

полями, создаваемыми дефектами типа дислокационных диполей в упругоизотропной среде. В критической области эта константа пропорциональна  $|T - T_c|^\nu$ . Действительно, это непосредственно следует из того, что в случае квадратичной стрижки случайное поле  $V$  и тензор случайных деформаций сопряжены квадрату ПП и, следовательно, управляются в критической области одним и тем же индексом, как это имеет место для точечных упругих диполей (см., например, [6]).

#### Список литературы

- [1] Ма Ш. Современная теория критических явлений: Пер. с англ. М., 1980. 298 с.
- [2] Boyanovsky D., Cardy J. L. // Phys. Rev. B. 1982. V. 26. N 1. P. 154—170.
- [3] Lawrie I. D., Prudnikov V. V. // J. Phys. C. 1984. V. 17. N 10. P. 1655—1668.
- [4] Дороговцев С. Н. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. № 5. С. 2053—2067.
- [5] Mayer I. O. // J. Phys. A. 1989. V. 22. N 14. P. 2815—2823.
- [6] Лужков А. А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 7. С. 113—115.

Электротехнический институт  
им. В. И. Ульянова (Ленина)  
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию  
6 апреля 1992 г.

УДК 548: 537.611.43:539.124

© Физика твердого тела, том 34, № 10, 1992  
Solid State Physics, vol. 34, N 10, 1992

## ЭПР ИОНОВ $Ce^{3+}$ В КРИСТАЛЛЕ $KMgF_3$

И. Р. Ибрагимов, И. И. Фазлижанов, М. Л. Фалин, В. А. Уланов

Диэлектрические кристаллы, активированные ионами  $Ce^{3+}$ , перспективны как активные среды перестраиваемых лазеров УФ-диапазона. Однако число таких сред в настоящее время ограничено. Поэтому поиск и исследования подобного типа веществ весьма актуальны.

Кристаллы двойных фторидов со структурой перовскита интересны тем, что, с одной стороны, они находят широкое практическое применение, а с другой — являются удобными модельными системами для изучения магнитно-оптических свойств примесных парамагнитных ионов. Однако, несмотря на многочисленные попытки, внедрить ионы  $Ce$  в эти кристаллы не удавалось, и настоящая работа посвящена первому экспериментальному исследованию этих ионов в кристаллах  $KMgF_3$  (предварительные результаты представлены в [1]).

$KMgF_3:Ge$  были выращены методом Чохральского. Концентрация  $Ce$  в шихте 0.1—1 вес. %.

Экспериментальные исследования спектров ЭПР проводились на спектрометре «Varian» E-12 в X-диапазоне СВЧ при  $T = 4$  К.

Характерной чертой кристаллов  $KMgF_3$  (рис.1), активированных примесными ионами, является множественность образуемых парамагнитных центров (ПЦ). Это обусловлено тем, что примесные ионы могут замещать или одно-, или двухвалентные катионы матрицы, в связи с чем возникает многообразие типов замещений и компенсаций избыточного положительного заряда.

Спектр ЭПР состоит из большого числа линий различной интенсивности в диапазоне 0.005—1.5 Т. В области 03—04 Т наблюдается спектр  $Mn^{2+}$ , присутствующего в качестве неконтролируемой примеси.

Выделены три типа ПЦ  $Ce^{3+}$  —  $Ce^{3+}$  (I),  $Ce^{3+}$  (II),  $Ce^{3+}$  (III), находящихся в структурно-неэквивалентных позициях. Из угловых зависимостей линий ЭПР в

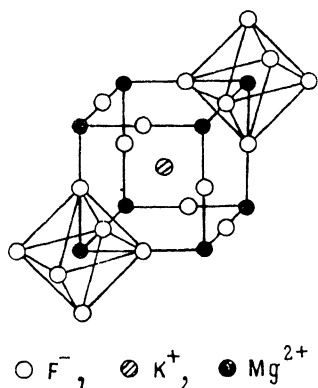


Рис. 1. Фрагмент кристаллической решетки KMgF<sub>3</sub>.  $a_0 = 3.973 \text{ \AA}$  [2].

