ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

16/IX-74

Р14 - 7986

М.Баланда, В.В.Нитц

ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА ГЕМАТИТА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ.

II. Высокотемпературная модификация.

1974

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

P14 - 7986

М.Баланда, В.В.Нитц

ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА ГЕМАТИТА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ.

II. Высокотемпературная модификация.

Направлено в журнал "Физика твердого тела"

В предыдущей работе [1] обсуждался характер индуцированных внешним магнитным полем фазовых переходов в гематите ($\alpha - Fe_2O_3$) ниже точки Морина $T_{M1} = 260$ К. В данной работе представлено рассмотрение поведения структуры гематита в поле вблизи и выше T_{M1}. В отличие от низкотемпературной модификации, свойства которой изучались в многочисленных экспериментальных работах, сведений о высокотемпературном состоянии гематита значительно меньше.

Известно, что выше T_{M1} вектор антиферромагнетизма $\vec{l}$, по крайней мере, с точностью до экспериментальной ошибки, перпендикулярен ромбоэдрической оси. При этом, вообще говоря, возможны следующие три состояния: 1/ вектор $\vec{l}$ перпендикулярен одной из трех осей второго порядка кристалла, лежащих в базисной плоскости /примем ее за ось x/ - назовем это состоянием II: при этом есть малая, но конечная компонента вектора $\vec{l}$ вдоль ромбоэдрической оси /примем ее за ось z/ и компонента вектора ферромагнетизма $\vec{m}$ вдоль оси второго порядка [2]: 2/ вектор $\vec{l}$ направлен вдоль оси второго порядка - состояние III; при этом не равны нулю компоненты вектора $\vec{m}$ вдоль оси z и вдоль направления в базисной плоскости, перпендикулярного осям x и z /т.е. вдоль оси y/ [2]; 3/ проекция вектора $\vec{l}$ занимает промежуточное направление в базисной плоскости между осью второго порядка и одной из плоскостей симметрии - состояние IV; при этом не равны нулю все компоненты векторов $\vec{l}$ и $\vec{m}$ и единственным элементом точечной магнитной группы симметрии является центр инверсии [3].

Сведения о фактическом состоянии магнитной структуры выше T_{M1} и о ее температурной зависимости отрывочны и противоречивы. В нескольких экспериментальных работах /4–6/ утверждается, что при комнатной температуре энергетически устойчивым является состояние III. С другой стороны, при измерении температурной зависимости амплитуды крутящего момента, когда внешнее поле вращалось в базисной плоскости /7/ , показано, что в значительном температурном диапазоне выше T_{M1}, включая и комнатную температуру, без магнитного поля реализуется состояние II. К сожалению, нейтронография без использования внешнего поля на поли- и монокристаллическом гематите не позволяет определить магнитную структуру выше T_{M1} однозначно, так как интенсивности дифракционного рассеяния от многодоменных образцов в этом случае одинаковы в состояниях II и III.

Известно , что если первоначально выше T_{M1} кристалл находится в состоянии II, то при действии магнитного поля, параллельного оси второго порядка ($\vec{h} = (h_x 0 0)$), симметрия не изменяется и нет фазового перехода. Если же поле перпендикулярно оси второго порядка, т.е. $\vec{h} = (0 h_y h_z)$, а именно этим случаем ограничивается наше дальнейшее рассмотрение, симметрия изменяется уже при сколь угодно малой величине поля /состояние IV /, и при его увеличении происходит фазовый переход /первого или второго рода/ в состояние III. Но в состоянии симметрии IV кристалл гематита находится в малом поле и ниже точки Морина. Значит, при наличии малого магнитного поля при изменении температуры около T_{M1} остается возможным лишь фазовый переход первого рода /8/ . Состояния IV_1 и IV_2 , между которыми осуществляется этот переход, отличаются лишь тем, что для первого направление вектора $\vec{\ell}$ близко к оси z , а для второго - к базисной плоскости.

