

ПАРАМАГНИТНЫЕ РАДИАЦИОННЫЕ ДЕФЕКТЫ  
ДЫРОЧНОЙ ПРИРОДЫ В  $\text{LiNbO}_3 : \text{Mg}$ И. М. Зарицкий, Л. Г. Ракитина, А. А. Бугай,  
К. Полгар,<sup>1</sup> Г. Корради<sup>1</sup>

Обнаружение порогового увеличения сопротивляемости оптическому разрушению в  $\text{LiNbO}_3 : \text{Mg}$  с  $C(\text{Mg})_{\text{пор}} > 5-6$  мол. % стимулировало исследования эффектов, связанных с этим явлением. С учетом обнаружения существенного влияния различных примесей на процессы дефектообразования при  $\gamma$ -облучении [1] естественно было ожидать подобного влияния за счет легирования Mg, тем более что такое влияние на термодфекты было обнаружено [2]. В настоящей работе методом ЭПР исследованы радиационные дефекты в  $\text{LiNbO}_3 : \text{Mg}$  при низкотемпературном (77 К)  $\gamma$ -облучении.

Монокристаллы  $\text{LiNbO}_3 : \text{Mg}$ ,  $\text{LiNbO}_3 : \text{Mg} : \text{Fe}$  с  $C(\text{Mg})=0-8$  мол. % и  $C(\text{Fe})=(5-8) \cdot 10^{-2}$  мол. % с различным соотношением Li/Nb (0.9-1.1) выращены с помощью автоматизированного метода Чохральского в Исследовательской лаборатории физики кристаллов АН Венгрии (г. Будапешт). Кристаллы были подвергнуты  $\gamma$ -облучению от источника  $^{60}\text{Co}$  дозой 10 Мрад при 77 К и перемещались в резонатор спектрометра без отогрева. Измерения проводились с помощью радиоспектрометра SE/X-2544 «Радиопан» в X-диапазоне в интервале температур 15-300 К.

Прежде всего было обнаружено, что концентрация собственных радиационных дефектов  $\text{O}^-$  и  $\text{Nb}^{4+}$  не зависит от  $C(\text{Mg})$  до  $C(\text{Mg}) \approx C(\text{Mg})_{\text{пор}} \approx 5$  мол. % и пороговым образом уменьшается при  $C(\text{Mg}) > C(\text{Mg})_{\text{пор}}$ . Однако при этом образуются новые радиационные центры, спектр ЭПР которых представлен на рис. 1. Общая концентрация этих центров примерно на порядок меньше, чем наблюдаемая в  $\gamma$ -облученных кристаллах  $\text{LiNbO}_3$ , не легированных или легированных Mg при  $C(\text{Mg}) < C(\text{Mg})_{\text{пор}}$ . Наблюдаемый спектр ЭПР обусловлен двумя типами дефектов, один из которых идентифицирован нами ранее [3] как  $\text{OH}^{2-}$  и образуется вследствие захвата электрона гидроксильным радикалом  $\text{OH}^-$ , замещающим ион  $\text{O}^{2-}$ .

Анализ угловых зависимостей спектра ЭПР после вычитания из него спектра  $\text{OH}^{2-}$  (в кристаллах  $\text{LiNbO}_3 : \text{Mg} : \text{Fe}$  центры  $\text{OH}^{2-}$  не наблюдаются) показал, что эти зависимости могут быть описаны с помощью гамильтониана

$$H = \beta H g S$$

симметрии  $C_1$  с  $S=1/2$ . Главные значения  $g$ -тензора и направляющие косинусы его главных осей представлены в таблице.

Из рис. 1 видно, что в спектре ЭПР проявляется СТВ с единственным ядром  $^{94}\text{Nb}$  ( $I=9/2$ , 100 %). Об этом свидетельствуют хорошо разрешенная

$g$ -факторы, направляющие косинусы и константы СТВ  
с ядром  $^{94}\text{Nb}$   $\text{O}_{\text{II}}^-$  центра в  $\text{LiNbO}_3 : \text{Mg}$  ( $C(\text{Mg}) > 6$  мол. %)

		$x$	$y$	$z$
$g_x$	2.029	0.539	-0.718	0.440
$g_y$	2.049	0.791	0.252	-0.558
$g_z$	2.006	-0.290	-0.648	-0.704
$A_{\parallel}$ , мТл	1.4			
$A_{\perp}$ , мТл	1.6			

Примечание. Точность определения  $g: \pm 0.005$ ;  $A: \pm 0.1$  мТл.