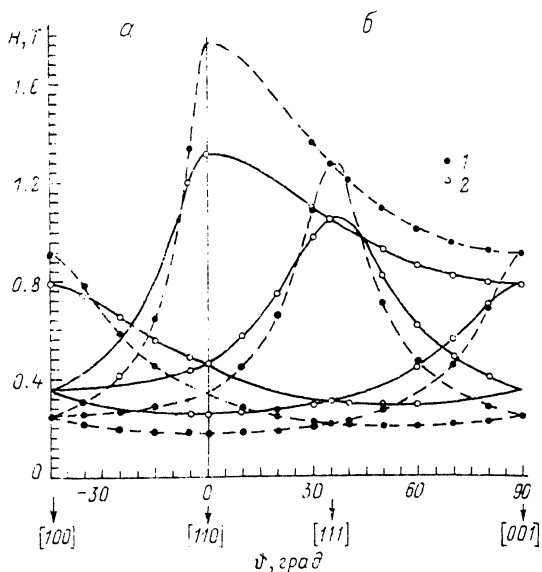


Рис. 2. Угловая зависимость спектров ЭПР Ce<sup>3+</sup> (II), Ce<sup>3+</sup> (III) ромбической симметрии в KMgF<sub>3</sub> в плоскостях (001) (а) и (110) (б).

Теория: штриховые линии — Ce<sup>3+</sup> (II), сплошные — Ce<sup>3+</sup> (III).  
Эксперимент: 1 — Ce<sup>3+</sup> (II), 2 — Ce<sup>3+</sup> (III).

плоскостях (001) и (110) установлено, что ПЦ Ce<sup>3+</sup> (I) состоит из трех магнитно-неэквивалентных комплексов тетрагональной симметрии, а ПЦ Ce<sup>3+</sup> (II), Ce<sup>3+</sup> (III) — из шести магнитно-неэквивалентных комплексов ромбической симметрии каждый (рис.2). Полученные результаты параметризации соответствующих спин-гамильтонианов приведены в таблице.

Из данных ЭПР трудно сделать однозначный вывод о местонахождении ПЦ. Но можно предположить их вероятные позиции. Рассмотрим сначала тетрагональный центр Ce<sup>3+</sup> (I).

Известно, что основной терм  $^2F_{5/2}$  иона Ce<sup>3+</sup> в кубическом кристаллическом поле расщепляется на дублет  $\Gamma_7$  и квартет  $\Gamma_8$ , причем для 6-кратной координации  $\Gamma_7$  будет нижним, а для 12-кратной —  $\Gamma_8$ . В кристаллических полях более низкой симметрии, например тетрагональной,  $\Gamma_8$  расщепляется на два дублета  $\Gamma_{16}^{(8)}$  и  $\Gamma_{17}^{(8)}$ . При слабой тетрагональности, т. е. когда кубическая часть кристаллического поля  $\gg$  тетрагональной, волновые функции в первом приближении будут иметь вид [3]

$$\Gamma_7 \rightarrow \frac{1}{\sqrt{6}} \left( \left| \pm \frac{5}{2} \right\rangle - \sqrt{5} \left| \mp \frac{3}{2} \right\rangle \right),$$

$$\Gamma_{16}^{(8)} \rightarrow \left| \pm \frac{1}{2} \right\rangle, \quad \Gamma_{17}^{(8)} \rightarrow \mp \frac{1}{\sqrt{6}} \left( \left| \pm \frac{3}{2} \right\rangle + \sqrt{5} \left| \mp \frac{5}{2} \right\rangle \right).$$

Эти функции определяют следующие значения  $g$ -факторов:  $\Gamma_{16}^{(8)}$ :  $g_{\parallel} = 0.86$ ,  $g_{\perp} = 2.57$ ;  $\Gamma_{17}^{(8)}$ :  $g_{\parallel} = 3.14$ ,  $g_{\perp} = 1.43$ ;  $\Gamma_7$ :  $g_{\parallel} = g_{\perp} = 1.43$ . Сравнение с экспериментальными значениями (см. таблицу) показывает, что основным состоянием Ce<sup>3+</sup> (I) вероятнее всего является  $\Gamma^{(8)}$ . Это также подтверждается тем фактом, что если воспользоваться известным соотношением  $\bar{g} = g_{\text{куб}}$  [4], то в

