

$$N(0) = \sum_{\alpha \neq \beta} \left(\frac{N_\beta(0)}{1 + \xi_{\alpha\beta}} + \frac{N_\alpha(0) \xi_{\alpha\beta}}{1 + \xi_{\alpha\beta}} \right).$$

Величина $\tilde{N}(0)$ определяется суммой по зонам с $T_c \ll \varepsilon_{\alpha\beta} \ll \omega_D$

$$\tilde{N}(0) = \sum_{\alpha \neq \beta} \left(\frac{N_\beta(0)}{1 + \xi_{\alpha\beta}} + \frac{N_\alpha(0) \xi_{\alpha\beta}}{1 + \xi_{\alpha\beta}} \right) \ln \frac{\omega_D (1 + \xi_{\alpha\beta})}{\varepsilon_{\alpha\beta}}.$$

Пусть, например, на поверхности Ферми вырождаются n изотропных зон с одинаковой плотностью состояний $N_\alpha(0) = N(0)/n$ ($N(0)$ — полная плотность состояний), тогда

$$- \sum_{\alpha\beta} \Pi_{\alpha\beta} = \frac{N(0)}{n} n^2 \ln \frac{\omega_D}{T},$$

так что фононная константа $V = \lambda N(0)$ n увеличивается в n раз по сравнению с формулой БКШ. Такое увеличение константы в случае вырождения n зон, очевидно, следует из исходного гамильтониана (1). Действительно, в этом случае оператор

$$A_{k\sigma} = n^{-1/2} \sum_{\alpha} a_{\alpha k\sigma}$$

также является фермиевским оператором нормальных возбуждений. Взаимодействие при этом становится $\lambda n^2 \sum_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} A_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger A_{\mathbf{k}\downarrow}^\dagger A_{-\mathbf{k}\downarrow} A_{\mathbf{k}'\uparrow}$. Оператору $A_{k\sigma}$ соответствует исходный спектр $\varepsilon_{\mathbf{k}}$ и плотность состояний для одной зоны $N(0)/n$, что дает выражение для фононной константы $\lambda N(0) n$.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Jaejun Yu., Massidda S., Freeman A. J. // Physica C. 1988. V. 152. N 4. P. 273—282.
 [2] Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике. М.: Физматгиз, 1962.

Институт спектроскопии
 АН СССР
 Троицк
 Московская область

Поступило в Редакцию
 2 февраля 1989 г.

УДК 539.32+537.6

Физика твердого тела, том 31, в. 12, 1989.
 Solid State Physics, vol. 31, N 12, 1989.

УПРУГИЕ СВОЙСТВА И АКУСТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ СКАНДИЙЗАМЕЩЕННЫХ ГЕКСАФЕРРИТОВ

Г. П. Сорокина, С. И. Бурков, Б. П. Сорокин

Монокристаллы $\text{BaSc}_x\text{Fe}_{12-x}\text{O}_{19}$ представляют значительный интерес как объекты с направленным изменением магнитных параметров, что облегчает их применение в устройствах СВЧ. Однако упругие постоянные этих кристаллов, а также их концентрационная зависимость оставались неизвестными. Поскольку в этих объектах существует магнитоупругая связь, возможно их применение в магнитоакустических устройствах, в связи с чем целесообразно определить и анизотропию акустических параметров.

Таблица 1

Скорости распространения упругих волн в монокристаллах $\text{BaSc}_x\text{Fe}_{12-x}\text{O}_{19}$ (300 K)

Направление распространения волны, k	Направление поляризации в волне, u	Тип моды	Скорость распространения упругих волн, м/с				
			$x = 0$	$x = 1.05$	$x = 1.25$	$x = 1.65$	$x = 2.2$
[0001]	[0001]	L	6728	6464	6433	6471	6556
[0001]	[2 $\bar{1}\bar{1}$ 0]	S	3657	3671	3668	3675	3701
[2 $\bar{1}\bar{1}$ 0]	[2 $\bar{1}\bar{1}$ 0]	L	7702	7743	7746	7751	7757
[2 $\bar{1}\bar{1}$ 0]	[$\bar{1}$ 2 $\bar{1}$ 0]	S	4010	4010	4011	4011	3986
[2 $\bar{1}\bar{1}$ 0]	[0001]	S	3649	3675	3671	3667	3701
45° от оси [0001]		QL	7096		7068	7066	7099
45° от оси [0001]	$\perp k, \perp [\bar{1}2\bar{1}0]$	QS	3965	3809	3823	3848	3860

Примечание. L — продольная мода, S — поперечная, QL — квазипродольная, QS — квазипоперечная.