<sup>1</sup> Исследовательская лаборатория физики кристаллов АН Венгрии (г. Будапешт).

десятикомпонентная структура спектра при  $\theta=90^\circ$  и необычная П-образная форма первообразной. Константы СТС для  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{C}$  и  $\mathbf{B} \perp \mathbf{C}$  также приведены в таблице. Измерения показали, что дефекты, ответственные за новый спектр ЭПР, начинают распадаться при  $T \approx 170$  К и полностью исчезают при  $T > 230$  К.

Величины  $g$ -факторов нового спектра ЭПР указывают на дырочный характер радиационного дефекта. Об этом же независимо свидетельствуют факты появления этого центра одновременно с электронной ловушкой  $\text{OH}^{2-}$  в  $\text{LiNbO}_3 : \text{Mg}$  и падение интенсивности  $\text{Fe}^{3+}$  центра в  $\text{LiNbO}_3 : \text{Mg} : \text{Fe}$  за счет перезарядки  $\text{Fe}^{3+} + e \rightarrow \text{Fe}^{2+}$ , что способствует образованию дополнительной концентрации новых дефектов и препятствует образованию  $\text{OH}^{2-}$ . Среднее значение  $g$ -фактора нового центра  $\bar{g}=2.028$  близко к значе-

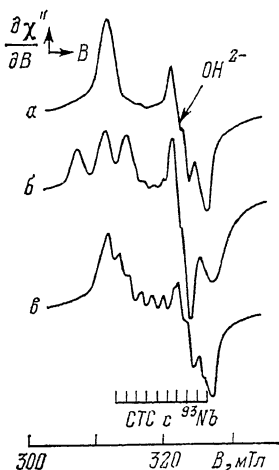


Рис. 1. Вид производной спектра ЭПР нового дырочного центра  $\text{O}_{\text{II}}$  при трех ориентациях  $\mathbf{B}$  в  $\text{LiNbO}_3 : \text{Mg}$  ( $C(\text{Mg}) = 8$  мол.  $\%_0$ ) после  $\gamma$ -облучения при  $T = 77$  К.  $T_{\text{изм}} = 77$  К.

$\theta$  — угол между направлениями  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{C}$ . При всех ориентациях наблюдается также изотропный спектр ЭПР  $\text{OH}^{2-}$  центров, указанный на рисунке при  $\theta=0^\circ$ . а —  $\theta=0$ , б —  $45$ , в —  $90^\circ$ . Для  $\theta=90^\circ$  обозначены положения компонент СТС с  $^{93}\text{Nb}$  ( $I=9/2$ ).

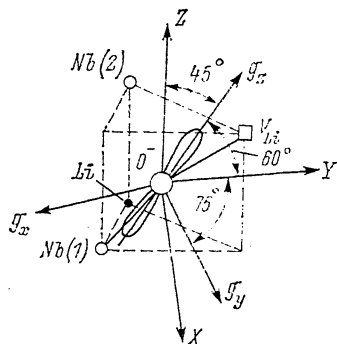


Рис. 2. Модель  $\text{O}_{\text{II}}$  центра в  $\text{LiNbO}_3 : \text{Mg}$  для  $C(\text{Mg}) \geq C(\text{Mg})_{\text{пор}}$ .

нию  $\bar{g}=2.03$   $\text{O}^-$  центра в  $\text{LiNbO}_3$  [1, 4, 5]. Таким образом, можно сделать почти однозначный вывод, что дырка локализована главным образом на одном ионе кислорода. Это позволяет обозначить новый дырочный центр в  $\text{LiNbO}_3 : \text{Mg}$  как  $\text{O}_{\text{II}}$  в отличие от центра  $\text{O}^-$ , наблюдаемого в нелегированных кристаллах  $\text{LiNbO}_3$  либо при  $C(\text{Mg}) < C(\text{Mg})_{\text{пор}}$ . Величина анизотропии  $g$ -фактора также находится в соответствии со значениями для  $\text{O}^-$  центров, наблюдаемых в других оксидах [6, 7]. Факт наблюдения СТВ с единственным ядром Nb указывает на преимущественную ориентацию волновой функции дырки по направлению к одному из двух соседних с  $\text{O}^-$  ионов  $\text{Nb}^{5+}$ . В кристаллах  $\text{LiNbO}_3 : \text{Mg}$  это может обеспечиваться за счет  $V_{\text{Li}}$  в ближайшем окружении  $\text{O}^-$  и в направлении, примерно противоположном активному в СТС Nb. Наличие  $V_{\text{Li}}$  одновременно способствует локализации дырки и обеспечивает более высокую термостабильность  $\text{O}_{\text{II}}$  центра. Модель центра  $\text{O}_{\text{II}}$ , вытекающая из представленных фактов, приведена на рис. 2.

