

указывают на возникновение ферромагнитного состояния, однако малая величина спонтанной намагниченности ($\sigma_s \approx 7$ Гс·см³/г при $T=7$ К) и отсутствие магнитного насыщения свидетельствуют о небольшом относительном объеме ферромагнитной фазы и магнитной гетерогенности закристаллизованных пленок. Исходя из намагниченности насыщения кристаллического CdCr₂Se₄ (~60 Гс·см³/г) можно оценить количество ферромагнитной фазы: после часового отжига при $T_a=520$ °С оно составляет 10—12 %. Дальнейшее увеличение T_a приводит к уменьшению относительного объема ферромагнитной фазы в пленке (рис. 2, кривая 3).

Количество кристаллической фазы, оцененное рентгеноструктурным методом по интенсивности дифракционной линии (422), вначале быстро увеличивается с ростом T_a при $T_a > 410$ °С (рис. 2, кривая 4). Однако вскоре этот процесс замедляется, и при $T_a > 520$ °С наблюдается даже уменьшение доли закристаллизованного объема. Максимальное значение $\Delta V/V$ составляет около 10 %, что хорошо коррелирует с магнитными данными. Как показал количественный фазовый анализ, процесс кристаллизации пленок ограничивается начальной стадией, когда в аморфной матрице зарождаются очень мелкие кристаллиты, дающие на дебаеграммах всего 5 дифракционных линий: (220), (311), (400), (422), (440). Максимальный размер зерен не превышает нескольких десятков ангстрем. Интенсивный фон, который был характерен для всех исследованных образцов, свидетельствует о том, что основное количество атомов данного соединения находится в сильно разупорядоченных областях, вносящих вклад в некогерентное рассеяние рентгеновских лучей.

С учетом термодинамики CdCr₂Se₄ причину наблюдающихся особенностей изменения структуры пленок в процессе их кристаллизации следует искать в диссоциации исследуемого вещества. Кривая 5 на рис. 2 показывает зависимость относительной потери веса пленки от температуры отжига. Несмотря на значительную (превышающую 30 % при высоких температурах) потерю веса, на дифракционной картине образцов выявились только линии, свойственные соединению CdCr₂Se₄. Контрольные эксперименты показали, что потеря веса пленок (в %) в 1.4—1.5 раз больше по сравнению с порошком из монокристаллического материала. Эффекты, связанные с испарением селена и кадмия из пленок CdCr₂Se₄, наблюдались и в работе [4], в которой исследовалось влияние термообработки на физические свойства гетерогенных пленок, содержащих уже в исходном состоянии наряду с аморфной кристаллическую фазу. Очевидно, что полной кристаллизации, как и полному восстановлению ферромагнетизма, препятствует процесс диссоциации, происходящий в том же температурном интервале, что и кристаллизация пленок. Кристаллизация в парах селена дает лучшие результаты [4]. Можно ожидать, что при импульсной кристаллизации (лучом лазера или пучком электронов) влияние диссоциации на структуру и магнитные свойства закристаллизованных пленок окажется не столь существенным.

Литература

- [1] Бержанский В. Н., Кононов В. П. Письма в ЖТФ, 1982, т. 6, № 6, с. 321—324.
- [2] Окунев В. Д., Самойленко З. А. ФТТ, 1985, т. 27, № 5, с. 1577—1579.
- [3] Грибанов И. Ф., Окунев В. Д. Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 17, с. 1032—1036.
- [4] Бержанский В. Н., Гавричков С. А., Кононов В. П., Мисюль С. В. Изв. АН СССР. Неорг. материалы, 1980, т. 16, № 5, с. 815—818.

Донецкий физико-технический институт АН УССР

Поступило в Редакцию
20 октября 1987 г.