Параметры тетрагонального и ромбического спин-гамильтонианов для  $Ce^{3+}$  (I),  $Ce^{3+}$  (II),  $Ce^{3+}$  (III) в  $KMgF_3$ . В скобках приведены теоретические значения  $g$ -факторов

	$Ce^{3+}$ (I)	$Ce^{3+}$ (II)	$Ce^{3+}$ (III)
$g_{  }$	$3.178 \pm 0.005$		
$g_{\perp}$	$1.004 \pm 0.005$		
$\bar{g} = \frac{1}{3}(g_{  } + 2g_{\perp})$	1.729		
$g_x^{[1\bar{1}0]}$		$0.38 \pm 0.01$	$0.51 \pm 0.01$
		(-0.34)	(-0.53)
$g_y^{[001]}$		$0.739 \pm 0.005$	$0.854 \pm 0.005$
		(-0.787)	(0.888)
$g_z^{[110]}$		$3.785 \pm 0.005$	$2.634 \pm 0.005$
		(3.832)	(2.665)
$\bar{g} = \frac{1}{3}(g_x + g_y + g_z)$		1.635	1.333

нашем случае  $\bar{g} > g_{\text{св}}^{\Gamma_7} = 1.43$ . Таким образом, наиболее вероятной является позиция  $K^+$  и основным состоянием  $Ce^{3+}$  (I) — дуплет  $\Gamma^{(8)}$ , волновая функция которого имеет вид  $a|\pm 5/2\rangle + b|\mp 3/2\rangle$ . К сожалению, использование выражений  $g_{||} = (6/7)(5a^2 - 3b^2)$ ,  $g_{\perp} = (12\sqrt{5}/7)ab$  и условия нормировки недостаточно для однозначного определения  $a$  и  $b$  из экспериментальных значений  $g_{||}$  и  $g_{\perp}$ .

Для ромбических центров  $Ce^{3+}$  (II) и  $Ce^{3+}$  (III) аналогичные рассуждения приводят к тому, что  $Ce^{3+}$  (II) замещает  $K^+$ , а  $Ce^{3+}$  (III) замещает  $Mg^{2+}$ . Волновые функции для обоих центров определены и имеют следующий вид:

$$Ce^{3+} \text{ (II): } \Psi_{\pm} = 0.9515 \left| \pm \frac{5}{2} \right\rangle - 0.2385 \left| \pm \frac{1}{2} \right\rangle - 0.1943 \left| \mp \frac{3}{2} \right\rangle,$$

$$Ce^{3+} \text{ (III): } \Psi_{\pm} = 0.7667 \left| \pm \frac{5}{2} \right\rangle + 0.5929 \left| \pm \frac{1}{2} \right\rangle - 0.2462 \left| \mp \frac{3}{2} \right\rangle.$$

Небольшое расхождение теоретических значений  $g$ -факторов, вычисленных на основе этих функций, с экспериментальными (см. таблицу) можно отнести за счет примеси состояний с  $J = 7/2$ .

Исходя из вышеизложенного, можно предположить следующие структурные модели комплексов. Для  $Ce^{3+}$  (I), занимающего позицию  $K^+$ , компенсация избыточного положительного заряда происходит за счет вакансий на месте ближайших с Се ионов  $K^+$ , расположенных на оси  $C_4$ . Достаточная удаленность вакансий от  $Ce^{3+}$  ( $\sim 4 \text{ \AA}$ ) обеспечивает малое тетрагональное возмущение кристаллического поля. Для  $Ce^{3+}$  (II), занимающего позицию  $K^+$ , можно предположить, что ромбическое возмущение кристаллического поля больше, чем тетрагональное, так как  $\bar{g}$  больше, чем для  $Ce^{3+}$  (I), отклоняется от величины  $g_{\text{св}}$ . Это может быть обусловлено тем, что компенсация в данном случае осуществляется ионом  $O^{2-}$ , замещающим один из ионов  $F^-$  ближайшего окружения ( $\sim 3 \text{ \AA}$ ). В пользу данной модели говорит факт отсутствия этого центра при выращивании кристалла в бескислородной атмосфере. Для  $Ce^{3+}$  (III), замещающего  $Mg^{2+}$ , в качестве компенсационной модели можно предположить наличие междоузельного иона  $F^-$  на оси  $C_2$ .

