

## Литература

- [1] B.K. Ridley, R.G. Pratt. Phys. Lett., 4, 300, 1963.  
 [2] С.Г. Калашников, И.А. Курова. ФТТ, 5, 3224, 1963.  
 [3] K.W. Boer. Phys. Chem. Solids, 22, 123, 1961.  
 [4] A. Barraud. Compt.Rend. 256, 3632, 1963.  
 [5] D.C. Northrop, P.R. Thornton, K.E. Tretise. Solid State Electr., 7, 17, 1964.  
 [6] A.W. Smith. Sol. State Electr., 8, 833, 1965.  
 [7] F. Pockels. Lehrbuch der Kristalloptik (B.G. Teubner, Leipzig, 1906).  
 [8] В.С. Багаев, Ю.Н. Берозашвили, Л.В. Келдыш. Письма ЖЭТФ, 4, 364, 1966.  
 [9] B.K. Ridley, J.V. Watkins. J. Phys. Chem. Sol., 22, 155, 1961.  
 [10] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. ФТТ, 7, 750, 1965.

## АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС НОВОГО ТИПА В $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$

В.И. Ожогин, В.Г. Шапиро

Антиферромагнетик  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  исследован очень подробно, однако интерес к нему не ослабевает. Так, дискутируется вопрос об аномалиях кривой намагничивания  $m_x(H_x)$  в перпендикулярном к тройной оси  $C_3$  направлении в больших полях и при  $T < T_M$ , когда в нулевом поле намагниченности подрешеток  $M_1$  и  $M_2$  выстроены вдоль  $C_3$  [1-4]. В связи с этим представляет интерес экспериментальное изучение динамики подрешеток в этой области полей и температур.

Имея в виду  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  при  $T < T_M$ , рассмотрим влияние поперечного поля на простейший антиферромагнетик с анизотропией типа "легкая ось" и отличным от нуля взаимодействием Дзялошинского. Ось  $z$  направим вдоль легкой оси, а ось  $x$  — вдоль перпендикулярного к  $z$  поля  $H$ . Энергию системы запишем в виде:

$$H = \frac{B}{2} M^2 + \frac{a}{2} (L_x^2 + L_y^2) - \beta (M_x L_y - M_y L_x) - MH, \quad (1)$$

где  $M \equiv M_1 + M_2$ ;  $L \equiv M_1 - M_2$ ;  $|M_1|^2 = |M_2|^2 \equiv M_0^2$ . Анализируя затем уравнения движения для векторов  $M$  и  $L$ :

$$\frac{1}{\gamma} \dot{M} = [MH_M] + [LH_L]; \quad \frac{1}{\gamma} \dot{L} = [MH_L] + [LH_M], \quad (2)$$

где  $H_M \equiv -\partial H / \partial M$ ;  $H_L \equiv -\partial H / \partial L$ , получаем равновесные значения  $M$  и  $L$ .

$$H_x < H_{c\perp}: m_x = \frac{H_A H_x}{2H_A H_E - H_D^2}; \quad \ell_y = \frac{H_D H_x}{2H_A H_E - H_D^2}; \quad \ell_z = \left(1 - \frac{H_x^2}{H_{c\perp}^2}\right)^{1/2}, \quad (3)$$

$$H_x > H_{c\perp}: \ell_z = 0; \quad \ell_y = \sqrt{1 - m_x^2}; \quad (B - a) m_x - \beta \frac{1 - 2m_x^2}{\sqrt{1 - m_x^2}} = \frac{H_x}{2M_0}, \quad (4)$$

где  $m = M/2M_0$ ;  $\ell = L/2M_0$ ;  $H_E = BM_0$ ;  $H_A = 2aM_0$ ;  $H_D = 2\beta M_0$ .

Компоненты  $M_y$ ,  $M_z$  и  $L_x$  равны нулю при всех  $H_x$ . Критическое поле  $H_{c\perp}$  определяется как поле, при котором  $L_z$  впервые обращается в нуль. Выражение для него имеет вид

$$H_{c\perp} = (2H_A H_E - H_D^2) / (H_A^2 + H_D^2)^{1/2} \quad (5)$$

и отличается большей общностью от приведенного в [4]\* (из (5) для антиферромагнетика без взаимодействия Дзялошинского имеем  $H_{c\perp} = 2H_E$ , т.е. известное "поле схлопывания").

