

# Метастабильное оптическое поглощение релаксированных электронных возбуждений в кристаллах BeO–Zn

© С.В. Горбунов, К.В. Баутин, В.Ю. Яковлев\*, А.В. Кружалов

Уральский государственный технический университет,  
620002 Екатеринбург, Россия

\*Томский политехнический университет,  
634034 Томск, Россия

E-mail: baut@dpt.ustu.ru

(Поступила в Редакцию 9 июля 1998 г.)

Методом импульсной абсорбционной спектроскопии с временным разрешением исследованы спектры метастабильного оптического поглощения и кинетика его релаксации в кристаллах BeO, легированных примесью цинка. На основе сравнения обнаруженного наведенного оптического поглощения автолокализованных экситонов и связанных с примесью цинка экситонов малого радиуса сделан вывод о подобии структуры их дырочных компонентов и отличительных особенностях "запрещенных" оптических переходов в электронных компонентах. Обнаружено метастабильное оптическое поглощение  $Zn^{+}$ -центров. Показано, что образование связанных с примесью цинка экситонов малого радиуса происходит на дырочных стадиях рекомбинационных термотуннельных процессов с участием электронных  $Zn^{+}$ -центров. Обнаружено, что высокая вероятность рекомбинации электронных и дырочных центров, созданных в кристаллах BeO–Zn электронным пучком, может быть связана с высокой степенью их пространственной корреляции.

Известно, что легирование кристаллов широкозонных оксидов изовалентными примесями существенно влияет на рекомбинационные и термостимулированные процессы, а также на каналы релаксации и распада электронных возбуждений (ЭВ). Это приводит к возникновению дополнительных центров захвата ЭВ, а также полос люминесценции, обусловленных электронно-дырочной рекомбинацией с участием примесных центров [1] и излучательной аннигиляцией связанных на примеси экситонов большого и малого радиусов [2].

Использование комплекса люминесцентных методов позволило обнаружить, что введение в кристаллы оксида бериллия (BeO) изовалентной примеси цинка приводит к появлению в спектрах катодолуминесценции широкой полосы при 6.0 eV и линии краевой люминесценции при 10.21 eV [3]. Анализ полученных данных привел авторов [3] к заключению, что в BeO–Zn наблюдается сосуществование экситонов большого и малого радиусов, связанных с ионами  $Zn^{2+}$ , замещающими ионы бериллия в узлах кристаллической решетки. Кроме того, в спектрах термостимулированной люминесценции (ТСЛ) и электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) кристаллов BeO–Zn обнаружено образование как электронных ( $Zn^{+}$ -центр), так и дырочных центров захвата [4–7]. При термической ионизации дырочных центров в спектре ТСЛ наблюдаются в основном полоса при 6.0 eV связанных с цинком экситонов (СВЭ) и свечение при 6.7 eV автолокализованных экситонов (АЛЭ) первой ("низкотемпературной") конфигурации. В то же время термическая дelokализация электронов с  $Zn^{+}$ -центров приводит к возникновению люминесценции при 4.9 eV АЛЭ второй ("высокотемпературной") конфигурации [5]. Для получения новой информации о структуре связанных экситонов и центров локализации ЭВ, а также особенностях термически активированных

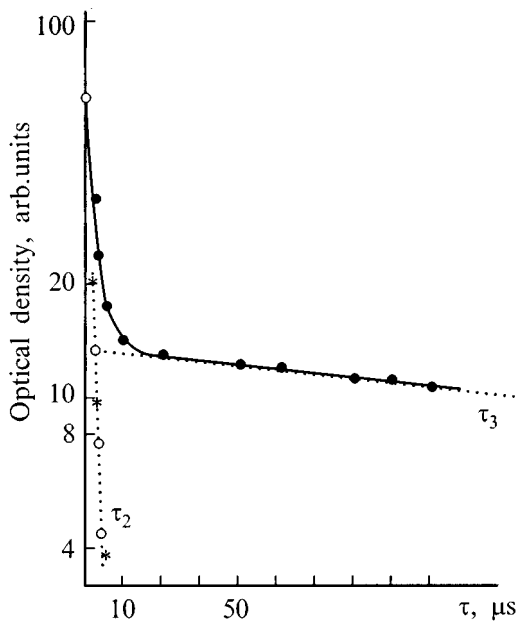
электронно-дырочных процессов в настоящей работе исследовано метастабильное оптическое поглощение, наводимое в кристаллах BeO–Zn импульсом электронного ускорителя. Проведено сравнение спектров переходного поглощения СВЭ, АЛЭ и электронных центров, связанных с примесью цинка.

