

СПОНТАННЫЙ МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ  
В НАПРАВЛЕНИИ ТРИГОНАЛЬНОЙ  
ОСИ в  $\text{CoCO}_3$

А. Н. Бажан, Н. М. Крейнс

Согласно развитой Дзялошинским [1] теории слабого ферромагнетизма антиферромагнетиков в ромбоэдрических кристаллах, кроме подробно изученного спонтанного ферромагнитного момента  $\sigma_D$ , лежащего в базисной плоскости кристалла, может существовать спонтанный момент направленный вдоль оси третьего порядка  $\sigma_z$ . Величина  $\sigma_z$  существенно зависит от направления антиферромагнитного вектора  $\vec{l}$  относительно бинарных осей в базисной плоскости кристалла. Недавно такой момент был обнаружен Фландерсом в гематите —  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  [5]. В настоящей работе мы обнаружили спонтанный момент  $\sigma_z$  в ромбоэдрическом антиферромагнетике  $\text{CoCO}_3$ <sup>1)</sup>. Величина его оказалась приблизительно на два порядка больше, чем в случае гематита.

Существование  $\sigma_z$  непосредственно следует из общего вида термодинамического потенциала, который для ромбоэдрических кристаллов

<sup>1)</sup> Согласно нейтронографическим данным [3] в отсутствие магнитного поля вектор  $\vec{l}$  в  $\text{CoCO}_3$  отклоняется из базисной плоскости на угол  $\beta = 44 \pm 4^\circ$ . Меняется ли этот угол при изменении угла  $\phi$  неизвестно. Однако, из изотропности магнитных свойств  $\text{CoCO}_3$  в плоскости следует, что величина проекции антиферромагнитного вектора  $l$  на базисную плоскость практически не зависит от угла  $\phi$ .

с симметрией  $D_{3d}^6$  следуя Дзялошинскому [ 1 ] может быть записан так:

$$\Phi = \frac{a}{2} \cos^2 \theta + \frac{B}{2} m^2 - q \sin \theta (m_y \cos \phi - m_x \sin \phi) + \frac{D}{2} (\vec{\gamma} m)^2 -$$

$$- f m_z \sin^3 \theta \cos 3\phi + d \cos \theta \sin^3 \theta \sin 3\phi + e \sin^6 \theta \cos 6\phi +$$

$$+ \frac{g}{4} \cos^4 \theta - m H, \quad (1)$$

где  $\phi$  — угол между вектором  $\vec{l}$  и осью  $C_2$ ,  $\theta$  — угол между  $\vec{l}$  и осью  $C_3$ .

Минимизация этого потенциала при заданном угле  $\phi$  дает для намагниченности вдоль оси  $z$

$$\sigma_z = \frac{f}{B} \sin^3 \theta \cos 3\phi. \quad (2)$$

Из результатов магнитных измерений [ 2 ] известно, что если в базисной плоскости приложено поле  $H > 2 k\lambda$ , то антиферромагнитный вектор  $\vec{l}$  всегда устанавливается перпендикулярно приложенному полю<sup>1)</sup>. В силу этого в формуле (2) угол  $\phi$  можно заменить на угол  $\psi$  между приложенным магнитным полем и вертикальной плоскостью симметрии.

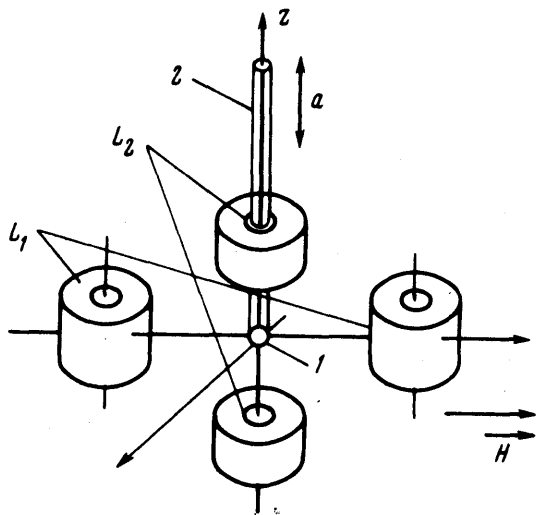


Рис. 1

Для обнаружения слабого ферромагнетизма вдоль оси третьего порядка в  $CoCO_3$  был разработан магнетометр, являющийся модификацией вибрационного магнетометра Фонера [ 4 ]. Схема магнетометра (см. рис. 1) отличалась тем, что кроме обычной пары катушек —  $L1$ ,

<sup>1)</sup> Авторы благодарят Н.Ю.Икорникову и В.Егорова (ИК АН СССР) за любезно предоставленные образцы  $CoCO_3$ .

