

9. Ritchie R. H. Energy losses by swift charged particles in the bulk and at the surface of condensed matter.— Nucl. Instruments and Methods, 1982, v. 198, p. 81—91.
10. Лямшев Л. М., Челноков Б. И. О влиянии особенностей поглощения проникающего излучения в конденсированной среде на генерацию звука.— ЖТФ, 1983, т. 53, № 11, с. 2238—2241.

Акустический институт  
им. Н. Н. Андреева  
Академии наук СССР

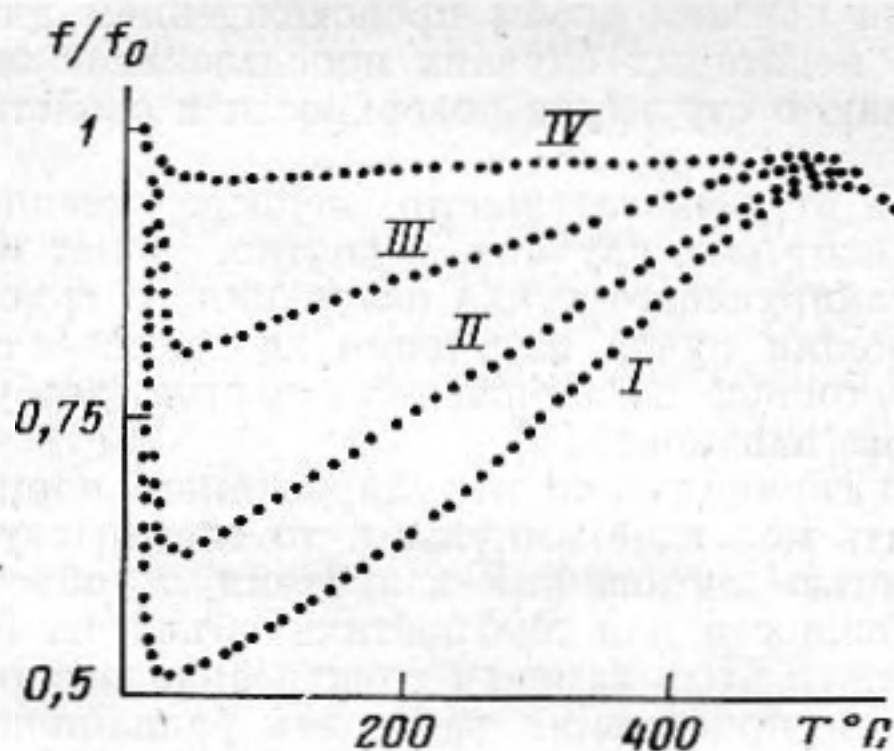
Поступила в редакцию  
30.XI.1983

УДК 534.8

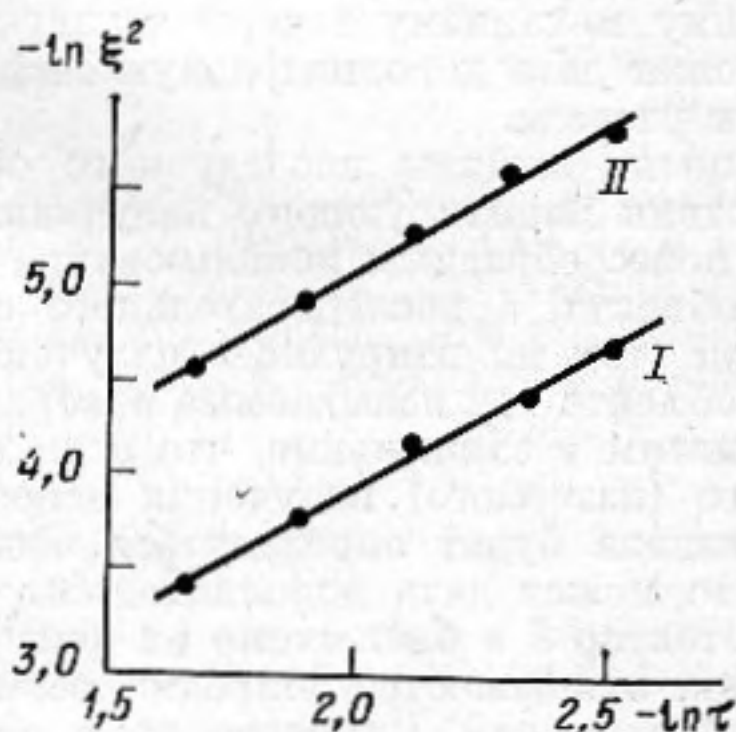
## ТЕМПЕРАТУРНО-ПОЛЕВЫЕ ЗАВИСИМОСТИ АКУСТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОВ

Панина Л. В., Преображенский В. Л., Шумилов В. Н.,  
Экономов Н. А.

