

**ВЛИЯНИЕ ВТОРОЙ КОНСТАНТЫ ОДНООСНОЙ АНИЗОТРОПИИ
НА КРИВЫЕ НАМАГНИЧИВАНИЯ ОДНООСНОГО АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА
СО СЛАБЫМ ФЕРРОМАГНЕТИЗМОМ**

Р.З.Деситин, В.А.Щуров

Термодинамическая теория слабого ферромагнетизма была впервые построена Дзялошинским на примере гематита ($\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$) [1]. В последующих работах [2–7] свойства гематита в антиферромагнитном со-

стоянии (ниже точки Морина $T_K \approx 253^\circ\text{K}$) и при переходе в поле из антиферро- в слабоферромагнитном состоянии были изучены, как теоретически, так и экспериментально. При этом, авторы теоретических работ [6,7] рассматривали одноосный антиферромагнетик с взаимодействием Дзялошинского и учитывали только первую константу одноосной анизотропии. Однако, исследования гематита в сильных магнитных полях [4,5] показали, что теоретические соотношения работ [6,7] не согласуются с экспериментально полученными зависимостями намагни-

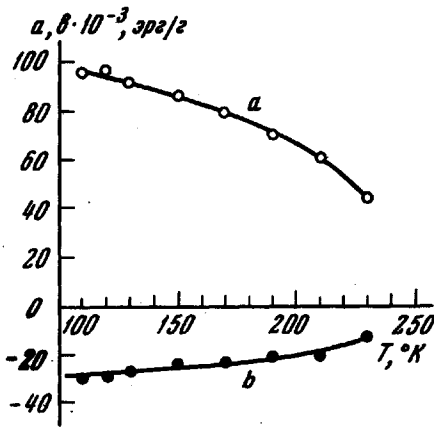


Рис.1. Зависимость первой константы одноосной анизотропии a (светлые кружки) и второй константы одноосной анизотропии b (темные кружки) от температуры

ченности гематита в базисной плоскости (m_{\perp}) от поля в базисной плоскости (H_{\perp}) (при $T < T_K$). В работах [6,7] предсказывается линейная зависимость m_{\perp} от H_{\perp} , в то время как экспериментальные кривые нелинейны. Вследствие нелинейности кривых намагниченности экспериментальные значения полей перехода из антиферро- в слабоферромагнитное состояние при намагничивании в базисной плоскости меньше теоретически рассчитанных [4].

В работе [6] было высказано предположение, что вблизи точки Морина существенное влияние на кривые намагничивания $m_{\perp}(H_{\perp})$ оказывает вторая константа одноосной анизотропии.

Ниже показано, что термодинамическая теория Дзялошинско [1] объясняет экспериментальные кривые намагниченности гематита, если учесть вторую константу одноосной анизотропии, и что учет второй константы анизотропии необходим и при температурах много меньших T_K .

Разложение термодинамического потенциала в этом случае имеет вид [1]:

$$\Phi = \frac{a}{2} \sin^2 \theta + \frac{b}{4} \sin^4 \theta + \frac{B}{2} m^2 - q m_{\perp} \sin \theta + \frac{c}{2} m_{\parallel}^2 + \frac{D}{2} m_{\parallel}^2 \cos^2 \theta - m_{\perp} H_{\perp} - m_{\parallel} H_{\parallel}. \quad (1)$$

Здесь $a/2 \sin^2 \theta + b/4 \sin^4 \theta$ — энергия одноосной анизотропии, где a — первая константа одноосной анизотропии, b — вторая константа одноосной анизотропии, θ — угол между направлением вектора антиферромагнетизма и тригональной осью; $B/2 m^2$ — обменный член вто-