Авторы выражают благодарность А. Г. Багаутдиновой за техническую помощь.

- [1] Дубинский М. А., Ибрагимов И. Г., Семашко В. В., Фалин М. Л. // Тр. КФТИ (Казань). 1990. С. 110—113.  
 [2] Wyckoff R. W. G. // Crystal Structures. New York: Wiley, 1964. V. 2. P. 390.  
 [3] Lea K. R., Leask M. J. M., Wolf W. P. // J. Phys. Chem. Solids. 1962. V. 23. N 10. P. 1381—1405.  
 [4] Rubins R. S. // Phys. Rev. 1969. V. 1. N. 1. P. 139—141.

Казанский  
 физико-технический институт РАН

Поступило в Редакцию  
 22 апреля 1992 г.

УДК 548.0:539211:548.74

© Физика твердого тела, том 34, № 10, 1992  
 Solid State Physics, vol. 34, N 10, 1992

## О МИГРАЦИИ ИНДИЯ В CdHgTe ПОСЛЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ИМПУЛЬСНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

*В. П. Власов, Ф. А. Заитов, В. М. Канёвский,  
 А. А. Пурцхванидзе, Г. М. Шалапина*

Изучению долговременной релаксации кристаллов кадмий—ртуть—теллур (КРТ) после взаимодействия слабым импульсным магнитным полем (ИМП) посвящены работы [1, 2]. Анализируя эти исследования, можно считать установленным фактом то, что результатом воздействия ИМП на КРТ является последующее изменение степени дефектности кристалла, обуславливающее ряд наблюдаемых явлений, в частности миграцию примеси [2] к его поверхности. Для подтверждения этого результата нами были предприняты исследования с привлечением методов послыонной автордиографии и электронной Оже-спектроскопии.

Для исследований использовались образцы  $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$ , легированные  $\text{In}$  ( $5 \times 5 \times 1$  мм), вырезанные параллельно плоскости (111). Каждый раз из одной пластины готовились два образца, один из которых подвергался воздействию ИМП, а другой служил в качестве контрольного. Методика подготовки образцов описана в работе [2]. Для радиографических исследований применялся изотоп индия  $^{114\text{m}}\text{In}$ , который растворялся в соляной кислоте, и на поверхность образцов КРТ наносилась соль  $\text{InCl}_3$ . Толщина покрытия составляла около 5 мкм. Концентрационный профиль индия определялся методом последовательного снятия слоев с шагом 0.2 мкм (на глубину 10 мкм) и измерением остаточной радиоактивности. Расчет концентрации  $\text{In}$  осуществлялся эталонным способом. Воздействие ИМП на образцы осуществлялось в индукторе при частоте следования импульсов 12 Гц, длительности импульса 0.2 мкс и его амплитуде  $1.4 \cdot 10^5$  А/м.

На рис. 1 приведены концентрационные профили  $\text{In}$ , определенные в приповерхностном слое методом послыонной автордиографии. Кривая 1 относится к контрольному образцу, а кривая 2 получена от образца, подверженного предварительно (за трое суток) воздействию ИМП. Поразительным является то, что концентрация изотопа  $^{114\text{m}}\text{In}$  на поверхности подверженного воздействию ИМП образца почти на два порядка превосходит концентрацию  $\text{In}$  на поверхности контрольного образца. Кроме того, следует отметить, что на контрольном образце концентрационный профиль простирается на гораздо большую глубину, чем это следовало бы ожидать из условия эксперимента, когда ожидаемая толщина покрытия составляла лишь 5 мкм. Результаты были получены для двух серий образцов, одна из которых на рисунке отмечена точками, а другая — крестиками.