Для построения фазовой диаграммы необходим некоторый термодинамический анализ. Магнитная энергия при наличии внешнего поля $\vec{h}$ представляется в следующем виде /1,2/:

$$\Phi(\theta,\phi) = -\frac{H_{\|}^2}{2(B+D)} - \frac{H_{\perp}^2}{2B} - \frac{a}{2}\cos^2\theta - \frac{g}{4}\cos^4\theta +$$

$$+ d\sin^3\theta\cos\theta\sin 3\phi + e\sin^6\theta\cos 6\phi \qquad /1/$$

/θ - угол между вектором $\vec{\ell}$ и осью z, ϕ- угол между проекцией вектора $\vec{\ell}$ на базисную плоскость и осью x /. В выражении /1/ $H_{\|}$ - проекция эффективного магнитного поля

$$\vec{H}(H_x = h_x + \beta\sin\theta\sin\phi,\ H_y = h_y - \beta\sin\theta\cos\phi,\ H_z = h_z +$$
$$+ f\sin^3\theta\cos 3\phi)$$

на ось антиферромагнетизма: $H_{\|} = (h_x\cos\phi + h_y\sin\phi)\sin\theta +$ $+ f\sin^3\theta\cos 3\phi$.

$H_{\perp}$ - компонента эффективного поля $\vec{H}$, перпендикулярная оси антиферромагнетизма, т.е. $H_{\perp}^2 = H_x^2 + H_y^2 + H_z^2 - H_{\|}^2$.

Следует подчеркнуть, что в выражении /1/ кроме обменного и магнитных взаимодействий автоматически учитываются магнитоупругие взаимодействия /изотропные и анизотропные/, так как симметрия их должна совпадать с симметрией магнитных взаимодействий. Например, константа d равна сумме констант магнитной d_M и магнитоупругой $d_{МУ}$ анизотропии, являющейся следующей функцией констант магнитоупругой связи δ_i и компонент модуля упругости c_j /1/:

$$d_{МУ} = 2(\delta_1 - \delta_2)N + \delta_4 U + 2\delta_5 M + 2\delta_6 V, \qquad /2/$$

где, согласно /9/:

$$N = \frac{c_6\delta_4 - 2c_5\delta_5}{4[c_5(c_1 - c_2) - 2c_6^2]}, \qquad U = \frac{2c_6(\delta_1 - \delta_2) - (c_1 - c_2)\delta_6}{4[c_5(c_1 - c_2) - 2c_6^2]},$$

$$M = \frac{c_6\delta_6 - c_5(\delta_1 - \delta_2)}{2[c_5(c_1 - c_2) - 2c_6^2]}, \qquad V = \frac{4c_6\delta_5 - (c_1 - c_2)\delta_4}{8[c_5(c_1 - c_2) - 2c_6^2]},$$

Константы B и D определяют величину и характер изотропного, главным образом, обменного взаимодействия, причем $D \gg B$.

Если в качестве IV_2 выбрать состояние домена с углом ϕ, близким к $\frac{5}{6}\pi$, то приравнивая энергии термодинамических минимумов состояний IV_1 и IV_2 друг к другу, получаем следующее приближенное соотношение для начального участка $T_{M1}\ O_6$ /см. *рис. 1*/ равновесия фаз в поле h_y :

$$a_1 + \frac{g}{2} = 2\left[e_1 - \frac{d^2}{2\left(a_1 - \frac{\sqrt{3}\beta h_y}{2B}\right)}\right] + \frac{\sqrt{3}\beta h_y}{B} \qquad /3/$$

$$\left(a_1 = a - \frac{\beta^2}{B} - 6e,\quad e_1 = e - \frac{f^2}{4B}\right).$$

Для определения характера перехода в состояние III необходимо проанализировать вторые производные от $\Phi(\theta,\phi)$ по θ и ϕ при условии $\cos\theta = \sin\phi = 0$. Термодинамический минимум состояния III зарождается при выполнении соотношения:

$$\left[\frac{\partial^2\Phi}{\partial\theta^2}\frac{\partial^2\Phi}{\partial\phi^2} - \left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial\theta\,\partial\phi}\right)^2\right]\Bigg|_{\substack{\cos\theta=0\\ \sin\phi=0}} = 0. \qquad /4/$$

Кстати, это условие зарождения минимума справедливо для состояния III при $T > T_{M1}$ и при $T < T_{M1}$.