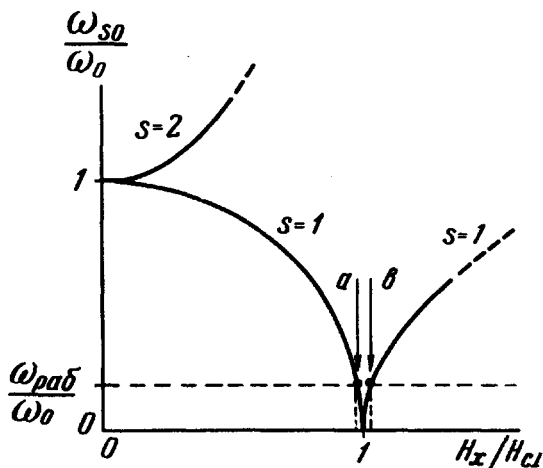


Рис.1. Рассчитанная зависимость частот АФМР от поля в  $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$  при  $\text{H}\perp\text{C}_3$

Решение системы (2) для малых отклонений  $\vec{\mu}$  и  $\vec{\lambda}$  от равновесных  $M$  и  $L$  дает две частоты собственных колебаний. Одна из них — та, которая при  $H_x = H_{c\perp}$  обращается в нуль, — представляет особый интерес:

$$H_x < H_{c\perp}: \omega_{10}^2 = \omega_0^2 (1 - H_x^2/H_{c\perp}^2); \quad \omega_0^2 = \gamma^2 (2H_A H_E - H_D^2), \quad (6a)$$

$$H_x > H_{c\perp}: \omega_{10}^2 = \left(\frac{\gamma}{2M_0}\right)^2 (H_D M_x - H_A L_y) [(2H_E - H_A)L_y + 2H_D M_x + \frac{H_D M_x}{(L_y/2M_0)^2}]. \quad (6b)$$

При этом, используя (4), из (6б) легко получить, что в полях, не слишком превышающих  $H_{c1}$ , частота  $\omega_{10}$  растет по закону  $\omega_{10} \approx \omega_0 (H_x/H_{c1} - 1)^{1/2}$  — см. рис. 1. Как выше, так и ниже  $H_{c1}$  с частотой  $\omega_{10}$  происходят колебания величин  $\mu_x$ ,  $\lambda_y$ ,  $\lambda_z$  и возбуждаются они переменным полем  $h_x$ .

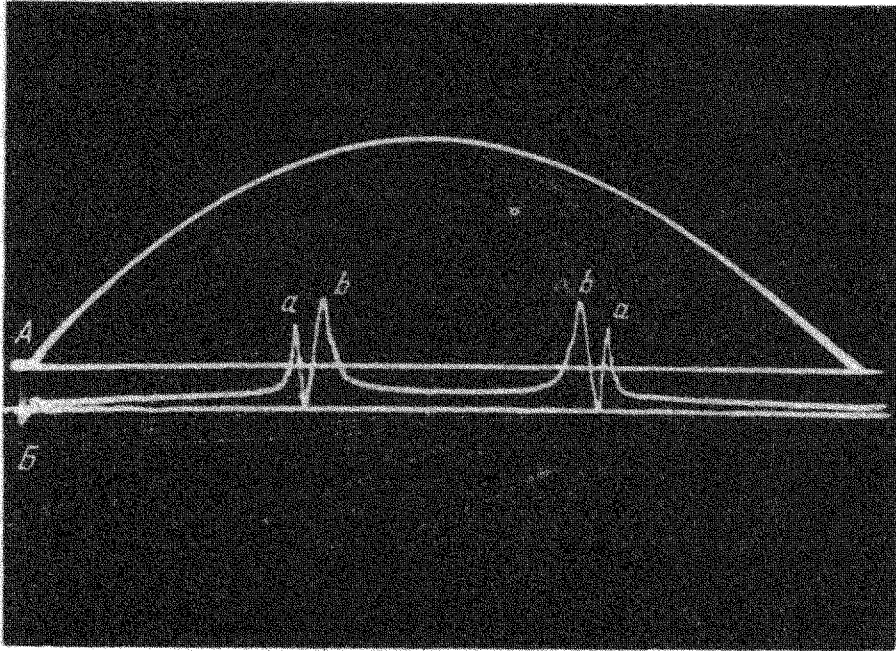


Рис.2. А — осциллограмма сигнала, пропорционального напряженности магнитного поля в соленоиде, Б — осциллограмма сигнала СВЧ детектора, пропорционального величине поглощенной образцом мощности

Следует отметить, что в полях  $H_x \sim H_{c1}$  должны наблюдаться и другие аномалии свойств антиферромагнетиков. Так, например, "линейная" магнитострикция сдвигового типа (эффект, обратный пьезомагнитному [5]) в антиферромагнетиках типа  $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$  должна исчезать при полях  $H_x \geq H_{c1}$ ; при  $H_x < H_{c1}$  деформация сдвига  $U_{yz} = \Lambda H_x (1 - H_x^2/H_{c1}^2)^{1/2}$  и имеет максимум  $U_{yz}^{\text{max}} = \Lambda H_{c1}/2$  в поле  $H_x = H_{c1}/\sqrt{2}$ .

Вопрос о приложимости столь простой теории к случаю  $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$  во всей области  $T < T_M$  остается пока открытым, т.к. она предсказывает непрерывную в  $H_{c1}$  зависимость  $m_x$  vs  $H_x$ , что расходится с экспериментом вблизи  $T_M$  [3] (из формул (3)–(5) следует лишь скачок  $dm_x/dH_x$  в  $H_{c1}$  — эффект, аналогичный наблюдаемому ранее в  $\text{CoF}_2$  [6, 7]).