## 1. Образцы и аппаратура

Кристаллы BeO–Zn выращены по методике [8] из раствора в расплаве вольфрамата натрия Масловым. Легирование осуществлялось путем добавления в шихту 2.0 wt.% Zn. Контроль вхождения примеси в решетку BeO проводился методом лазерно-индуцированного масс-спектрографического анализа. Был достигнут уровень содержания примеси Zn — 350 ppm. Это более чем на порядок превысило уровни содержания неконтролируемых примесей Li, Na, B, Mg, Al. Оптические измерения в области 1–5 eV проведены при температурах 80–500 K на установке импульсной абсорбционной спектроскопии с наносекундным временным разрешением (7 ns) [9]. Для возбуждения использовался импульсный ускоритель электронов ГИН-600 с параметрами пучка:  $E = 0.2 \text{ MeV}$ ,  $j = 100 \text{ A/cm}^2$ ,  $t_{\text{imp}} = 10^{-8} \text{ s}$ . Дополнительные исследования спектров оптического поглощения в поляризованном свете выполнены с помощью кварцевой призмы Рошона.

## 2. Экспериментальные результаты и обсуждение

В спектрах люминесценции кристаллов BeO–Zn при возбуждении импульсами электронов наблюдается широкая полоса свечения с максимумом при 6.0 eV. Люми-



**Рис. 1.** Кинетика релаксации оптического поглощения в области 3.0 eV кристаллов BeO-Zn при 300 K.

несценция 6.0 eV затухает по экспоненциальному закону с характерным временем  $\tau = 310 \mu\text{s}$ , неизменным в диапазоне температур 80–400 K, причем она была отнесена ранее к излучательной аннигиляции связанных на примеси цинка экситонов малого радиуса [3]. Обнаруженная температурная стабильность свечения 6.0 eV позволила провести поиск аналогичных компонент в переходном оптическом поглощении кристаллов BeO-Zn при 300 K. Во временном интервале от момента окончания импульса электронов до 1 ms кинетика релаксации наведенного поглощения (рис. 1) может быть описана суперпозицией трех экспонент с  $\tau_1 = 0.4$ ,  $\tau_2 = 2$  и  $\tau_3 = 300 \mu\text{s}$ . Первый и второй компоненты переходного поглощения характерны для номинально чистых кристаллов BeO и обусловлены сосуществованием при 300 K двух типов АЛЭ [10]. При температурах 80–160 K основной вклад в метастабильное оптическое поглощение дают АЛЭ "низкотемпературной" конфигурации (АЛЭ<sub>1</sub>) [11]. При этом кинетика релаксации описывается экспонентой с характерным для триплетных состояний временем  $\tau = 340 \mu\text{s}$ , близким к времени затухания люминесценции 6.0 eV связанных на примеси цинка экситонов малого радиуса.

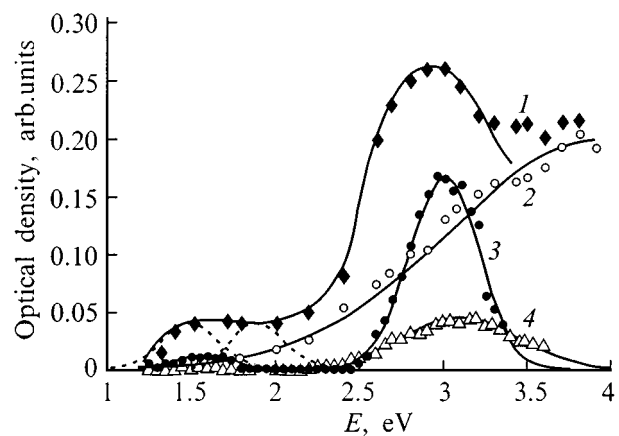
В области  $T > 160 \text{ K}$  наблюдается укорочение времени спада поглощения АЛЭ<sub>1</sub>, связанное с безызлучательными переходами из триплетного состояния АЛЭ<sub>1</sub> в триплетное состояние второго типа АЛЭ "высокотемпературной" конфигурации АЛЭ<sub>2</sub> [12]. Уменьшение времени жизни АЛЭ<sub>1</sub>, вызванное термически активированным АЛЭ<sub>1</sub> → АЛЭ<sub>2</sub> превращением, обуславливает наличие при 300 K первого компонента переходного поглощения со временем  $\tau_1 = 0.4 \mu\text{s}$ . Спектр поглощения в поляризованном свете АЛЭ<sub>1</sub>, находящихся в процессе температурного перехода через активационный барьер