Особенности акустических свойств антиферромагнетиков с магнитной анизотропией типа «легкая плоскость» обусловлены характерной для них сильной магнитоупругой связью [1]. В частности, данный тип кристаллов отличает высокая чувствительность скоростей звука к изменению напряженности магнитного поля [2] и аномально сильный ангармонизм, вносимый магнитной подсистемой в упругую [3]. Разработка элементов и устройств на основе акустических антиферромагнитных резонаторов и звукопроводов вызывает интерес к исследованию температурных зависимостей их акустических параметров. В настоящей работе приведены результаты расчета температурно-полевых зависимостей магнитных перенормировок модулей



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Температурные зависимости резонансной частоты  $f$  I —  $H=120$ , II —  $H=400$ , III —  $H=1000$ , IV —  $H=2500$  Э

Фиг. 2. Температурные зависимости коэффициента магнитоупругой связи  $\xi^2$  в окрестности температуры магнитного упорядочения  $T_N$ , I —  $H=120$  Э, II —  $H=400$  Э

упругости антиферромагнетиков с анизотропией типа «легкая плоскость». Представлены данные измерений соответствующих зависимостей частоты  $f$  контурно-сдвиговых колебаний резонатора из монокристаллического гематита. На основе экспериментальных данных определены температурные зависимости коэффициента магнитоупругой связи  $\xi^2(H, T)$  в окрестности температуры магнитного упорядочения  $T_N$ , которые сравниваются с результатами расчета.

Экспериментальные данные получены на установке, описанной в работе [4], на образцах в форме диска диаметром  $d=5$  и толщиной  $h=0,6$  мм с плоскостью, перпендикулярной кристаллографической оси третьего порядка. Постоянное магнитное поле ориентировалось параллельно оси второго порядка в базисной плоскости. Магнитоакустический резонанс регистрировался по амплитудно-частотной характеристике на измерителе XI-38. На фиг. 1 приведены температурные зависимости резонансной частоты для различных величин напряженности магнитного поля во всем интервале существования магнитного упорядочения в базисной плоскости (от температуры спиновой переориентации до температуры Нееля). На фиг. 2 показаны полученные по данным, приведенным на фиг. 1, температурные зависимости коэффициента связи  $\xi^2(H, \tau) = (f_0^2 - f^2) f_0^{-2}$  (где  $f_0$  — частота резонатора без учета магнитоупругого взаимодействия,  $\tau = (T_N - T) T_N^{-1}$ ).

Расчет магнитных перенормировок модулей упругости проведен методом самосогласованного поля для систем, описываемых гамильтонианом вида  $\mathcal{H} = \mathcal{H}_m + \mathcal{H}_v + \mathcal{H}_{mv}$

$$\mathcal{H}_m = \sum_{r_g, r_f} J_{gf} S(r_g) S(r_f) - D_{gf} [S(r_g) \times S(r_f)]_y - \mu H \sum_{r_i, i=g, f} S_x(r_i), \quad (1)$$

$$\mathcal{H}_y = \frac{1}{2} \sum_{r_i, i=g, f} \hat{u}(r_i) \hat{c}^{(2)} \hat{u}(r_i), \quad \mathcal{H}_{my} = \sum_{r_i, i=g, f} S(r_i) [\hat{V} \hat{u}(r_i)] S(r_i).$$

Обозначения:  $g, f$  — номера магнитных подрешеток,  $J_{gf}, D_{gf}$  — потенциалы обменного взаимодействия и взаимодействия Дзялошинского,  $\mathbf{H}$  — магнитное поле, ( $\mathbf{H} \parallel \mathbf{x}, \mathbf{z} \parallel C_3$ ),  $\hat{c}^{(2)}, \hat{u}, \hat{V}$  — тензоры модулей упругости, деформаций, и магнитоупругих констант. Магнитоупругое взаимодействие предполагается обусловленным одноионной магнитострикцией. Используя температурную диаграммную технику для спиновых операторов и операторов фононного поля, определим магнитную перенормировку модулей упругости  $n$ -го порядка в виде  $\Delta \hat{c}^{(n)} = \hat{V}^n \hat{\Gamma}^{(n)}, \hat{\Gamma}^{(n)} = \sum_{r_1, \dots, r_{n-1}} \langle S^{\alpha_1}(r_1) S^{\beta_1}(r_1) \dots S^{\alpha_n}(r_n) S^{\beta_n}(r_n) \rangle,$

