

100 пар коэффициентов получены путем их представления в виде ряда комплексных экспонент [11]. Обрезание дроби проводили по известной методике [11].

На рис. 1 представлена ЛПС в позиции атома германия в идеальном кристалле  $\alpha\text{-GeO}_2$ . Следует отметить наличие широкой полосы запрещенных частот 16—26.5 ТГц. Для сравнения: в  $\alpha\text{-SiO}_2$  область запрещенных частот в спектре ЛПС, по данным расчета [12], равна 24—28 ТГц. Расширение запрещенной полосы для  $\alpha\text{-GeO}_2$  по сравнению с  $\alpha\text{-SiO}_2$  следует связать с большей разницей масс атомов германия и кислорода.

Образование в кристалле вакансии в кислородной подрешетке приводит к искажению фононного спектра кристалла  $\text{GeO}_2$ . Спектр ЛПС вблизи анионной вакансии приведен на рис. 2. Наблюдается уменьшение ЛПС в высокочастотной области по сравнению с идеальным кристаллом. В области запрещенных частот появляются три щелевых колебания с частотами 15.4, 16.6 и 17.4 ТГц.

Таким образом, полученные результаты, а также известные литературные данные [3-8] позволяют утверждать, что в кристаллах с вакансиями генерируются квазилокальные колебания в акустической или оптической областях спектра фононов в зависимости от структурного типа кристаллической решетки. Конкретные значения частот дефектных колебаний зависят от характера химической связи. Для изоструктурных кристаллов  $\alpha\text{-SiO}_2$  и  $\alpha\text{-GeO}_2$  с нарушенной стехиометрией можно выделить общие черты в искажении фононных спектров — наличие щелевых колебаний.

#### Список литературы

- [1] Горьков Л. П., Элиашберг Г. М. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. Приложение. С. 98—101.
- [2] Matsuura T., Kazumasu M. // Jap. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. N 4. P. 407—409.
- [3] Lengeler B., Ludwig W. // Z. Phys. 1963. Bd 171. N 1. S. 273—290.
- [4] Suzuki K., Schmeltzer D., Maradudin A. A. // J. Phys. (France). Colloq. C6. Suppl. 1981. V. 42. N 12. P. 640—642.
- [5] Madhavan Y. // Phys. St. Sol. B. 1985. V. 127. N 1. P. K15—K18.
- [6] Nerenberg M. A., Haridasan T. M., Govindarajan J., Jacobs P. W. M. // J. Phys. and Chem. Solids. 1981. V. 41. N 11. P. 1217—1222.
- [7] Haridasan T. M., Govindarajan J., Nerenberg M. A., Jacobs P. W. M. // Phys. Rev. B. 1979. V. 20. N 8. P. 3474—3480.
- [8] Мазуренко В. Г., Кортов В. С., Зацепин А. Ф. // Укр. физ. журн. 1988. Т. 33. № 1. С. 128—130.
- [9] Boyer L. L. // Phys. Rev. B. 1974. V. 8. N 6. P. 2684—2692.
- [10] Hercovici C., Fibich M. // J. Phys. C. 1980. V. 13. N 9. P. 1635—1647.
- [11] Allan G. // J. Phys. C. 1984. V. 17. N 21. P. 3945—3955.
- [12] Мазуренко В. Г., Кортов В. С., Зацепин А. Ф. // Поверхность. 1987. № 11. С. 110—114.
- [13] Лазарев Л. Н., Миргородский А. П., Игнатьев И. С. Колебательные спектры сложных окислов. М., 1974.

Уральский политехнический институт  
им. С. М. Кирова  
Свердловск

Поступило в Редакцию  
24 апреля 1989 г.

## МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ ИТТРИЯ И ЦИРКОНИЯ В ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЯХ $\text{YFe}_2$ и $\text{ZrFe}_2$

В. А. Васильковский, А. А. Горленко, А. К. Курпrianов

Наличие сверхтонких полей на ядрах иттрия и циркония в магнитоупорядоченных соединениях  $\text{YFe}_2$  и  $\text{ZrFe}_2$  указывает на то, что в этих материалах вблизи номинально немагнитных атомов подрешеткой железа индуцируется спиновый магнитный момент. Этот момент принято считать малой

величиной, и его вкладом в намагниченность соединения пренебрегают [1]. С другой стороны, согласно выполненным в последние годы расчетам зонной структуры соединений  $AFe_2$ , где  $A=Lu, Y, Zr, Hf, Sc$ , момент атомов  $A$  достаточно велик и составляет от  $0.33\mu_B$  для  $Lu$  и  $0.45\mu_B$  для  $Y$  до  $0.56\mu_B$  для атомов  $Zr$  [2, 3].