Однако вытекающее из этого расчета обращение в нуль одной из частот антиферромагнитного резонанса при  $H_x = H_{сд}$  обнаружено нами экспериментально.

Измерения проводились на отражательном СВЧ-спектрометре 8 мм диапазона (рабочая частота  $\nu_{\text{раб.}} = 32 \text{ ГГц}$ ) с импульсным магнитным полем. Длительность поля от нуля до максимума  $t_{\text{ом}} \sim 5 \text{ мсек}$ . Максимальная величина поля  $H_m \sim 250 \text{ кэ}$ . Градуировка сигнала  $H(t)$  (см. рис. 2А) осуществлялась с помощью наблюдения антиферромагнитного резонанса в  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  при  $H \parallel C_3$  и  $T = 77^\circ \text{К}$  [8]. Точность измерения поля  $\pm 3\%$ .

Образец размером  $1 \times 3 \times 4 \text{ мм}$  искусственного монокристалла  $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3^{**}$  приклеивался к узкой стенке расположенного вдоль оси соленоида волновода — таким образом, что импульсное и параллельное ему СВЧ магнитные поля оказывались в базисной плоскости кристалла.

На рис. 2 приведены осциллограммы поля и сигнала СВЧ детектора, снятые при  $T = 77^\circ \text{К}$ . Отчетливо видны пики поглощения при  $H_a = 130 \text{ кэ}$  и  $H_b = 135 \text{ кэ}$ . Предполагая, что эти пики можно интерпретировать как резонансы ниже и выше критического поля  $H_{сд}$ , получаем следующие значения входящих в расчет постоянных:

$H_{сд} = 132 \pm 4 \text{ кэ}$ ;  $\omega_0/\omega_{\text{раб}} = 6,2 \pm 1$ , откуда  $(2H_A H_E - H_D^2)^{1/2} = 70 \pm 10 \text{ кэ}$  (положено  $g = 2,0$ ).

Кроме того, более точно величина  $(2H_A H_E - H_D^2)$  была получена нами из отдельного эксперимента, в котором на том же образце  $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$  наблюдался антиферромагнитный резонанс при  $H \parallel C_3$ . Резонанс имел место при  $H_z = 51 \text{ кэ}$ , что позволило определить "поле опрокидывания"  $H_{сн} = (2H_A H_E - H_D^2)^{1/2} = 63 \pm 3 \text{ кэ}$ , в согласии с результатами [9] и [2].

\* Подставляя указанные значения  $H_{сд}$  и  $H_{сн}$  в (5) и пренебрегая полем  $H_A$  в знаменателе ( $H_A = 0,54 \text{ кэ}$ ), находим:  $H_D(77^\circ \text{К}) = 30 \pm 4 \text{ кэ}$ . Отличие этой величины от полученной Рудашевским [10] из резонанса при  $T > T_M$ :  $H_D(295^\circ \text{К}) = 22 \pm 0,2 \text{ кэ}$ , и Фонером [11] из резонанса при  $H \parallel C_3$  и  $T < T_M$ :  $H_D(77^\circ \text{К}) = 40 \pm 3 \text{ кэ}$ , требует внимания, и, в частности, продолжения описанных экспериментов при больших частотах и других температурах.

Мы выражаем искреннюю признательность И.К. Кикоину за постоянный интерес к этой работе.

Поступило в редакцию  
12 апреля 1967 г.

### Литература

- [1] J. Kaczer, T. Shalnikova. Proc. Int. Conf. on Magn., Nottingham, 1964.
- [2] T. Kaneko, S. Abe. J. Phys. Soc. Japan, 20, 2001, 1965.
- [3] P.J. Flanders, S. Shtrikman. Sol. St. Comm., 3, 285, 1965.

- [4] P. Novotný, J. Kaczer, 10-я Междунар. конф. по физике низких температур, Москва, 1966 г.
- [5] A.S. Borovik-Romanov, B.E. Javelov. Phys. and Techn. of Low. Temp., Proc. of 3d reg. conf., Prague, 1964.
- [6] В.И. Ожогин. ЖЭТФ, 45, 1687, 1963.
- [7] В.И. Ожогин. Диссертация. Институт Атомной энергии, 1965.
- [8] S. Foner. Phys. Rev., 130, 183, 1963.
- [9] P.J. Besser, A.H. Morrish. Phys. Lett., 13, 289, 1964.
- [10] Е.Г. Рудашевский, Т.А. Шальникова. ЖЭТФ, 47, 886, 1964.
- [11] S.Foner, S.G.Williamson. J.Appl. Phys., 36, 1154, 1965.

---

\* А также от приведенного в [2], где не проводилось дифференцирование выражения (6) по  $\theta$  и поэтому не выявлено, что значение  $\theta = 0$  не является равновесным при  $0 < H_x < H_{c1}$ .

\*\* Выращенного В.М. Скориковым (Институт общей и неорганической химии АН СССР) и любезно предоставленного нам Е.Г. Рудашевским.