МОДУЛИ УПРУГОСТИ И АКУСТИЧЕСКИЕ ОСИ ГЕМАТИТА

А. Ю. Лебедев, Б. С. Абдурахманов, А. М. Балашов

Легкоплоскостный антиферромагнетик гематит (α -Fe₂O₃), обладающий высокой упругой нелинейностью, в настоящее время интенсивно исследуется акустическими методами и применяется в разработках новых акустоэлектронных устройств [1]. В расчетах соответствующих эффектов при этом фигурируют модули упругости C_{ij} и магнитоупругие модули B_{ij}

данного материала. Величины этих модулей, по данным [2⁻⁵], характеризуются значительным разбросом, не позволяющим уверенно их использовать, что ограничивает возможности исследования акустических поверхностных и объемных волн, распространяющихся вдоль наклонных кристаллографических направлений. В то же время именно вдоль этих направлений можно ожидать экстремальных акустических характеристик вещества, а разработанный недавно метод синтеза $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ [6] позволяет получать кристаллы длиной до 100 мм требуемой кристаллографической ориентации.

В данной работе выполнены измерения модулей C_{ij} и B_{ij} на кристаллах гематита, выращенных указанным методом. Полученные значения модулей использованы для нахождения ориентации акустических осей, т. е. направлений, в которых в $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ могут распространяться чисто продольные и чисто поперечные упругие волны.

1. Упругие модули $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$

Образцы для акустических измерений были вырезаны из монокристаллической булы гематита, выращенной методом бестермальной зонной плавки с радиационным нагревом [6] при давлении кислорода в кристаллизационной камере 5 МПа. Исходная поликристаллическая заготовка изготавливалась из шихты квалификации ОСЧ. Булы подвергались 5-часовому отжигу при температуре 1420° и давлении кислорода 3 МПа, устраняющему ростовую полосчатость. Ориентация и резка булы осуществлялись в рентгеновской камере с погрешностью ~1°.

Особое внимание было уделено выбору кристаллофизической системы координат, поскольку знаки модулей C_{14} и B_{14} зависят от принятого положительного направления осей y и z в плоскости симметрии c_d кристалла. Для кристаллов $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, полученных зонным процессом, выбор системы координат по таблице [2] исключается из-за отсутствия требуемой огранки, и привязка кристаллографических осей производилась нами с помощью рентгенограммы следующим образом. Ось $z \parallel C_3$ направлялась по ходу рентгеновского луча на кристалл. Положительное направление оси y выбиралось в сторону одного из трех ярких 40.5° рефлексов. Ось $x \parallel U_2$ составляла с осями y и z правую тройку. Отметим, что при таком выборе координатных осей знаки модулей C_{14} и B_{14} оказываются положительными, что отвечает рекомендациям международного стандарта [7].

Т а б л и ц а 1

Номер образца	Срез	Тип волны	Поляризация	Эффективные модули		v_p , км/с
				C , 10^{10} Н/м ²	B , 10^6 Н/м ²	
1	X	L	x	33.36	—	8.290
	Y	QL	...	35.91	—	8.239
	Y	QS	...	8.82	—	4.082
	Y	S	x	9.70	1.87	4.283
	Z	S	x	8.81	2.95	4.081
	Z	S	y	8.91	—	4.103
	Z	L	z	32.61	—	7.851
2	X	L	x	33.10	—	8.261
	Y _{-40°}	QL	...	35.19	—	8.156
	Y _{-40°}	S	x	7.88	0.45	3.856
	Y _{-40°}	QS	...	9.65	—	4.271
	Y _{40°}	QL	...	31.53	—	7.720
	Y _{40°}	S	x	10.75	3.62	4.508
	Y _{40°}	QS	...	10.33	—	4.419
3	X	L	x	33.34	—	8.289
	Y _{-40°}	QL	...	35.32	—	8.171
	Y _{-40°}	S	x	7.92	0.39	3.869
	Y _{-40°}	QS	...	9.96	—	4.34
	Y _{40°}	QL	...	32.0	—	7.80
	Y _{40°}	S	x	10.72	3.47	4.502
	Y _{40°}	QS	...	10.26	—	4.403

Измерения скорости продольного и поперечного звука проводились при комнатной температуре фазово-импульсным методом на срезах различной кристаллографической ориентации. Магнитное поле H прикладывалось параллельно x оси кристалла. Толщины срезов составляли 2.5—6.5 мм, частота звука $\omega/2\pi=36$ МГц, а длительность акустического импульса $\tau \sim 0.7$ мкс. Скорость v звука определялась с погрешностью $\sim 0.2\%$ по времени задержки