в которых наводился сигнал, пропорциональный намагниченности образца параллельной приложенному магнитному полю —  $M_{||}$ , имелась вторая пара катушек —  $L_2$ , сигнал в которой был пропорционален намагниченности образца в вертикальном направлении —  $M_{\perp}$ . Магнитное поле было направлено в горизонтальном направлении. Монокристаллический образец  $CoCO_3$  — 1 крепился к стержню вибрационной системы — 2 так, чтобы ось  $C_3$  была направлена вертикально. Вибрационная система с образцом могли вращаться вокруг вертикального направления относительно закрепленных сверхпроводящего магнита, создающего магнитное поле, и приемных катушек  $L_1$  и  $L_2$ . Снятые с помощью обеих пар катушек зависимости намагниченности от поля  $M(H)$  записывались на двухкоординатном потенциометре. Измерения производились при температуре  $4,2^\circ K$  (для  $CoCO_3$   $T_N = 18,1^\circ K$  [2]). Магнитное поле с точностью до произведенной ориентации образца в приборе ( $\sim 0,5^\circ$ ) все время оставалось в базисной плоскости кристалла. Намагниченность вдоль поля  $M_{||}(H)$  в пределах точности измерений не зависит от угла  $\psi$  и в полях выше  $2$  кэ хорошо описывается прямой

$$M_{||}(H) = \sigma_D + \chi_{\perp} H. \quad (3)$$

Значения  $\sigma_D = 1460 \pm 30$  CGSM/моль и  $\chi_{\perp} = 53 \pm 1$  CGSM/моль с точностью до 2% совпадают с полученными в работе [2].

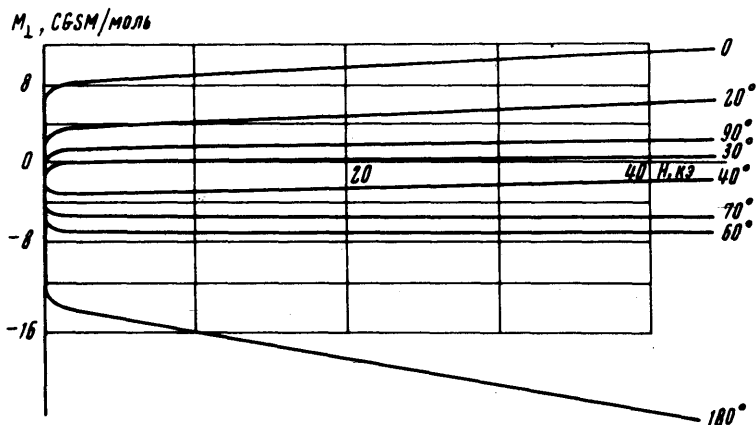


Рис. 2

На рис. 2 приведены результаты для  $M_{\perp}(H)$  при некоторых углах  $\psi$  между магнитным полем и плоскостью симметрии. Прежде всего следует отметить, что величина  $M_{\perp}$  примерно на два порядка меньше, чем  $M_{||}$ . При изменении угла  $\psi$  происходит существенное изменение как экстраполированного к  $H = 0$  момента  $M_{\perp}(0)$ , так и наклона прямых  $M_{\perp}(H)$ . При обсуждении полученных результатов следует иметь в виду, что при вращении образца, его положение могло слегка изменяться. При смещении образца из центрального положения в системе катушек, в катушках  $L_2$  мог наводиться паразитный сигнал, пропорциональный намагниченности образца в базисной плоскости. Следствием

этого является наблюдавшаяся при некоторых углах  $\psi$  линейная зависимость  $M_{\perp}$  от магнитного поля.

На рис. 3, а представлена зависимость экстраполированного к  $H = 0$  момента  $M_{\perp}(0)$  от угла  $\psi$ , полученная в одном из экспериментов. Хотя эта зависимость и не имеет вполне регулярного вида в ней отчетливо проявляется наличие компоненты имеющей период  $120^{\circ}$ . Учитывая сказанное выше относительно смещения образца, мы исправили экспериментальные значения  $M_{\perp}(0)$ , вычитая для каждого угла  $\psi$  величину  $K\sigma_D$ . Величина и знак коэффициента  $K$  определялись из значения парамагнитного момента  $M_{\perp}(H) - M_{\perp}(0) = K \chi_{\perp} H$ . Исправленные таким образом результаты представлены на рис. 3, б. В пределах погрешности  $M_{\perp}^*$ , CGSM/моль