( $E_a = 240 \text{ meV}$ ) в состояние АЛЭ<sub>2</sub> (рис. 2), согласуется с низкотемпературным спектром АЛЭ<sub>1</sub> [11]. Отличие заключается в меньшей интенсивности при 300 K коротковолновой полосы при 3.9 eV для  $E \parallel C$ , возможно связанной с увеличением вероятности термической диссоциации экситона при оптическом возбуждении высокоэнергетических состояний дырочного компонента АЛЭ<sub>1</sub>.

Вторая стадия кинетики спада переходного поглощения со временем  $\tau_2 = 2 \mu\text{s}$  обусловлена излучательной релаксацией АЛЭ<sub>2</sub> [12]. Спектр АЛЭ<sub>2</sub> характеризуется сильным сдвигом дырочной полосы при  $E \perp C$  к 3.7 eV относительно максимума 2.9 eV для АЛЭ<sub>1</sub>, связанным в [12] с термоактивированным переносом дырки между аксиальной и неаксиальной позициями ионов кислорода в гексагональной решетке BeO. При этом вид и спектрально-поляризационные свойства полос при 1.7 eV, обусловленных переходами в электронных компонентах обоих типов АЛЭ [13], подобны.

Третий компонент кинетики затухания метастабильного поглощения при 300 K со временем  $\tau_3 = 300 \pm 40 \mu\text{s}$  обнаружен только в кристаллах BeO, легированных цинком. Параллельное изучение температурных зависимостей времен релаксации люминесценции при 6.0 eV и компонента переходного поглощения с  $\tau_3$  при  $T > 300 \text{ K}$  показало, что их температурно-временные свойства совпадают. Таким образом, третий компонент переходного оптического поглощения кристаллов BeO-Zn обусловлен оптическими переходами в связанных с цинком экситонах малого радиуса.

При люминесцентных исследованиях чистых и легированных цинком кристаллов BeO был отмечен ряд черт, свидетельствующих о подобии структуры СВЭ и одного из АЛЭ [3]. Так, кинетика затухания люминесценции 6.0 eV с постоянной времени 300  $\mu\text{s}$  и люминесценции 6.7 eV ( $\tau = 340 \mu\text{s}$ ) АЛЭ<sub>1</sub> "низкотемпературной" конфигурации свидетельствует об одинаковом триплетном характере возбужденных состояний. Кроме того, было

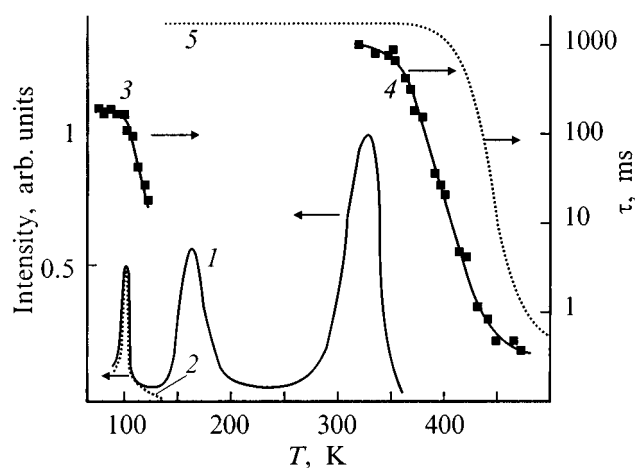


**Рис. 2.** Спектры короткоживущего оптического поглощения при 300 K автолокализованных экситонов (1, 2) и связанных с примесью цинка экситонов малого радиуса (3, 4) при поляризации зондирующего света:  $E \perp C$  (1, 3),  $E \parallel C$  (2, 4). Пунктиром показано разложение на гауссовы составляющие.