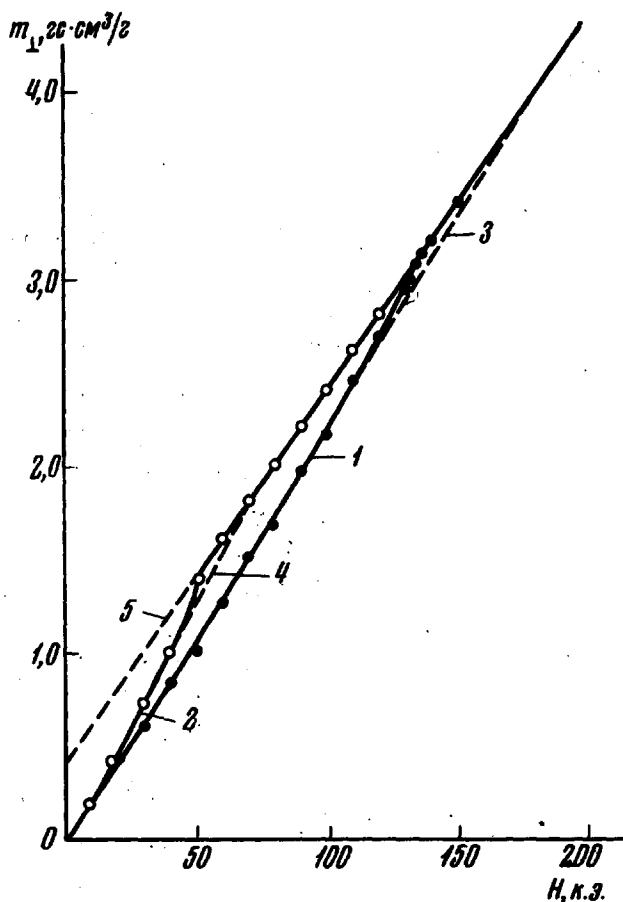


Рис.2. Зависимость намагниченности в базисной плоскости от поля H .

● — 120°K } экспериментальные точки;
○ — 230°K }

1 — 120°K } теоретические зависимости
2 — 230°K } при учете двух констант
одноосной анизотропии;

3 — 120°K } теоретические зависимости
4 — 230°K } при учете одной константы
одноосной анизотропии;

5 — намагниченность в слабоферромагнитном состоянии (выше точки Морина)

рого порядка; $qm_1 \sin \theta$ — "смешанный" член, отвечающий за слабый ферромагнетизм; m_1 , m_H — компоненты магнитного момента m в ба-

зисной плоскости и вдоль тригональной оси соответственно; $c/2 m_{\parallel}^2$ – магнитный анизотропный член второго порядка, $D/2 m_{\parallel}^2 \cos^2 \theta$ – обменный член четвертого порядка; H_{\perp} , H_{\parallel} – компоненты напряженности магнитного поля в базисной плоскости и вдоль тригональной оси соответственно.

В разложении термодинамического потенциала (1) мы пренебрегаем анизотропией в базисной плоскости, так как она незначительна (эффективное поле анизотропии в базисной плоскости не превышает 1 э [8]).

При намагничивании вдоль тригональной оси из (1) получаем

$$m_{\parallel} = \frac{H_{\parallel}}{B + c + D \cos^2 \theta}, \quad (2)$$

$$\text{где } \cos \theta = 0 \text{ при } H_{\parallel} \geq H_K \quad (3)$$

$$\text{и } \cos \theta = 1 \text{ при } H_{\parallel} \leq H_K. \quad (4)$$

Здесь H_K – поле фазового перехода первого рода из антиферро- в слабоферромагнитное состояние при намагничивании вдоль тригональной оси:

$$H_K = \left[\left(a - \frac{q^2}{B} + \frac{b}{2} \right) (B + c) \left(1 + \frac{B + c}{D} \right) \right]^{1/2}. \quad (5)$$

При намагничивании в базисной плоскости из (1) находим:

$$m_{\perp} = \frac{q \sin \theta + H_{\perp}}{B}, \quad (6)$$

$$\text{где } \sin \theta = 1 \text{ при } H_{\perp} \geq H_0 \quad (7)$$

$$\text{и } \left(a - \frac{q^2}{B} \right) \sin \theta + b \sin^3 \theta = \frac{q}{B} H_{\perp} \quad \text{при } H_{\perp} \leq H_0. \quad (8)$$

Из уравнений (6) и (8) видно, что учет второй константы анизотропии приводит к нелинейной зависимости намагниченности в базисной плоскости от поля. Анализ уравнений (6) и (8) показывает также, что переход из антиферромагнитного в слабоферромагнитное состояние в поле H_{\perp} может происходить либо плавно (фазовый переход второго рода), либо скачком (фазовый переход первого рода) в зависимости от соотношения величин констант анизотропии a и b , а также параметров q и B .