Исследования упругих параметров проведены на образцах монокристаллов $\text{BaSc}_x\text{Fe}_{12-x}\text{O}_{19}$ с содержанием $x=0\div 2.2$. Контроль ориентации кристаллов осуществлялся рентгеновским способом с точностью 15'. Ориентация и набор образцов соответствовали измерениям необходимого числа скоростей упругих волн для отдельного определения независимых компонент тензора упругих постоянных в гексагональной сингонии. Скорости распространения упругих волн определены импульсно-фазовым методом на частоте 10 МГц [1]. Учет методических ошибок и разориентации образца позволил получить точность измерения скорости, не хуже 0,1 %. Упругие постоянные рассчитывались по известным соотношениям кристаллоакустики с использованием значений плотности, вычисленной из структурных данных. Точность расчета упругих постоянных составила 0,2 %. Содержание Sc контролировалось путем измерения температуры Кюри при известной концентрационной зависимости этих величин [2].

В табл. 1, 2 приведены значения скоростей распространения упругих волн и упругие постоянные монокристаллов $\text{BaSc}_x\text{Fe}_{12-x}\text{O}_{19}$ ($x=0\div 2.2$) при $T=300$ K.

Таблица 2

Упругие постоянные монокристаллов $\text{BaSc}_x\text{Fe}_{12-x}\text{O}_{19}$ (300 K)

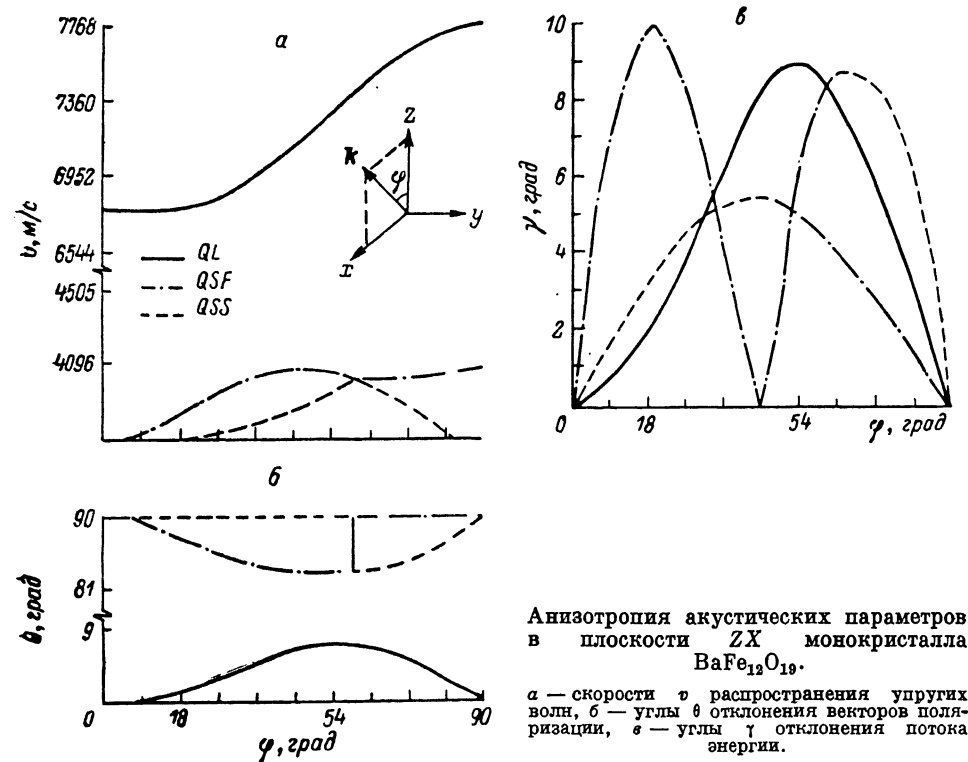
ij	$C_{ij}, 10^{10} \text{ Н/м}^2$				
	$x = 0$	$x = 1.05$	$x = 1.25$	$x = 1.65$	$x = 2.2$
C_{33}	24.31	22.02	21.47	21.19	21.14
C_{44}	7.18	7.10	6.98	6.83	6.74
C_{11}	31.86	31.60	31.14	30.40	29.60
C_{12}	14.60	14.66	14.44	14.12	13.96
C_{66}	8.63	8.47	8.35	8.14	7.82
C_{13}^{QL}	11.26		10.96	10.46	10.20
C_{13}^{QS}	10.73	10.88	10.47	10.20	10.20