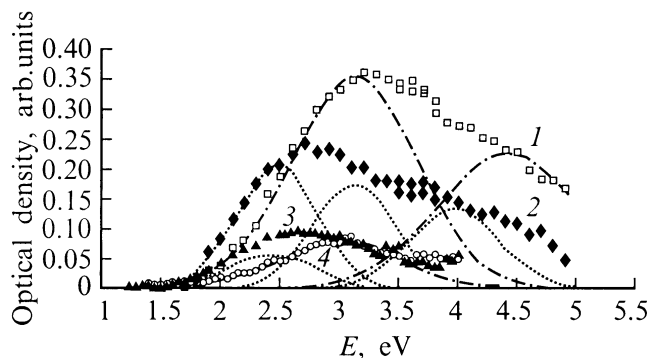
обнаружено, что состояния АЛЭ<sub>1</sub> и СВЭ малого радиуса образуются из состояний свободных экситонов и СВЭ большого радиуса соответственно при переходе через почти одинаковый по величине активационный барьер. Однако были выявлены также отличительные особенности, заключающиеся в уменьшении степени поляризации и увеличении температурной стабильности свечения 6.0 eV СВЭ в BeO–Zn.

Для установления особенностей структуры СВЭ были измерены при 300 К спектры метастабильного оптического поглощения кристаллов BeO–Zn с временным разрешением в поляризованном свете. Спектр компонента, обусловленного релаксацией СВЭ (рис. 2), был получен как разность спектров при  $t_{del} = 50 \mu s$  и  $t_{del} = 1 \mu s$ . Как видно из рис. 2, спектр СВЭ при  $E > 2.5$  eV имеет набор характерных черт, близких спектру АЛЭ<sub>1</sub>. Наблюдаются небольшие отличия, обусловленные сдвигом на  $\sim 0.2$  eV полосы при 3.1 eV для  $E \perp C$ , а также соотношением интенсивностей и незначительным сдвигом максимумов коротковолновых полос при  $E \parallel C$ . Поскольку поглощение в УФ-области спектра обусловлено дырочным компонентом АЛЭ<sub>1</sub> [13], можно сделать вывод о том, что структуры дырочных ядер АЛЭ<sub>1</sub> и СВЭ подобны.

В то же время существенные различия обнаружены в области спектра переходного поглощения при  $E < 2.5$  eV, где, согласно [13], наблюдаются оптические переходы в электронном компоненте АЛЭ<sub>1</sub>. При разложении на гауссовы составляющие (рис. 2) авторами было обнаружено, что при  $E \perp C$  для АЛЭ<sub>1</sub> наблюдаются две полосы с максимумами при 1.6 и 1.9 eV. Для СВЭ интенсивность поглощения в этой области спектра значительно (почти на порядок) снижена, при этом можно выделить слабую полосу около 1.6 eV для  $E \perp C$  (рис. 2). Следует отметить также, что очень слабое поглощение СВЭ наблюдается в таком же интервале спектра при  $E \parallel C$ .



**Рис. 3.** Кривые ТСЛ кристаллов BeO–Zn (1) и BeO (2) по данным [6], температурные зависимости времен релаксации поглощения дырочных (3), электронных Zn<sup>+</sup>-центров (4) и времени затухания люминесценции 6.0 eV связанных с примесью цинка экситонов малого радиуса (5) в кристаллах BeO–Zn.



**Рис. 4.** Спектры “медленных” компонентов переходного оптического поглощения кристаллов BeO–Zn при  $T = 80$  К (1, 2) и 300 К (3, 4) при поляризации зондирующего света:  $E \perp C$  (2, 3) и  $E \parallel C$  (1, 4). Пунктиром и штрих-пунктиром показано разложение на гауссовы составляющие.

Для дальнейшего изучения структуры СВЭ в BeO–Zn с применением метода абсорбционной спектроскопии с временным разрешением были получены данные о природе и кинетике релаксации центров окраски (ЦО). Сопоставление полученных результатов с кривыми и спектрами ТСЛ кристаллов BeO–Zn позволили выделить элементарные каналы образования СВЭ при электронно-дырочных процессах рекомбинации.