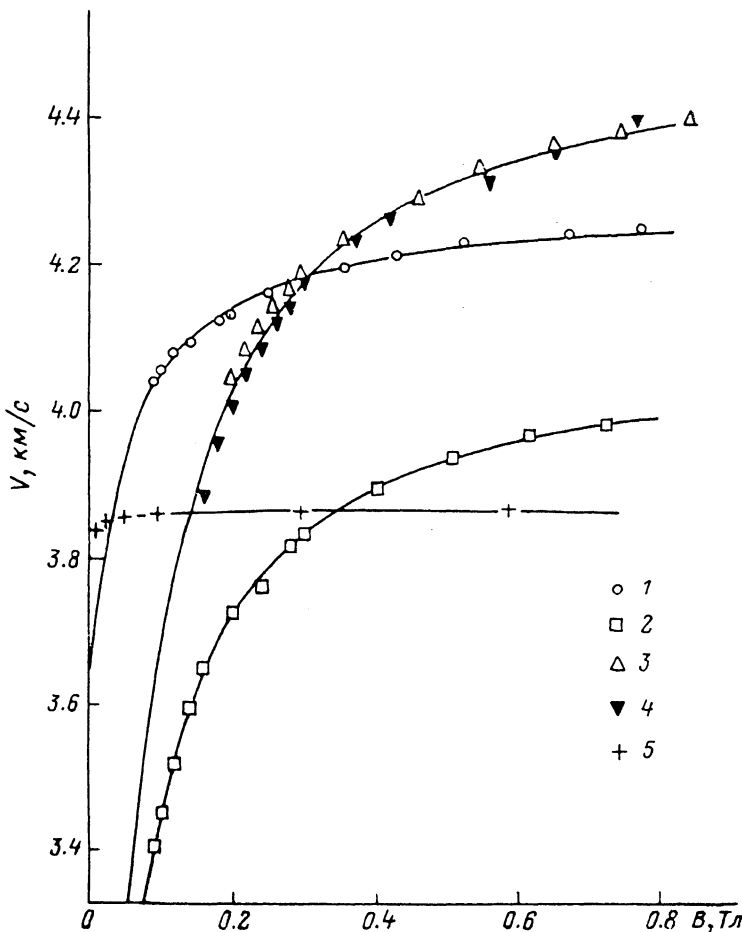


Рис. 1. Зависимости скоростей акустических волн с поляризацией по x от магнитного поля для кристаллографических срезов.

1 — Y ; 2 — Z ; 3 — Y_{+40° , образец 2; 4 — Y_{+40° , образец 3; 5 — Y_{-40° , образец 3.

между последовательными импульсами эхо-серии, фаза которых была синхронизована с импульсом запуска ВЧ тракта.

В тех случаях, когда скорости акустических волн зависели от величины магнитного поля (рис. 1), эти зависимости обрабатывались методом наименьших квадратов с использованием выражения [4]

$$v = v_s \left[1 - \left(\frac{H_E}{M_0} \right) \frac{\gamma^2 B^2}{C \Omega^2} \right]^{1/2}, \quad (1)$$

где $C = \rho v_s^2$, $v_s = v$ при $H \rightarrow \infty$, ρ — плотность кристалла, H_E — обменное поле, M_0 — намагниченность насыщения магнитных подрешеток, $\Omega^2 = [H(H+D) + \Delta^2] \gamma^2$, D — поле Дзялошинского, Δ — магнитоупругая щель в спектре АФМР, $\Omega/2\pi$ — частота АФМР, γ — гиромагнитное отношение. Варьируемыми при обработке являлись величины C и B , остальные параметры принимались равными [4, 8]: $H_E = 9.2 \cdot 10^6$ Э, $M_0 = 870$ Гс, $\Delta^2 = 13.7$ кЭ², $\rho = 5.29$ г/см³. Результаты измерений приведены в табл. 1.

