 300$  К. На вставке — температурные зависимости затухания люминесценции 6.7 eV (1) и люминесценции 4.9 eV (2) в BeO.

натрия [4]. Оптические измерения в области 1–5 eV проведены при температурах 5–300 К на установках импульсной абсорбционной и люминесцентной спектроскопии с наносекундным временным разрешением, описанных в [5,6]. Для возбуждения использовался импульсный ускоритель электронов ГИН-600 с параметрами пучка:  $E_e = 0.2$  MeV,  $W = 0.02\text{--}0.25$  J·cm $^{-2}$ ,  $t_{\text{pulse}} = 10^{-8}$  s. Дополнительные исследования спектров оптического поглощения в поляризованном свете выполнены с помощью призмы Фраунгофера-Риттера.

Триплетная люминесценция  $AL\Delta_1$  в кристаллах BeO характеризуется широкой полосой с максимумом при 6.7 eV и временем затухания 340  $\mu\text{s}$  при 80 К [1]. Исследование зависимости времени затухания люминесценции 6.7 eV от температуры (рис. 1) показало, что в области температур 160–250 К наблюдается процесс температурного тушения с энергией активации 240 meV. При 5 К в кинетике затухания полосы люминесценции 4.9 eV нами обнаружен экспоненциальный компонент с постоянной времени 3.6 ms, отнесенный к излучательным триплет-синглетным переходам в  $AL\Delta_2$ . Зависимость времени затухания этого компонента люминесценции 4.9 eV от температуры в области температур 20–300 К (рис. 1) характерна для процесса температурного тушения с энергией активации 13 meV. В то же время при  $T > 160$  К в кинетике затухания люминесценции 4.9 eV появляется второй «медленный» компонент (рис. 1), совпадающий по температурно-временным

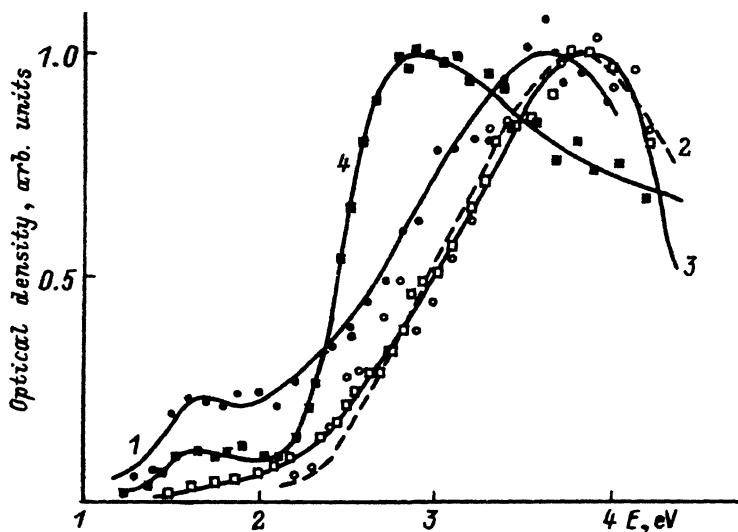


Рис. 2. Спектры нестационарного оптического поглощения кристаллов BeO при 300 (1,2) и 80 К (3,4) для поляризованного света  $E \perp C$  (1,4) и  $E \parallel C$  (2,3).

свойствам с кинетикой затухания люминесценции 6.7 eV. Вышеприведенные факты могут быть объяснены термоактивированными переходами из триплетного состояния  $AL\dot{\Theta}_1$  в триплетное состояние  $AL\dot{\Theta}_2$ , разделенные активационным барьером, равным 240 meV. Подобный эффект был обнаружен ранее для двух типов  $AL\dot{\Theta}$  в щелочных йодидах [7,8].

Мы предположили, что такие переходы при  $T > 160$  К должны увеличивать вклад в нестационарное оптическое поглощение  $AL\dot{\Theta}_2$ . Сравнение кинетик затухания люминесценции 4.9 eV и оптического поглощения при 300 К приведено на рис. 1. Действительно, обнаружено, что значительная часть кинетики релаксации переходного поглощения при этой температуре совпадает с кинетикой затухания люминесценции 4.9 eV. Спектры оптического поглощения этой стадии в поляризованном свете приведены на рис. 2 в сравнении со спектрами нестационарного поглощения  $AL\dot{\Theta}_1$  [3]. При  $E \perp C$  в спектрах обоих типов  $AL\dot{\Theta}$  наблюдается полоса при 1.7 eV, отнесенная в [9] к оптическим переходам в электронном компоненте. Хотя интенсивность этой полосы для  $AL\dot{\Theta}_2$  несколько выше, чем для  $AL\dot{\Theta}_1$ , можно заключить, что электронные компоненты  $AL\dot{\Theta}_1$  и  $AL\dot{\Theta}_2$  имеют почти одинаковую структуру. С другой стороны, в области  $E > 2$  eV, где, как предполагается в [9], наблюдаются переходы в дырочном ядре  $AL\dot{\Theta}$  в BeO, имеются существенные различия. Они заключаются в следующем:

1) дырочная полоса нестационарного оптического поглощения  $AL\dot{\Theta}_2$  для  $E \perp C$  сдвинута в коротковолновую область по сравнению с таковой для  $AL\dot{\Theta}_1$ ; 2) для  $AL\dot{\Theta}_2$  наблюдаются две почти совпадающие по положению полосы при  $E \perp C$  и  $E \parallel C$ .

Таким образом, структура дырочных компонентов  $AL\dot{\Theta}_1$  и  $AL\dot{\Theta}_2$  различна. Это подтверждает предположение, высказанное нами в [1], о связи их с кислородом, находящимся в различных по симметрии узлах гексагональной решетки оксида бериллия.

- [1] Иванов В.Ю., Пустоваров В.А., Горбунов С.В., Кружалов А.В. ФТТ **36**, 9, 2634 (1994).
- [2] Gorbunov S.V., Kudyakov S.V., Shulgin B.V., Yakovlev V. Yu. Abstracts of VII Europhys. Conf. on Defects in Insulating Materials EURODIM'94. Lyon (1994). P. 79.
- [3] Горбунов С.В., Яковлев В.Ю., Иванов В.Ю., Кружалов А.В. ФТТ **32**, 10, 2942 (1990).
- [4] Маслов В.А., Рылов Г.М., Мазуренко В.Г. и др. Расширенные тез. VI Междунар. конф. по росту кристаллов. М. (1980). Т. 3. С. 268.
- [5] Гриценко Б.П., Яковлев В.Ю., Лях Г.Д., Сафонов Ю.Н. Тез. Всесоюз. конф. по метрологии быстропротекающих процессов. М. (1978). С. 61.
- [6] Кузнецов А.И., Намозов Б.Р., Мюрк В.В. ФТТ **27**, 10, 3030 (1985).
- [7] Eshita T., Tanimura K., Itoh N., Nishimura H. J. Phys. Soc. Jpn. **54**, 11, 4418 (1985).
- [8] Ohata T., Hayashi T., Koshino S. J. Phys. Soc. Jpn. **56**, 11, 4194 (1987).
- [9] Горбунов С.В., Кудяков С.В., Яковлев В.Ю., Кружалов А.В. ФТТ **38**, 1, 000 (1996).

*Физика твердого тела, том 38, № 4, 1996*  
*Solid State Physics, vol. 38, N 4, 1996*

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОГО МОДУЛЯ ЮНГА В МИКРООБЪЕМЕ МЕТОДОМ ДИНАМИЧЕСКОГО ИНДЕНТИРОВАНИЯ

© Ю.И.Головин, А.И.Тюрин

Тамбовский государственный университет,  
 392000 Тамбов, Россия  
 (Поступило в Редакцию 24 февраля 1995 г.  
 В окончательной редакции 11 октября 1995 г.)

В [1] предложено для определения жесткости контактной области при индентировании и эффективного модуля Юнга в микрообъеме в дополнение к постоянно действующей силе прикладывать к индентору небольшую осциллирующую нагрузку и по отклику системы индентор—образец (по зависимости амплитуды колебаний и фазового угла между силой и перемещением от частоты возбуждения) судить о механических свойствах материала в зоне контакта. Для реализации этого способа необходима весьма сложная аппаратура. Однако при достаточно высокой добротности упомянутой системы можно возбудить ее собственные колебания более простым способом — скачкообразным приложением нагрузки к индентору, предварительно аккуратно подведенному к поверхности образца до касания. Быстрое нагружение с непрерывной записью перемещения индентора во времени  $h$  (временное разрешение — 0.3 ns, пространственное — 50 nm) осуществлялось весом грузов, передаваемым через подвижный штوك алмазной пирамиде Виккерса, при выключении или скачкообразном уменьшении тока в электромагните, который компенсировал силу тяжести в исходном положении. Измерения показывают, что нагрузка на индентор в этом случае достигала веса подвижных частей через 1-2 ns после переключения тока в электромагните (длительность фронта импульса нагрузки определялась главным образом массой груза и соотношением жесткостей штока и зоны контакта).