После подстановки и преобразований соотношение /4/ записывается в следующем виде /для упрощения выражений величину $\frac{D}{B+D}$ заменяем на единицу, так как $D \gg B$/:

$$4\left[a + 6e - \frac{\beta(\beta + h_y)}{B} - \frac{3f_1(h_z+f_1)}{B} - \frac{(h_z+f)^2}{B}\right]\times$$

$$\times\left[e - \frac{(\beta + h_y)h_y}{36B} - \frac{f_1(h_z+f_1)}{4B}\right] = \left[d + \frac{h_y(h_z+f_1)}{3B}\right]^2.$$

Здесь /5/

$$f_1 = \begin{cases} f & \text{при } \cos 3\phi = 1 \\ -f & \text{при } \cos 3\phi = -1. \end{cases}$$

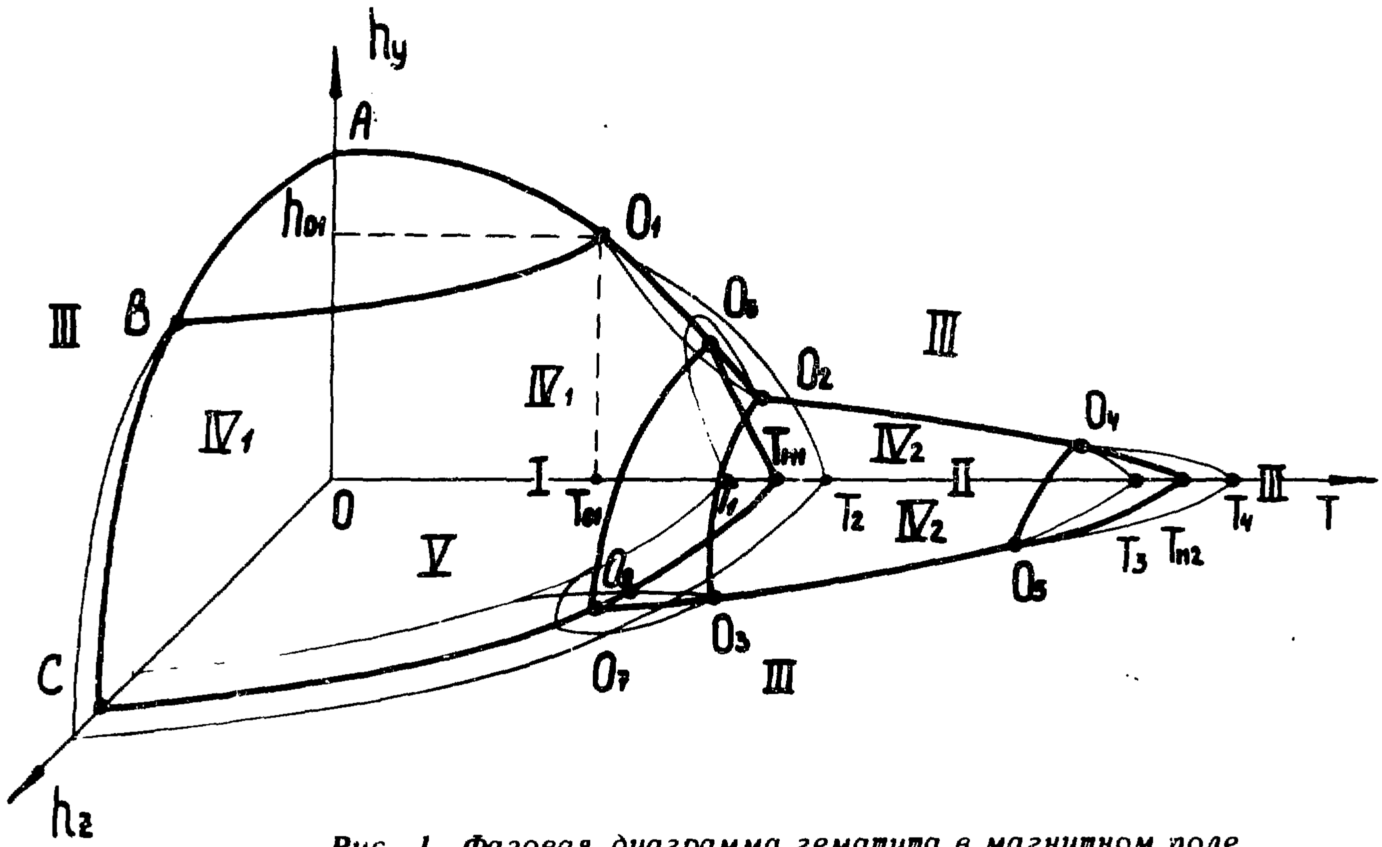

Рис. 1. Фазовая диаграмма гематита в магнитном поле, направленном в плоскости симметрии. Особенности низкотемпературного поведения описаны в предыдущей работе /1/.

Если переход IV → III - второго рода, то уравнение /5/ описывает поверхность этого перехода на фазовой диаграмме (h_y h_z T). Из /5/ легко получаются приближенные значения магнитного поля фазового перехода второго рода в плоскостях (h_yT) и (h_z T) при T > T_{M1} /см. *рис. 1*/:

$$h_{y0}(h_z = 0) = \frac{36B}{\beta}\left[e_1 - \frac{d^2}{4\left(a - \frac{\beta^2}{B}\right)}\right], \qquad /6/$$

$$h_{z0}(h_y = 0) = \frac{4B}{f}\left[e_1 - \frac{d^2}{4\left(a - \frac{\beta^2}{B}\right)}\right]. \qquad /7/$$