Для уточнения величины модуля C_{13} была измерена резонансным методом [4] упругая податливость $s_{11} = (3.82 \pm 0.04) \cdot 10^{-12}$ м²/Н. При вычислении значений C_{ij} использованы

соотношения, приведенные в [9]. Полученные результаты представлены в табл. 2. Там же для сравнения приведены данные других авторов [2-5].

Погрешности определения модулей C_{ij} (кроме C_{13} и C_{14}) составляют, по нашим данным, $\sim 1\%$, модуля $C_{14} \sim 5\%$, а модулей C_{13} и $B_{ij} \sim 10\%$.

Таблица 2

$C, 10^{10} \text{ Н/М}^2$ $B, 10^8 \text{ Н/М}^2$	Наст. работа	[²]	[³]	[⁴]	[⁵]
C_{11}	36.3	24.2	36.4	—	—
C_{33}	32.6	22.6	32.2	—	—
C_{44}	8.86	8.5	9.24	9.42	—
C_{12}	17.0	5.5	16.7	—	—
C_{13}	13.0	1.6	—	—	—
C_{14}	1.44	-1.3	—	—	—
$2B_{14}$	2.9	—	—	± 2.9	3.7
$B_{11}-B_{12}$	1.9	—	—	2.3	1.7

2. Акустические оси

Направления акустических осей в кристаллах средних и высшей сингоний рассматриваются в [10], однако эти результаты не вполне применимы к находящемуся в магнитном поле антиферромагнетику, так как его полная симметрия ниже симметрии его кристаллической решетки. Следуя [10], будем определять акустическую ось соотношением

$$[\text{UN}] = 0, \quad (2)$$

которое должно выполняться для распространяющейся вдоль нее волны упругого смещения \mathbf{U} с волновым вектором $\mathbf{k} = N |\mathbf{k}|$. Раскрывая векторное произведение в (2) и используя характеристическое уравнение

$$\rho v^2 U_m = c_{mrrs} N_r N_s U_n, \quad (3)$$

имеем

$$\varepsilon_{ijklrs} N_k N_l N_r N_s = 0, \quad (4)$$

где ε_{ijkl} — полностью антисимметричный единичный тензор, а c_{jlrst} — тензор эффективных упругих модулей в трехмерных обозначениях. В наименее громоздком для расчета случае

Таблица 3

	Тип волны	Y_{47°	Y_{108°	Y_{168°
v_s	L	7.67	7.83	8.36
	S	4.48	4.39	4.04
	S_x	4.49	3.91	4.13
$1 - v_0/v_s$		0.75	0.30	0.07

$\mathbf{H} \parallel x$ ($\mathbf{H} \parallel y$) в ромбоэдрическом антиферромагнетике перенормируются следующие модули упругости [11]:

$$C_{55} = C_{44} - \Delta C_2, \quad C_{56} = C_{14} - \Delta C_3, \quad C_{66} = (C_{11} - C_{12})/2 - \Delta C_1, \quad (5)$$

где

$$\Delta C_1 = (B_{11} - B_{12})^2 R, \quad \Delta C_2 = (2B_{14})^2 R, \quad \Delta C_3 = 2B_{14}(B_{11} - B_{12}) R, \quad R = \gamma^2 H_E / M_0 \Omega^2.$$

Подставляя (5) в (4), находим два типа решений, соответствующих наклонным акустическим осям

$$I) N_1 = 0, \quad N_3/N_2 = \alpha, \quad II) N_1/N_2 = \beta, \quad N_3/N_2 = \xi,$$

где величины α, β, ξ удовлетворяют уравнениям

$$\alpha^3 + 3 \frac{a}{C} \alpha^2 - \frac{A}{C} \alpha - \frac{a}{C} = 0, \quad (6)$$

$$\xi^4 + \frac{b_1}{b_0} \xi^3 + \frac{b_2}{b_0} \xi^2 + \frac{b_3}{b_0} \xi + \frac{b_4}{b_0} = 0 \quad (7)$$

и соотношению

$$\beta^2 = \frac{2\Delta C_2 \xi^2 + (9a + 4\Delta C_3) \xi + 2\Delta C_1}{(3a + 2\Delta C_3) \xi + 2\Delta C_1} \quad (8)$$