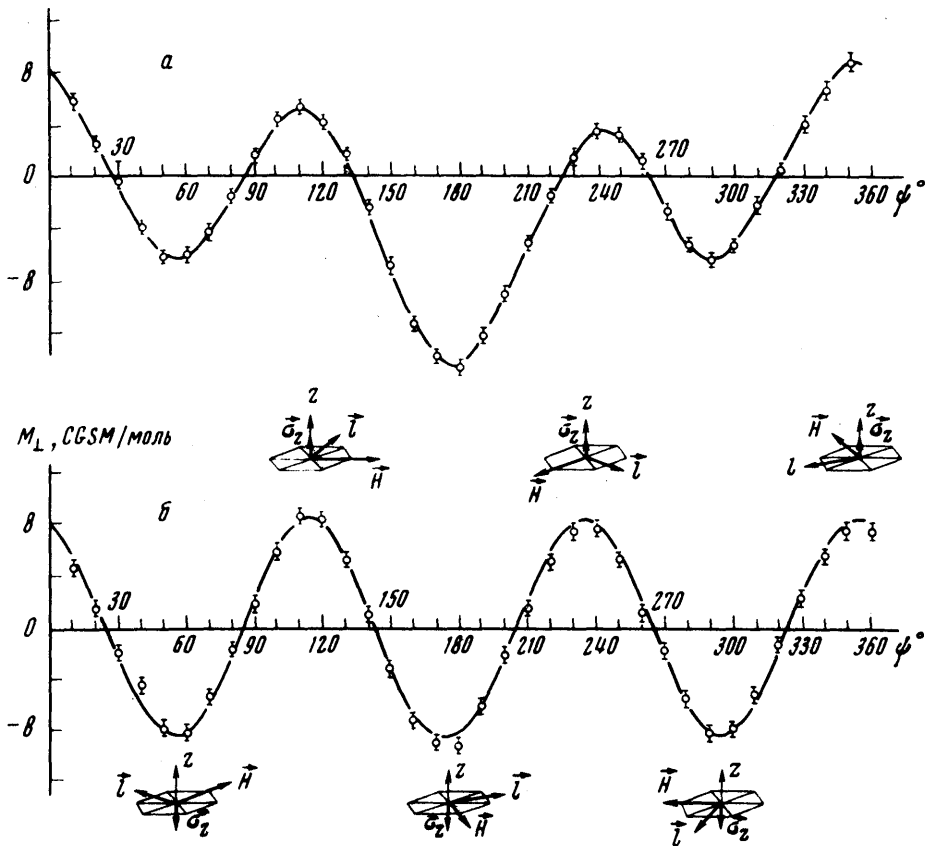


Рис. 3

экспериментальные точки лежат на кривой  $y = A \sin 3\psi$  (сплошная кривая на рис. 3, б). Таким образом можно считать доказанным существование в  $\text{CoCO}_3$  предсказанного Дзялошинским спонтанного ферромагнитного момента в направлении оси третьего порядка. В соответствии с формулой (2) этот момент осциллирует при повороте вектора  $\vec{l}$  (который перпендикулярен магнитному полю  $\vec{H}$ ) в базисной плоскости, как это условно указано стрелками на рис. 3. Величина амплитуды  $\sigma_z$  составляет  $9 \pm 2$  CGSM/моль т. е. в 200 раз меньше, чем  $\sigma_D$ .

Указанная погрешность отражает разброс величин  $\sigma_z$ , полученных в различных сериях измерений, и погрешность абсолютной градуировки аппаратуры. Полученное значение  $\sigma_z$  соответствует выходу магнитных моментов подрешеток из базисной плоскости на угол  $\sim 10^{-4}$  рад.

На основании приведенных выше численных значений  $\sigma_z$  и  $\chi_{\perp}$  для  $\text{CoSO}_3$  можно оценить величину эффективного поля, обуславливающего появление спонтанного магнитного момента вдоль тригональной оси  $H_{\text{эфф}} = 0,17 \pm 0,04$  кэ.

Авторы благодарят П.Л.Капицу за интерес к работе. Мы сердечно благодарим А.С.Боровика-Романова за руководство работой и обсуждение результатов.

Институт физических проблем  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
4 апреля 1972 г.

### Литература

- [ 1 ] И.Е.Дзялошинский. ЖЭТФ, 32, 1547, 1957.
  - [ 2 ] А.С.Боровик-Романов, В.И.Ожогин. ЖЭТФ, 39, 27, 1960.
  - [ 3 ] С.А.Алиханов. ЖЭТФ, 39, 1481, 1960.
  - [ 4 ] S. Foner. Rev. Scient. Instrum., 30, 548, 1959.
  - [ 5 ] P.J.Flanders. Preprint, Laboratory for Research on the Structure of Matter, Philadelphia, Pennsylvania 1971..
-