При написании выражений /6/ и /7/ принималось во внимание, что $|d| >> \frac{f}{B} h_{y0}$, $|\beta| >> h_{y0}$, $|f| << h_{z0}$, $|a| \cdot B > h^2_{z0}$ /действительно, $|d| < 1Э$ /1/, $|f| \simeq 20Э$ /10/, $|\beta| = 2.1 \cdot 10^4 Э$ /11/, $B = 18.3 \cdot 10^6 Э$ /12/ /, т.е. /6/ и /7/ справедливы при T, достаточно далекой от температуры, при которой изменяется знак величины ($a - \beta^2/B$).

Чтобы определить, какого рода в действительности фазовый переход $IV_2 \to III$, нужно подставить в $\Phi(\theta, \phi)$ соотношение

$$\cos\theta = \frac{d \sin 3\phi}{a - \frac{\beta(\beta + h_y) + h_z^2}{B}}, \qquad /8/$$

получающееся из условия $\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} = 0$ и справедливое вблизи точки перехода. Тогда энергия представляется в виде разложения по степеням $\sin\phi$:

$$\Phi(\phi) = \Phi_0 + \Phi_2(h_y, h_z) \sin^2\phi + \Phi_4(h_y h_z) \sin^4\phi + \dots \qquad /9/$$

Несложный, но несколько громоздкий анализ показывает, что при температуре, близкой к T_{M1}, а именно, если $a - \frac{\beta^2}{B} + \frac{g}{2} = 0$, при обращении коэффициента Φ_2 в нуль коэффициент Φ_4 положителен. Таким образом, в полях h_y и h_z при температуре Морина переход $IV_2 \to III$ является фазовым переходом второго рода. Однако следует заметить, что определение рода фазового перехода в данном случае без учета инвариантов более высокой степени относительно компонент магнитных моментов в базисной плоскости /например, $\sin^3\theta \cos^2\theta \sin^3 3\phi$, $\sin^6\theta \cos^2 6\phi$/ является недостаточно корректным. К сожалению, оценить вклад таких инвариантов пока не представляется возможным.