Примечание. $C_{66} = (C_{11} - C_{12})/2$; C_{13}^{QL} , C_{13}^{QS} рассчитаны из скоростей квазипродольной и квазипоперечной волны соответственно.

Замещение ионами Sc^{3+} с ионным радиусом 0,83 Å ионов Fe^{3+} с ионным радиусом 0,67 Å [3] приводит к увеличению параметров решетки. Так как упругие постоянные обратно пропорциональны объему элементарной ячейки, то с увеличением содержания Sc упругие постоянные должны уменьшаться, что и следует из табл. 2. Отметим, что знание концентрационной зависимости упругих свойств кристаллов $\text{BaSc}_x\text{Fe}_{12-x}\text{O}_{19}$ может

Быть полезным для решения обратной задачи — из измерений скоростей упругих волн определить реальное содержание Sc в получаемых материалах.

На рисунке приводятся результаты расчета на ЭВМ анизотропии параметров распространения объемных акустических волн в $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$. Поскольку $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ принадлежит к гексагональной сингонии и, следовательно, обладает упругой изотропией в плоскости, перпендикулярной оси 6-го порядка, для установления возможных особенностей достаточно проанализировать ряд направлений распространения, лежащих в плоскости сечения ZX. Из рисунка следует, что помимо направления Z существует еще конус направлений, лежащих под углом $\varphi \approx 57^\circ$ являю-



Анизотропия акустических параметров в плоскости ZX монокристалла $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$.

a — скорости v распространения упругих волн, b — углы θ отклонения векторов поляризации, γ — углы γ отклонения потока энергии.

щихся акустическими осями (совпадают скорости быстрой (QSF) и медленной (QSS) поперечных волн). На рисунке видно, что в отличие от акустической оси в направлении Z распространяющиеся в этих направлениях волны не являются «чистыми модами»: одна из волн является квазипродольной (QL), угол отклонения потока энергии $\sim 9^\circ$, для квазисдвиговой и чисто сдвиговой волн эта же величина составляет ~ 8 и $\sim 5^\circ$ соответственно. Интересно, что аналогичные кривые, рассчитанные для кристалла $\text{BaSc}_{2.2}\text{Fe}_{9.8}\text{O}_{19}$ и качественно повторяющие анизотропию акустических параметров для $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$, тем не менее показывают смещение направления выше упомянутой акустической оси — угол полураствора конуса $\varphi \approx 50^\circ$. Это обстоятельство, конечно, отражает модификацию акустических параметров вследствие изменения упругих свойств кристаллов $\text{BaSc}_x\text{Fe}_{12-x}\text{O}_{19}$ при увеличении концентрации Sc.

Список литературы

- [1] McSkimin H. J. // J. Acoust. Soc. Am. 1950. V. 22. N 4. P. 413—418.
- [2] Albanese G., Deriu A., Lucchini E., Slokar G. // IEEE Trans. Mag. 1981. V. MAG-17. N 6. P. 2639—2641.
- [3] Смит Я., Вейн Х. Ферриты. М.: ИЛ, 1962. 504 с.

Красноярский сельскохозяйственный институт
Красноярск

Поступило в Редакцию
15 марта 1989 г.