со следующими коэффициентами:

$$A = C_{11} - 2C_{44} - C_{13}, \quad C = C_{33} - 2C_{44} - C_{13}, \quad a = C_{14},$$

$$b_0 = (3a + 2\Delta C_3)(2\Delta C_2 - C), \quad b_4 = -4\Delta C_1(a + \Delta C_3),$$

$$b_1 = 2(3a + 2\Delta C_3)^2 + 2\Delta C_2(A + 2\Delta C_1 - 2\Delta C_2) - 2\Delta C_1 C,$$

$$b_2 = 6(2a + \Delta C_3)(A + 2\Delta C_1 - 2\Delta C_2) - 6a\Delta C_1,$$

$$b_3 = 4\Delta C_1(A + \Delta C_1 - \Delta C_2) - 4(3a + 2\Delta C_3)(2a + \Delta C_3).$$

Используя данные части 1, находим из (6), что акустическим осям I типа отвечают кристаллографич-

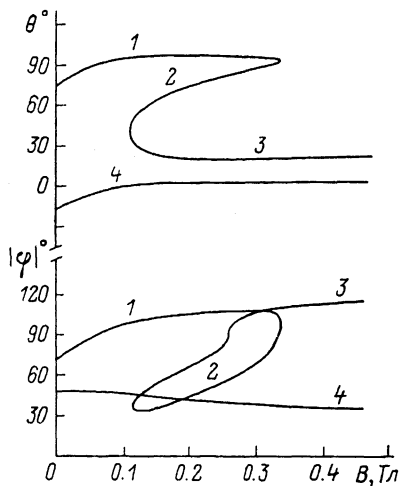


Рис. 2. Зависимости углов $\theta = \arctg \xi$ и $\varphi = \pm \arctg \beta$ ориентации акустических осей от магнитного поля. Одинаковыми цифрами обозначены эквивалентные участки кривых.

ческие срезы Y_{470} , Y_{1080} и Y_{1680} . Рассчитанные для них скорости v_s (км/с) акустических волны и максимальные перенормировки $1 - v_0/v_s$ скорости поперечной волны S_x с поляризацией по x представлены в табл. 3.

Для осей II типа полученные в численном виде решения системы (7), (8) представлены на рис. 2.

Авторы благодарят С. С. Якимова за полезные обсуждения и А. С. Лагутина за содействие на вычислительном этапе работы.

Литература

- [1] Бережнов В. В. // Вопросы радиоэлектроники. Сер. общетехническая. 1982. № 11. С. 121—127.
- [2] Voigt W. // Ann. der Phys. 1907. Bd 22. H. 1. S. 129—141.
- [3] Shapira Y. // Phys. Rev. 1969. Vol. 184. N 2. P. 589—600.
- [4] Seavey M. H. // Sol. St. Commun. 1972. Vol. 10. N 2. P. 219—223.
- [5] Левитин Р. З., Пахомов А. С., Шуров В. А. // ЖЭТФ. 1969. Т. 56. Вып. 4. С. 1242—1251.
- [6] Балбашов А. М., Лебедев А. Ю., Павлова С. Г., Бахтеузов В. Е. // Acta Phys. Polonica. 1985. Vol. A68. N 3. P. 457—466.
- [7] IRE Standart on piezoelectric crystals. Proc. IRE. 1949. Vol. 37. P. 1378—1395.
- [8] Боровик-Романов А. С., Рудашевский Е. Г. // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. Вып. 6 (12). С. 2095—2101.
- [9] Wachtman J. B., Tefft W. E., Lam D. G., Stinchfield R. P. // J. Res. Nat. Bur. Stand. 1960. Vol. 64A. N 3. P. 213—228.
- [10] Brugger K. // JAP. 1965. Vol. 36. N 3. P. 759—767.
- [11] Маматова Т. А., Прокошев В. Г. // Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика, астрономия. 1986. Т. 26. № 5. С. 59—64.

Поступило в Редакцию

14 апреля 1987 г.

В окончательной редакции

19 мая 1988 г.