С другой стороны, известно /см., например,[13–15] с пояснениями[1] /, что для низкотемпературной фазы гематита поворот вектора $\vec{\ell}$ от оси z к оси x в поле h_y вблизи T_{M1} осуществляется со скачком, т.е. фазовый переход $IV_1 \to III$ - первого рода. Равновесие фаз достигается при значении поля

$$h_{y0} \cong \frac{B}{2\beta}\left(a - \frac{\beta^2}{B} + \frac{g}{2}\right) . \qquad /10/$$

Согласно теории фазовых переходов[8], из наличия в плоскости $(h_y\ T)$ линий фазовых переходов первого рода $IV_1 \to III$ и $IV_1 \to IV_2$ с неизбежностью следует, что в некоторой точке O_2 линия перехода второго рода $IV_2 \to III$ переходит в линию фазового перехода первого рода, которая, в свою очередь, сходится с двумя другими линиями перехода первого рода в некоторой точке O_6. В этой "тройной" точке равны энергии трех термодинамических минимумов /состояний IV_1, IV_2 и III /.

Известно также, что поворот вектора $\vec{\ell}$ от оси z к базисной плоскости в поле h_z происходит скачком, т.е. путем фазового перехода первого рода /например,[13,16] /. Это следует из симметрии состояний III, IV, V[3] /см. *рис. 1*/. Критическое поле перехода $V \to III$ равно[1]:

$$h_{z0} = \sqrt{B\left(a - \frac{\beta^2}{B} + \frac{g}{2}\right)} . \qquad /11/$$

Это соотношение является уравнением линии $O_7 C$ на фазовой диаграмме *рис. 1*. Критическое поле фазового перехода из состояния V в состояние IV_2 /линия $T_{M1}O_7$/, в котором вектор $\vec{\ell}$ близок к базисной плоскости, но составляет ненулевой угол с осью второго порядка, отличается от /11/ лишь некоторой добавкой, обусловленной анизотропией в базисной плоскости. Аналогично случаю h_y, в поле h_z имеем трикритическую точку O_3 и тройную точку O_7. В конце статьи, после оценки величин некоторых констант, будет произведено более строгое обоснование тройной точки в плоскости $(h_z\ T)$.

На фазовой диаграмме $(h_y h_z T)$ естественным образом может быть проведена непрерывная линия $O_2\ O_3$ трикритических точек, определяемая уравнениями $\Phi_2(h_y\ h_z) = \Phi_4(h_y\ h_z) = 0$, а также непрерывная линия $O_6\ O_7$ тройных точек, определяемая условием равенства энергий трех состояний / IV_1, IV_2 и III /.

Тонкими линиями на *рис. 1* условно показаны границы существования состояний в качестве метастабильных при фазовых переходах первого рода. Точка T_1 - это температура, при которой зарождается /при нагревании кристалла/ минимум состояния II при $\vec{h} = 0$. Для нахождения соотношения между константами взаимодействия, выполняющегося в этой точке, необходимо решить систему уравнений: $\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} = 0$, $\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2} = 0$ при условии $\cos 3\phi = 0$. Если пренебречь, как несущественными, членами анизотропии, пропорциональными e и f, эти уравнения выглядят следующим образом:

$$\begin{cases} (a - \frac{\beta^2}{B} + g\cos^2\theta)\cos\theta + d\sin 3\theta = 0 & /12/ \\ 2g\cos^4\theta + (a - \frac{\beta^2}{B} - \frac{3}{2}g)\cos^2\theta - d\sin^3\theta\cos\theta - \frac{1}{2}(a - \frac{\beta^2}{B}) = 0 \end{cases}$$

Учитывая, что $|d| << g$, $\cos^2\theta(T_1) << \frac{3}{2}$, из уравнений /12/ находим:

$$\cos^2\theta(T_1) = -\frac{1}{3g}\left(a - \frac{\beta^2}{B}\right)_{T_1}. \qquad /13/$$