При изучении кинетики затухания метастабильного поглощения кристаллов BeO–Zn при 300 К был обнаружен “медленный” экспоненциальный компонент со временем затухания  $\tau \approx 1$  s, сильно зависящим от интенсивности зондирующего света и температуры. Изучение температурно-временных параметров показало (рис. 3), что укорочение времени релаксации центров, отвечающих за этот компонент, подчиняется моттовскому закону с энергией активации 0.96 eV. Сравнение температурных данных с результатами по ТСЛ и ЭПР [4,14] позволяет сделать вывод, что данный компонент кинетики затухания переходного поглощения обусловлен термической делокализацией электронов с Zn<sup>+</sup>-центров. Этот центр был детально изучен методом ЭПР [4], согласно которому Zn<sup>+</sup>-центр представляет собой электрон, захваченный на s-оболочку иона Zn<sup>2+</sup>, изоморфно замещающего ион Be<sup>2+</sup> в регулярном узле решетки BeO. Установленная температурная область разрушения Zn<sup>+</sup>-центров согласуется с положением пика ТСЛ при 310 К. Оптические характеристики Zn<sup>+</sup>-центра установлены из спектров метастабильного оптического поглощения кристаллов BeO–Zn при 300 К, измеренных в поляризованном свете с временной задержкой  $t > 1$  ms. Как видно из рис. 4, спектр поглощения Zn<sup>+</sup>-центра состоит из двух полос, одна из которых с максимумом при 2.3 eV поляризована перпендикулярно оси C, другая с максимумом при 3.1 eV является изотропной. Охлаждение образцов BeO–Zn до 80 К приводит к существенному увеличению оптической плотности. При этом в интервале времен более 1 ms хорошо различаются две экспонен-

циальные стадии кинетики разрушения центров окраски со временами  $\tau_1 = 170 \text{ ms}$  и  $\tau_2 \approx 3 \text{ s}$ . Поляризованный спектр переходного оптического поглощения, обусловленный первым "медленным" компонентом кинетики релаксации ЦО, был получен как разность спектров с  $t_{\text{del}} = 125 \text{ ms}$  и  $t_{\text{del}} = 1.5 \text{ s}$  (рис. 4). В результате разложения на гауссовы составляющие были выделены полосы при 2.3 и 3.1 eV, присущие  $\text{Zn}^+$ -центрам, а также дополнительные полосы с максимумами при 4.0 eV для  $\mathbf{E} \perp \mathbf{C}$  и 4.5 eV для  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{C}$ . При изменении температуры в области 80–120 К обнаружено укорочение времени спада первого компонента (рис. 3) с энергией активации  $E_a = 0.15 \text{ eV}$ . Нагревание образца сопровождается также появлением пика ТСЛ при 100 К, который наблюдается как в номинально чистых, так и в легированных цинком кристаллах ВеО. Ранее было установлено, что пик ТСЛ при 100 К обусловлен термическим разрушением дырочных центров захвата, предположительно связанных с автолокализацией дырок в ВеО [7]. Эти центры эффективно участвуют в туннельной люминесценции кристаллов ВеО–Zn. Таким образом, первый "медленный" компонент кинетики релаксации наведенного оптического поглощения обусловлен дырочной стадией рекомбинационного процесса. Спектральный состав пика ТСЛ при 100 К в кристаллах ВеО–Zn в основном содержит свечение 6.0 eV связанных с цинком экситонов малого радиуса. Совпадение кинетики затухания поглощения  $\text{Zn}^+$ -центров и поглощения дырочных ЦО в полосах 4.0 eV ( $\mathbf{E} \perp \mathbf{C}$ ) и 4.5 eV ( $\mathbf{E} \parallel \mathbf{C}$ ) указывает на то, что они исчезают в результате одного и того же термотуннельного процесса рекомбинации дырок с  $\text{Zn}^+$ -центрами, ведущего к образованию СВЭ. Существенно, что после прохождения первого "медленного" компонента релаксации наведенного при 80 К поглощения, остается только около 25% от первоначального числа электронных  $\text{Zn}^+$ -центров. Это свидетельствует о высокой вероятности рекомбинации дырок с  $\text{Zn}^+$ -центрами, которая значительно превосходит вероятность захвата дырок около ионов  $\text{Zn}^{2+}$ . Существование последних центров (обозначаемых  $[\text{Zn}]^+$ ) предполагалось ранее на основании возникновения пика ТСЛ при 160 К, который присутствует только в кристаллах ВеО–Zn и обусловлен термической делокализацией дырок [6,7]. По-видимому, вторая "медленная" стадия кинетики релаксации наведенного оптического поглощения также связана с дырочной стадией возникновения рекомбинационной люминесценции. В спектре этой люминесценции наблюдается также свечение 6.0 eV, что подтверждает образование СВЭ при рекомбинации дырок с  $\text{Zn}^+$ -центрами. При этом после прохождения пика ТСЛ 160 К разрушается 10% от первоначального (при 80 К) числа  $\text{Zn}^+$ -центров. Измерения спектров метастабильного поглощения в поляризованном свете с временной задержкой 1.5 s не позволяют точно определить вклад во второй "медленный" компонент поглощения дырочных  $[\text{Zn}]^+$ -центров. Рост оптической плотности в коротковолновой УФ-части спектра показывает, что полосы поглощения  $[\text{Zn}]^+$ -центров находятся в области  $E > 3.5 \text{ eV}$ .