Если, как это имеет место в гематите при $T < T_K$, $a > 0$ и $b < 0$, то при условии

$$\frac{a - q^2 / B}{3 |b|} \geq 1 \quad (9)$$

переход из антиферро- в слабоферромагнитное состояние в поле H_{\perp} происходит плавно (фазовый переход второго рода) и поле перехода равно:

$$H_{\circ}^{\text{II}} = \frac{B}{q} (a - q^2 / B + b), \quad (10)$$

При условии

$$\frac{a - q^2 / B}{3 |b|} \leq 1 \quad (11)$$

переход из антиферро- в слабоферромагнитное состояние в поле H_{\perp} происходит скачком (фазовый переход первого рода) и поле перехода равно:

$$H_{\circ}^{\text{I}} = \frac{2}{3} \frac{B}{q} \sqrt{-\frac{(a - q^2 / B)^3}{3b}}. \quad (12)$$

Отметим, что в случае фазового перехода первого рода имеет место гистерезис: обратный переход из слабоферро- в антиферромагнитное состояние должен происходить при другом значении поля, равном H_{\circ}^{II} . Так как из эксперимента мы получаем непосредственно значения полей перехода H_{K} и H_{\circ} , то условия (9) и (11) удобнее выразить в виде:

$$\text{Переход второго рода} \quad 1,25 \frac{H_{\circ}}{H_{\text{K}}^2} \frac{q}{B} (B + c) \left(1 + \frac{B + c}{D}\right) \geq 1. \quad (13)$$

$$\text{Переход первого рода} \quad 1,25 \frac{H_{\circ}}{H_{\text{K}}^2} \frac{q}{B} (B + c) \left(1 + \frac{B + c}{D}\right) \leq 1. \quad (14)$$

Из наших измерений намагничённости [4] значения параметров равны: $B = 5,2 \cdot 10^4 \text{ э/см}^3$, $q = 2,2 \cdot 10^4 \text{ эс}$, $c = 6 \cdot 10^3 \text{ э/см}^3$, $D = 16,5 \cdot 10^5 \text{ э/см}^3$. Используя значения полей перехода H_{K} и H_{\circ} из работы [4] можно по условиям (13) и (14) судить о характере перехода гематита из антиферро- в слабоферромагнитное состояние в поле H_{\perp} . Наши расчеты показывают, что выше температуры 200°K этот переход является переходом первого рода. Ниже этой температуры величина

$$1,25 \frac{H_{\circ}}{H_{\text{K}}^2} \frac{q}{B} (B + c) \left(1 + \frac{B + c}{D}\right) \quad (15)$$

в пределах ошибки опыта равна 1, что не позволяет определить характер фазового перехода при $T \lesssim 200^{\circ}\text{K}$.

На рис.1 построены зависимости констант анизотропии a и b от температуры, вычисленные по формулам (5) и (10) (или (12)) с использованием приведённых выше значений параметров B , q , c , D и величин

H_0 и H_K из [4]. В интервале температур 110-230°К отношение второй константы анизотропии к первой составляет $\approx -0,3$.

На рис.2 построены теоретические зависимости намагниченности в базисной плоскости с учетом двух констант анизотропии и нанесены экспериментальные значения намагниченности из работы [4]. Там же для сравнения построена теоретическая зависимость $m_L(H_L)$ с учетом только одной константы анизотропии. Видно, что учет второй константы анизотропии приводит к хорошему согласию теории и эксперимента и этот учет необходим и при температурах значительно меньших температуры Морина.

Благодарим проф. К.П.Белова за внимание к работе, А.С.Боровика-Романова, А.М.Кадомцеву, В.И.Ожогина и А.С.Пахомова за ценные дискуссии.

Физический факультет
Московского
государственного университета
им.М.В.Ломоносова

Поступило в редакцию
7 декабря 1967 г.
После переработки
3 января 1968 г.

Литература

- [1] И.Е.Дзялошинский. ЖЭТФ, 32, 1547, 1957.
- [2] P.Flanders, S.Shtrikman. Solid State Comm., 3, 285, 1965.
- [3] Р.А.Восканян, Р.З.Левитин, В.А.Щуров. ЖЭТФ, 53, 459, 1967.
- [4] Р.А.Восканян, Р.З.Левитин, В.А.Щуров. ЖЭТФ, 54, вып.3, 1968.
- [5] G.Cinader, S.Shtrikman. Solid State Comm., 4, 459, 1966.
- [6] В.И.Ожогин, В.Г.Шапиро. Письма ЖЭТФ, 6, 467, 1967.
- [7] K.Mizusihma, S.Jida, J.Phys. Soc. of Jap., 21, 1521, 1966.