Подставляя это соотношение во второе уравнение /12/, получаем выражения для угла, при котором зарождается минимум:

$$\operatorname{ctg}^3\theta(T_1) = -\frac{d}{g}, \qquad /14/$$

и для соответствующего значения константы одноосной анизотропии:

$$\left(a - \frac{\beta^2}{B}\right)_{T_1} \simeq -3g^{1/3}(-d)^{2/3}. \qquad /15/$$

Высокотемпературная граница T_2 состояния I легко находится из уравнения $\frac{\partial^2\Phi}{\partial\theta^2} = 0$ при условии $\sin\theta = 0$:

$$\left(a - \frac{\beta^2}{B}\right)_{T_2} + g = 0. \qquad /16/$$

Учитывая, что $\left(e_1 - \frac{d^2}{2a_1}\right)_{T_{M1}} \ll \frac{g}{4}$, $\left(\frac{-d}{g}\right)^{2/3} \ll \frac{1}{6}$, а также $|6e| < \left|a - \frac{\beta^2}{B}\right|_{T_{M1}}$, убеждаемся, что максимальный гистерезис около точки Морина определяется константой g, причем $T_2 - T_{M1} \simeq T_{M1} - T_1 = \Delta T = \frac{g}{2k}$, где величина k находится из соотношения $\left(a - \frac{\beta^2}{B} + \frac{g}{2}\right) = k(T_{M1} - T)$. Если использовать значения $g = 60$ Э и $k = 2{,}3$ Э/гр из работы /17/, то $\Delta T \simeq 13°$.

Для дальнейшего рассмотрения фазовой диаграммы проанализируем результаты измерений вращающего момента в магнитном поле, перпендикулярном ромбоэдрической оси /7/, выше точки Морина. После подстановки в /1/ приближенного соотношения

$$\cos\theta \simeq \frac{d\sin 3\phi}{a - \frac{\beta^2}{B} + 6e\cos 6\phi - \frac{4f^2}{B}\cos^2 3\phi - \frac{\beta h_0}{B}\sin(\phi - \phi_H)}, \qquad /17/$$

полученного из условия равновесия $\frac{\partial\Phi}{\partial\theta} = 0$ /здесь h_0 - величина внешнего поля, ϕ_H - угол между направлением поля и осью x /и последующего дифференцирования энергии по углу ϕ_H с заменой угла ϕ на $\left(\frac{\pi}{2} + \phi_H\right)$

/такая замена справедлива при достаточно большой величине поля/, получаем выражение для вращающего момента:

$$\mathcal{L} = 6\left[e_1 - \frac{d\left(d - \frac{f h_0}{3B}\right)}{4\left(a - \frac{\beta(\beta + h_0)}{B}\right)} \right] \sin 6\phi_H . \qquad /18/$$

Экстраполируя к $h_0 = 0$ представленные/7/ амплитудные значения вращающего момента, получаем температурную зависимость эффективной константы анизотропии в базисной плоскости $e^* = [e_1 - d^2/4(a - \frac{\beta^2}{B})]$ /*рис. 2*/. Очевидно, увеличение анизотропии при приближении температуры к T_1 обусловлено, главным образом, увеличением константы $(a - \frac{\beta^2}{B})$, которая около T_1 изменяет знак. Заметим, что согласно результатам работы/7/, $T_1 = 250K$, $T_{M1} = 260{,}5K$.

Используя линейную температурную зависимость $(a - \frac{\beta^2}{B})$ в области $T > T_1$ с коэффициентом $k = 2{,}3$ Э/*гр*/17/ /см. *рис. 2*/ и полагая, что при температурах,, не слишком превышающих T_{M1}, можно пренебречь величиной $|e_1|$ по сравнению с $\left|\frac{d^2}{4(a - \frac{\beta^2}{B})}\right|$, получаем значения константы анизотропии d, которая в рассмотренном температурном интервале остается почти постоянной и равной по абсолютной величине $\approx$ 0,55 Э /*рис. 2*/.