Здесь мы сообщаем о попытке сравнить величины магнитных моментов атомов иттрия и циркония в интерметаллических соединениях  $YFe_2$  и  $ZrFe_2$ .

Нами методом ядерного магнитного резонанса (ЯМР) изучалось влияние высокого гидростатического давления на локальные поля на ядрах  $Fe^{57}$  и  $Zr^{91}$  в  $ZrFe_2$ . Спектры ЯМР записывались на спектрометре спинового эха при 4.2 К. Гидростатическое давление до  $7 \cdot 10^8$  Па создавалось в ка-

Влияние давления на намагниченность насыщения  $ZrFe_2$  и  $YFe_2$

Соединение	Тип ядра	$\partial \ln H/\partial p$	$\partial \ln M/\partial p$
		$\cdot 10^{11}, Pa^{-1}$	
$ZrFe_2$	$Zr^{91}$	$1.3 \pm 0.1$	
	$Fe^{57}$	$0 \pm 0.1$	$-0.63 \pm 0.03$
$YFe_2$	$Y^{89}$	$1.1 \pm 0.1$ [5]	
	$Fe^{57}$	$-0.85 \pm 0.1$ [5]	$-0.84 \pm 0.04$

мере, изготовленной из бериллиевой бронзы. Результаты наших измерений, а также литературные данные о влиянии давления на намагниченность насыщения единицы массы соединений  $YFe_2$  и  $ZrFe_2$  [4] представлены в таблице.

Для обсуждения данных таблицы запишем магнитный момент формульной единицы соединения  $AFe_2$  в общем виде

$$M = 2\mu_{Fe} \pm \mu_A \quad (1)$$

где  $\mu_{Fe}$  и  $\mu_A$  — магнитные моменты атомов  $Fe$  и  $A$ . Отсюда влияние давления на величину  $M$  определяется выражением

$$\frac{\partial \ln M}{\partial p} = \frac{2\mu_{Fe}}{M} \frac{\partial \ln \mu_{Fe}}{\partial p} \pm \frac{\mu_A}{M} \frac{\partial \ln \mu_A}{\partial p}. \quad (2)$$

Из (2) видно, что, если  $\mu_A \simeq M$ , должно наблюдаться неравенство  $\partial \ln M/\partial p \neq \partial \ln \mu_{Fe}/\partial p$ . Наоборот, когда  $\mu_A \ll M$  и при условии  $\partial \ln \mu_A/\partial p \neq \partial \ln \mu_{Fe}/\partial p$ , изменения  $M$  и  $\mu_{Fe}$  под действием давления будут отличаться незначительно.

Для железа в  $AFe_2$  поле  $H^{Fe}$  на ядрах обусловлено в основном обменной поляризацией ионного остова собственным моментом атома [6]. Поэтому можно считать, что при всестороннем сжатии изменение поля  $H^{Fe}$  иллюстрирует изменение магнитного момента атомов железа. Для атомов  $A$  механизм возникновения полей на ядрах иной. Здесь значительный вклад в локальные поля  $H^A$  связан с поляризованными коллективизированными электронами  $s$ -типа [6]. Плотность этих электронов на ядре зависит от давления, в результате чего в общем случае  $\partial \ln H^A/\partial p \neq \partial \ln \mu_A/\partial p$ . Поскольку величина  $\partial \ln \mu_A/\partial p$  не определена, на основе выражения (2) возможен лишь качественный анализ данных таблицы.

В соединении  $YFe_2$  величины  $\partial \ln M/\partial p$  и  $\partial \ln \mu_{Fe}/\partial p$  имеют близкие значения. Согласно проведенному выше анализу, это означает, что магнитный момент атомов иттрия много меньше момента атомов железа. Это не противоречит нейтронографическим исследованиям  $LuFe_2$  [7], в которых магнитный момент лютетия не был зарегистрирован. Для соединения  $ZrFe_2$ , как видно из таблицы, величины  $\partial \ln M/\partial p$  и  $\partial \ln \mu_{Fe}/\partial p$ , наоборот, значительно отличаются, что указывает на существенный вклад атомов

циркония в намагниченность этого соединения. Различная величина магнитных моментов иттрия и циркония может быть следствием того, что в соединениях одной стехиометрии иттрий (как и лютеций) имеет три внешних электрона, а цирконий — четыре.