Таким образом, в кристаллах ВеО–Zn наблюдаются две низкотемпературные области разрушения различных дырочных центров с соответствующими пиками ТСЛ при 100 и 160 К, обусловленными в основном образованием и излучательной аннигиляцией СВЭ. Установлено, что первый пик (100 К) связан с термотуннельными процессами аннигиляции очень близких дырочных (возможно, АЛД) и электронных ( $\text{Zn}^+$ ) центров, причем последних разрушается около 75% от первоначально созданных электронным пучком. Подобные процессы, обусловленные высокой вероятностью рекомбинации  $\text{Ti}^0$  ( $\text{Na}^0$ ) и  $V_k$ -центров, были обнаружены ранее в кристаллах CsI–Ti и CsI–Na и объяснены высокой степенью пространственной корреляции создаваемых радиацией электронных и дырочных центров [15]. Во втором пике ТСЛ при 160 К происходит рекомбинация пространственно более разделенных дырочных ( $[\text{Zn}]^+$ ) и электронных ( $\text{Zn}^+$ ) пар.

Близость температурной области и энергии активации тушения свечения 6.0 eV ( $E_a = 0.85 \text{ eV}$ ) и разрушения  $\text{Zn}^+$ -центров ( $E_a = 0.96 \text{ eV}$ ) свидетельствует о том, что необходимым условием образования СВЭ в ВеО–Zn при электронно-дырочных процессах является первоначальный захват электрона около иона  $\text{Zn}^{2+}$ . С учетом этого можно проанализировать особенности структуры электронных компонент АЛЭ и СВЭ в ВеО. Оценки силы осциллятора оптических переходов в электронном компоненте АЛЭ были проведены на основе известных величин  $f = 0.1\text{--}0.2$  для дырочных центров в щелочноземельных оксидах (ЩЗО) [16] и сравнения параметров дырочных и электронных полос поглощения АЛЭ с ВеО. Полученная величина  $f \approx 0.05$  свидетельствует о том, что переходы в электронном компоненте АЛЭ сильно запрещены правилами отбора. Эти закономерности могут быть связаны с особенностями электронной структуры ВеО. По данным теоретических расчетов методами кристаллического кластера [17], квазимолекулярной расширенной элементарной ячейки [18] и псевдопотенциала [19] основным отличием электронной структуры ВеО по сравнению с ЩЗО является значительный (30–40%) вклад в состояния зоны проводимости (ЗП)  $s$ -состояний кислорода. Такая специфика парциального состава дна ЗП позволяет предположить, что оптические переходы в электронном компоненте АЛЭ в ВеО являются запрещенными правилами отбора  $s \rightarrow s$  переходами между одноэлектронными состояниями дна ЗП, формирующимися из  $s$ -состояний бериллия и  $s$ -состояний кислорода. Плотнопаканная структура ВеО типа вюрцита способствует сильному расщеплению уровней, значительному  $s$ – $p$  смешиванию, приводящему к частичному снятию запрета. В кристаллах ВеО–Zn может иметь место сильная локальная деформация решетки, возникающая около иона  $\text{Zn}^{2+}$  вследствие того, что его ионный радиус (0.83 Å) значительно превышает ионный радиус  $\text{Be}^{2+}$  (0.34 Å). Наблюдаемое в экспериментах сильное снижение интенсивности наведенного поглощения в области электронного компонента связанного с примесью цинка экситона малого радиуса свидетельствует об уменьшении силы осциллятора оптических переходов.