В работе/7/ показано также, что амплитуда $\mathcal{L}_0$ вращающего момента уменьшается с увеличением h_0 и, по-видимому, если бы измерения были проведены в больших полях /чем 24 *кЭ*/, при некотором значении $h_0^*(T)$ она обратилась бы в нуль. Объяснить такое поведение $\mathcal{L}_0$ уменьшением и обращением в нуль выражения $\left|d - \frac{f h_0}{3B}\right|$ из-за малости $f (\approx 20$ Э/10/) не представляется возможным. Поэтому для упрощения рассмотрения пренебрежем величиной $fh_0/3B$ по сравнению с d. Тогда получаем соотношение:

$$\frac{a - \dfrac{\beta^2}{B}}{e_1} = \frac{\beta}{B}\,\frac{h_0^*}{e^*} \,. \qquad /19/$$

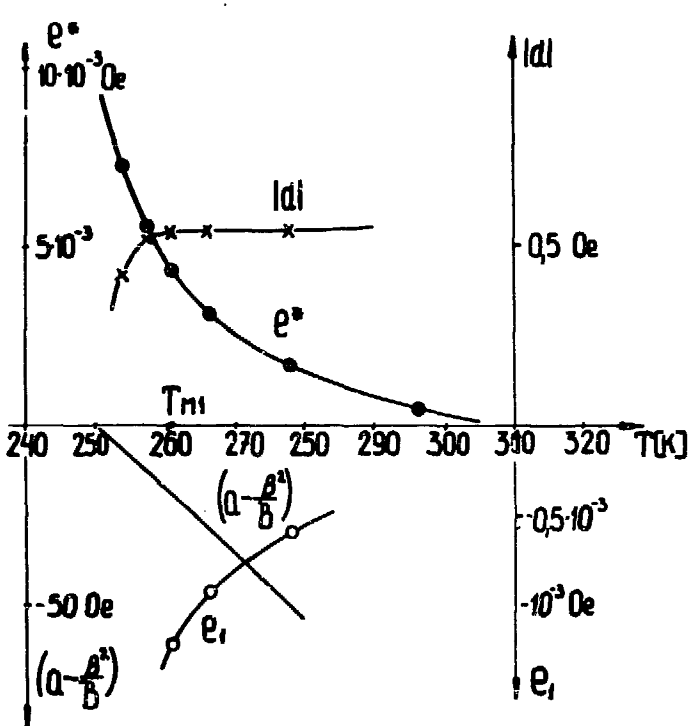

Рис. 2. Температурные зависимости эффективного поля анизотропии в базисной плоскости $e^* = e_1 - d^2 \,|\, 4(a - \frac{\beta^2}{B})$, *эффективного поля одноосной анизотропии* $(a - \frac{\beta^2}{B})$, *константы* d *и константы гексагональной анизотропии* $e_1 = e - \frac{f^2}{4B}$.

Приближенные значения h_0^* можем определить, продлив прямолинейные зависимости вращающих моментов /7/ до пересечения с осью поля. Используя величины h_0^*, получаем значения коэффициента анизотропии c_1 вблизи точки Морина /см. *рис. 2*/.

Существенным следствием работы /7/ является фазовый переход II → III при температуре около 37O K. Этот переход, конечно, первого рода, но не исключено, что имеются два фазовых перехода при нагревании образца: II → IV → III, которые могут быть второго рода. На фазовой диаграмме показан случай перехода первого рода в точке T_{M2}. При этом T_3 и T_4 - границы существования состояний III и II в качестве метастабильных. Если на температурной оси действительно имеет место фазовый переход II → III, то неизбежно существование трикритической линии $O_1 O_5$/см. *рис. 1*/.

Обнаружение состояния III на температурной оси не является неожиданным. Как уже отмечалось, это состояние проявлялось и в более ранних работах /4 – 6/. Лишь подчеркнем, что, как это следует из приведенного выше рассмотрения, выше T_{M1} есть конечная температурная область состояния II.

Неожиданным результатом работы /7/ является последующий /при увеличении температуры/ обратный фазовый переход III – II при T – 63O K. На фазовой диаграмме /*рис. 1*/ эта область температур не показана. По-видимому, температурная и полевая зависимости анизотропии высокотемпературного гематита нуждаются в более полном и тщательном экспериментальном исследовании.