Полученные результаты косвенно подтверждаются анализом локальных полей на ядрах  $Y^{89}$  и  $Zr^{91}$  в псевдобинарных соединениях  $Y(Fe_xAl_{1-x})_2$  [8] и  $Zr(Fe_xAl_{1-x})_2$  [9]. В отличие от соединений на основе иттрия в последнем случае обнаружено, что изменение среднего поля на ядрах циркония не пропорционально замещению в подрешетке железа. Поэтому в [9] сделан вывод о существовании вклада в  $H^{Zr}$ , связанного с собственным моментом циркония.

Изложенные выше оценки носят качественный характер, однако они показывают, что в плане регистрации момента атомов А более перспективными являются нейтронографические исследования соединения  $ZrFe_2$ .

### Список литературы

- [1] Yamada Y., Ohmae H. // J. Phys. Soc. Jap. 1980. V. 48. N 5. P. 1513—1518.
- [2] Yamada H., Shimizu M. // J. Phys. F. 1986. V. 16. N 8. P. 1039—1050.
- [3] Mohn P., Schwarz K. // Physica. 1985. V. 130 (B+C). N 1—3. P. 26—28.
- [4] Armitage I., Dumelow T., Mitchell R., Riedi P., Abell J., Mohn P., Schwarz K. // J. Phys. F. 1986. V. 16. N 7. P. L141—L144.
- [5] Васильковский В. А., Ковтун Н. М., Куприянов А. К., Никитин С. А., Островский В. Ф. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. № 1. С. 364—367.
- [6] Asano S., Ishida S. // J. Magn. Magn. Mat. 1987. V. 70. N 1—3. P. 187—188.
- [7] Givord D., Gregory A., Schweizer J. // J. Magn. Magn. Mat. 1980. V. 15—18. N 1. P. 293—294.
- [8] Васильковский В. А., Горленко А. А., Куприянов А. К., Островский В. Ф. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 5. С. 1374—1379.
- [9] Покатилов В. С. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 9. С. 944—951.

Донецкий физико-технический институт  
АН УССР  
Донецк

Поступило в Редакцию  
28 апреля 1989 г.

УДК 538.652

Физика твердого тела, том 31, в. 11, 1989  
Solid State Physics, vol. 31, N 11, 1989

## ДРЕЙФ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ В ЗВУКОВОЙ ВОЛНЕ

С. И. Денисов

Благодаря магнитоупругому взаимодействию звуковая волна, распространяющаяся в ферромагнетике (ФМ) перпендикулярно поверхности доменной границы (ДГ), может вызывать ее движение. Согласно результатам [1, 2], полученным на основании линеаризованных уравнений для намагниченности  $M$  и вектора смещения упругой среды  $u$ , ДГ в звуковой волне совершает около положения равновесия колебательное движение с частотой звука  $\omega_s$ . Однако в нелинейном приближении характер движения ДГ может измениться — в некоторых случаях наряду с колебательным ДГ совершает также и дрейфовое движение вдоль направления распространения звука. Возможность такого движения продемонстрирована ниже на примере  $180^\circ$  ДГ в одноосном ФМ, плотности магнитной  $\omega_m$  и магнитоупругой  $\omega_{my}$  энергии которого имеют вид

$$\omega_m = M^2 \left[ \frac{\tilde{\alpha}}{2} \left( \frac{\partial \theta}{\partial y} \right)^2 + \frac{\beta}{2} \sin^2 \theta + 2\pi \sin^2 \theta \sin^2 \varphi \right], \quad \omega_{my} = M^2 \epsilon_{ijx_j} x_j. \quad (1)$$

Здесь  $\theta = \theta(y, t)$ ;  $\varphi = \varphi(t)$  — полярный и азимутальный углы вектора  $M$ ;  $M = |M|$ ;  $\tilde{\alpha}$  — постоянная неоднородного обмена;  $\beta$  — константа одно-