Обнаруженные авторами две полосы поглощения при 1.6 и 1.9 eV электронного компонента АЛЭ<sub>1</sub> в BeO обусловлены оптическими переходами на два возбужденных уровня, возможно связанных со спин-орбитальным расщеплением состояний ЗП. Аналогичный двухполосный вид спектра наблюдается также в оптическом поглощении электронного Zn<sup>+</sup>-центра. Результаты расчета электронной структуры локальных центров в BeO с учетом спиновой поляризации [20] показали, что замещение Be<sup>2+</sup> ионом Zn<sup>2+</sup> приводит к отщеплению локального уровня, расположенного на 1.1 eV ниже дна ЗП. Эта величина приблизительно согласуется с величиной коротковолнового сдвига спектра Zn<sup>+</sup>-центра по сравнению с таковым для АЛЭ<sub>1</sub> в BeO.

Авторы признательны Ч.Б. Лущику за внимание к работе, В.Ю. Иванову и С.В. Кудякову за полезные дискуссии и помощь в работе.

## Список литературы

- [1] Т.Н. Кярнер, А.Ф. Малышева, В.Т. Тажигулов. Труды ИФ АН ЭССР **55**, 217 (1984).
- [2] Э.Х. Фельдбах, Ч.Б. Лущик, И.Л. Куусманн. Письма в ЖЭТФ **39**, 2, 54 (1984).
- [3] В.Ю. Иванов, В.А. Пустоваров, С.В. Горбунов, С.В. Кудяков, А.В. Кружалов. ФТТ **38**, 11, 3333 (1996).
- [4] И.Н. Анцыгин, В.Ю. Иванов, А.В. Кружалов. ЖТФ **58**, 3, 635 (1988).
- [5] В.Ю. Иванов, И.Н. Анцыгин, С.В. Горбунов, А.В. Кружалов, В.А. Маслов. Опт. и спектр. **64**, 4, 945 (1988).
- [6] И.Н. Огородников, А.В. Кружалов, В.А. Маслов. ЖПС **49**, 1, 134 (1988).
- [7] И.Н. Огородников, В.Ю. Иванов, А.В. Кружалов. ЖПС **54**, 4, 605 (1991).
- [8] В.А. Маслов, Г.М. Рылов, В.Г. Мазуренко, А.В. Кружалов, Б.В. Шульгин. Расширенные тезисы VI междунар. конф. по росту кристаллов. М. (1980). Т. 3. С. 268.
- [9] Б.П. Гриценко, В.Я. Яковлев, Г.Д. Лях, Ю.Н. Сафонов. Тез. всес. конф. по метрологии быстропротекающих процессов. М. (1978). С. 61.
- [10] S.V. Gorbunov, S.V. Kudyakov, B.V. Shulgin, V.Yu. Yakovlev. Rad. Effects and Defects in Solids. **135**, 269 (1995).
- [11] С.В. Горбунов, В.Ю. Яковлев, В.Ю. Иванов, А.В. Кружалов. ФТТ **32**, 10, 2942 (1990).
- [12] С.В. Горбунов, С.В. Кудяков, В.Ю. Яковлев, А.В. Кружалов. ФТТ **38**, 4, 1298 (1996).
- [13] С.В. Горбунов, С.В. Кудяков, В.Ю. Яковлев, А.В. Кружалов. ФТТ **38**, 1, 214 (1996).
- [14] А.В. Кружалов, И.Н. Огородников, С.В. Кудяков. Изв. вузов. Сер. физика. **39**, 11, 76 (1996).
- [15] С.А. Чернов, Э.Д. Алукер. Твердотельные детекторы ионизирующих излучений. Тр. симпозиума ТТД-97. Екатеринбург (1998). С. 30.
- [16] B. Henderson, J.E. Wertz. Defects in alkaline earth oxides with applications to radiation damage and catalysis. Taylor and Francis, London (1977). 159 p.
- [17] В.А. Лобач, И.Р. Рубин, А.В. Кружалов, Б.В. Шульгин, В.Ю. Иванов. ФТТ **29**, 9, 2610 (1987).
- [18] А.Н. Васильев, К.Б. Топорнин, Р.Э. Эварестов. Опт. и спектр. **48**, 2, 277 (1980).
- [19] И.В. Китык, В.Н. Колобанов, В.В. Михайлин. Вестн. МГУ. Сер. 3, Физика, астрономия. **28**, 4, 67 (1987).
- [20] А.В. Кружалов, В.А. Лобач, И.Н. Огородников, И.Р. Рубин. ЖПС **51**, 6, 997 (1989).