Рассмотрим "опрокидывание" подрешеток низкотемпературной модификации гематита в поле h_z. Условием зарождения минимума состояния III является выполнение соотношения /5/, когда оба множителя с левой стороны отрицательны. Пренебрегая величиной f по сравнению с h_z, получаем соотношение для поля, при котором зарождается минимум:

$$h_{zI}^2 = B\left(a - \frac{\beta^2}{B} + \frac{d^2 B}{f h_{zI} - 4eB}\right) \qquad /2O/$$

при условии $fh_{z_1} \ll 4eB$. Нетрудно убедиться в том, что последнее условие при $|e| \approx 10^{-3}$Э, $|f| = 20$Э выполняется во всем рассматриваемом диапазоне температур.

Если величина h_{z_1} меньше, чем поле h_{z_0}, определяемое выражением /11/, имеет место один фазовый переход $V \to III$. В противном случае осуществляется два перехода: $V \to IV \to III$ /первый из них - первого рода/. Для нахождения положения "квазикритической" точки O_9 /рис. 1/ приравниваем h_{z0} и h_{z1}. Тогда из уравнений /11/ и /20/ получаем для точки O_9:

$$(a - \frac{\beta^2}{B} + \frac{g}{2})_{T_9} = \frac{4B(d^2 + 2eg)^2}{f^2 g^2} \qquad /21/$$

$$h_{z9} = \frac{2B(d^2 + 2eg)}{f \cdot g}. \qquad /22/$$

Если $|e|$ действительно порядка 10^{-3} Э, величина и знак константы e мало влияют на характер диаграммы при $T < T_{M1}$. Пренебрегая величиной $2eg$ по сравнению с d^2 и подставляя значения остальных констант, получаем: $(a - \frac{\beta^2}{B} + \frac{g}{2})_{T_9} = 4{,}5$ Э, $h_{z9} = 9$ кЭ. Из этого рассмотрения следует, что ниже точки Морина есть значительный температурный диапазон, в котором осуществляется прямой переход $V \to III$ в поле h_z, а тройная точка O_7 довольно близка к T_{M1}.

Литература

1. *М.Баланда, В.В.Нитц. ОИЯИ, Р14-7974, Дубна, 1974.*
2. *И.Е.Дзялошинский. ЖЭТФ, 32, 1547, 1957.*
3. *В.В.Нитц. ФТТ, 16,213, 1974; ОИЯИ, Р4-7397, Дубна, 1973.*
4. *A.Tasaki and S.Iida. J.Phys.Soc. Jap., 18, 1148, 1963.*
5. *R.O.Keeling and R.E.Schramm. Bull.Am.Phys.Soc., 11, 378, 1966.*
6. *P.J.Besser, A.H.Morrish and C.W.Searle. Phys.Rev., 153, 632, 1967.*

7. А.А.Богданов. ФТТ, 14, 3362, 1972.
8. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Статистическая физика. Изд. "Наука", 1964.
9. А.С.Пахомов. ФММ, 25, 769, 1968.
10. P.J.Flanders. J.Appl.Phys., 43, 2430, 1972.
11. L.Neel, R.Pauthenet, C.R.Acad. Sci. Paris, 234, 2172, 1952.
12. T.Kaneko, S.Abe. J.Phys.Soc.Jap., 20, 2001, 1965.
13. S.Foner, Y.Shapira. Phys.Lett., 29A, 276, 1969.
14. P.J.Flanders, S.Strikman. Solid State Comm., 3, 285, 1965.
15. P.J.Flanders. J.Appl.Phys., 40, 1247, 1969.
16. Р.А.Восканян, Р.З.Левитин, В.А.Щуров. ЖЭТФ, 53, 459, 1967.
17. Y.Shapira. Phys.Rev., 184, 589, 1969.

Рукопись поступила в издательский отдел 27 мая 1974 года.