Из шести возможных ориентаций  $\text{O}^{2-}-\text{Li}^+$  выбрана такая, которая соответствует главным значениям  $g$ -фактора и ориентациям его главных осей (см. таблицу). Видно, что ориентация дырочной функции задается положением  $V_{\text{Li}}$  и обеспечивает СТВ преимущественно с единственным

ядром Nb (1). При этом значение  $g_y$  будет максимальным, а его направление задается положением ядра Nb (2). Значение  $g_x$  будет близким к чисто спиновому, а его направление совпадает с направлением оси  $p$ -дырки. Принципиальным отличием  $O_{II}$  центров от  $O^-$  центров является то, что первые представляют собой дефекты, стабилизированные вакансией лития в ближайшем окружении (рис. 2), в то время как последние — samozахваченные дырки [8].

#### Список литературы

- [1] Корради Г., Полгар К., Зарицкий И. М., Ракитина Л. Г., Дерюгина Н. И. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 9. С. 115—122.
- [2] Schirmer O. F., Donnerberg H. J., Wohlecke M., Grabmaier B. C., Kuznetsov A. I. // Symp. Phys. Opt. Cryst. Budapest, Hungary, 1989. P. 8.
- [3] Rakitina L. G., Zaritskii I. M., Polgar K. // Appl. Magn. Res. 1991. V. 1. N 1.
- [4] Schirmer O. F., von der Linde D. // Appl. Phys. Lett. 1978. V. 33. N 1. P. 35—38.
- [5] Halliburton L. E., Sweeney K. L., Chen C. Y. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. 1984. V. B1. N 2—3. P. 344—347.
- [6] Bartram R. H., Swenberg C. E., Fournier J. T. // Phys. Rev. 1965. V. 139. N 3A. P. A941—951.
- [7] Du Varney R. C., Niclas J. R., Spaeth J.-M. // Phys. Stat. Sol. B. 1965. V. 128. N 2. P. 673—681.
- [8] Ракитина Л. Г., Зарицкий И. М., Корради Г., Полгар К. // ФТТ. 1990. Т. 31. № 4. С. 1112—1115.

Институт полупроводников АН УССР  
Киев

Поступило в Редакцию  
12 февраля 1991 г.

© Физика твердого тела, том 33, № 7, 1991  
Solid State Physics, vol. 33, N 7, 1991

## МАГНИТОУПРУГИЕ СВОЙСТВА И ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ ВЫСОКОЧИСТОГО ГАДОЛИНИЯ В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР 4.2—350 К

*В. Ю. Бодряков, С. А. Никитин, А. М. Тишин*

Предлагаемая работа посвящена исследованию зависимостей модуля Юнга  $E$  и внутреннего трения  $Q^{-1}$ , измеренных методом изгибных автоколебаний образца-пластинки на частотах  $\sim 1$  кГц, для высокочистого поликристаллического гадолиния в области температур 4.2—350 К и магнитных полей до 1.3 Тл.

Как было установлено в результате нейтронографических исследований [1] и измерений констант анизотропии [2, 3], гадолиний ферромагнитно упорядочивается при температуре Кюри  $T_c \sim 293$  К с магнитными моментами атомов, лежащими вдоль гексагональной оси  $c$ . При температуре  $T_r \sim 230$  К происходит изменение направления оси легкого намагничивания и магнитные моменты отклоняются от оси  $c$  на угол  $\theta$ , зависящий от температуры. Исследования магнитных, электрических, тепловых и механических свойств гадолиния показывают наличие особенностей в поведении этих свойств в окрестности температуры Кюри  $T_c$  и температуры спиновой переориентации  $T_r$ . Подробный обзор этих исследований можно найти в [4]. Исследование упругих констант, а также параметров, характеризующих неупругие, диссипативные свойства гадолиния, выполнено [4, 5] с помощью ультразвуковой техники на частотах 1—100 МГц. Однако на таких высоких частотах может теряться часть информации о свойствах вещества, характерные времена релаксации которых больше периода колебаний ультразвуковой волны.