$\alpha_i, \beta_i = x, y, z$ , где угловые скобки соответствуют статическому усреднению с гамильтонианом  $\mathcal{H}_m$ . С учетом соотношений (1) выражение для плотности упругой энергии при  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}$  в приближении изотропности магнитоупругих свойств кристалла в базисной плоскости запишется в виде

$$w = \frac{1}{2} (\hat{c}^{(2)} + \Delta \hat{c}^{(2)}) \hat{u}^2 + \frac{1}{3!} \Delta \hat{c}^{(3)} \hat{u}^{(3)} + \frac{1}{4!} \Delta \hat{c}^{(4)} \hat{u}^4 + \dots$$

При этом тензоры магнитных перенормировок модулей упругости  $\Delta \hat{c}^{(n)}$  имеют следующие отличные от нуля компоненты:

$$\Delta c_{66}^{(2)} = -4(V_{11} - V_{12}) J_0 \Phi^2 \varepsilon^{-2}, \quad \Delta c_{661}^{(3)} = \Delta c_{662}^{(3)} = 8(V_{11} - V_{12})^3 J_0^2 \Phi^3 \varepsilon^{-4},$$

$$\Delta c_{6666}^{(4)} = 12(V_{11} - V_{12})^4 J_0^3 \Phi^4 \varepsilon^{-6} (1 + b \mu H D_0 / 4 \varepsilon^2),$$

$$\Delta c_{6611}^{(4)} = \Delta c_{6622}^{(4)} = \Delta c_{6612}^{(4)} / 2 = -16(V_{11} - V_{12})^4 J_0^3 \Phi^4 \varepsilon^{-6},$$

$$\Phi = b^2 + b' - b(1/2 + n(y)), \quad n(y) = (e^y - 1)^{-1}, \quad (2)$$

$$b(y) = \left( s + \frac{1}{2} \right) \operatorname{cth} \left( s + \frac{1}{2} \right) y - \operatorname{cth} \frac{y}{2}, \quad y \approx b(y) J_0 T^{-1},$$

$$\varepsilon^2 = \mu H (\mu H + b D_0) + 4(V_{11} - V_{12})^2 J_0 \Phi^2 (c_{11} - c_{12})^{-1}.$$

Следует отметить, что в случае одноионной магнитострикции  $\Delta \hat{c}^{(n)} = 0$  при  $s = 1/2$ . При  $\tau \ll 1$ , пользуясь разложением  $b(y) \approx ay - cy^3/3$ ,  $a = s(s+1)/3$ ,  $c = 3a^2/5 + a/10$ , из соотношений (2) можно получить следующие степенные зависимости перенормировок модулей упругости;

$$\Delta \hat{c}^{(n)} \sim H^{1-n} \tau^{(n+1)/2} (\mu H \ll \tau^{1/2} D_0), \quad (3)$$

$$\Delta \hat{c}^{(n)} \sim (\tau/H)^n (\mu H \gg \tau^{1/2} D_0). \quad (4)$$

Для монокристаллов гематита в интервале  $10^{-3} \lesssim \tau \ll 1$  поведение модулей  $\Delta \hat{c}^{(n)}$  описывается формулой (3), используя которую определим поведение коэффициента магнитоупругой связи в окрестности  $T_N$  в виде  $\Delta c_{66}^{(2)} / c_{66}^{(2)} \equiv \xi^2 \sim \tau^{1/2} H^{-1}$ . Этот результат согласуется с экспериментальными данными (см. фиг. 2).

В заключение авторы выражают благодарность М. А. Савченко за обсуждение результатов работы и ценные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Савченко М. А. Связанные магнитоупругие волны в антиферромагнетиках. — ФТТ, 1964, т. 6, № 3, с. 864–872.
2. Максименков П. П., Ожогин В. И. Исследование магнитоупругих взаимодействий в гематите с помощью антиферромагнитного резонанса. — ЖЭТФ, 1973, т. 65, с. 657–668.
3. Преображенский В. Л., Ожогин В. И. Эффективный ангармонизм упругой подсистемы антиферромагнетиков. — ЖЭТФ, 1972, т. 73, № 3, с. 988–1001.
4. Евтихийев Н. Н., Погожев С. А., Преображенский В. Л., Шумилов В. Н., Экономов Н. А. Исследование температурной зависимости параметров АФ магнитоакустического резонатора. — В кн.: Новые элементы и методы расчета информационных систем. М.: МИРЭА, 1980, с. 35–42.