

Л. В. КИРЕНСКИЙ и В. П. РЯБИНИН

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАКОНА ПРИБЛИЖЕНИЯ К НАСЫЩЕНИЮ
НА МОНОКРИСТАЛЛАХ КРЕМНИСТОГО ЖЕЛЕЗА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ
ТЕМПЕРАТУРАХ

Изучению поведения монокристаллических ферромагнетиков в сильных магнитных полях посвящен в последнее время ряд экспериментальных работ [1-4]. В работе [4] показано, что закон приближения к насыщению в его классической форме

$$I = I_s \left(1 - p \frac{K^2}{I_s^2 H^2} \right)$$

неприменим к монокристаллическим образцам значительных размеров, так как расчет первой константы магнитной анизотропии K по формуле (1) не дает ее правильных значений.

В формуле (1) I_s — намагниченность насыщения, коэффициент p — функция поляриных координат ϑ' и φ' вектора внешнего магнитного поля H , задаваемая равенством

$$p = 2 \sin^6 \vartheta' \cos^2 \varphi' \sin^2 \varphi' (2 \cos^2 \varphi' - 1)^2 + 2 \sin^2 \vartheta' \cos^2 \varphi' \times \\ \times (2 \cos^2 \vartheta' + 2 \sin^2 \vartheta' \sin^2 \varphi' \cos^2 \varphi' - 1)^2.$$

Что касается изучения температурной зависимости закона приближения к насыщению на монокристаллах, то до настоящего времени не появлялось работ, посвященных этому вопросу. Цель настоящей работы — в какой-то мере восполнить этот пробел.

Исследуемые образцы и экспериментальная установка

Образцы изготовляли из листового холоднокатаного кремнистого железа толщиной 0,35 мм с содержанием кремния 2,8—2,9%. Это железо состоит из отдельных кристаллов, некоторые из которых достигают крупных размеров — 50—60 см² и более. Поскольку решетка кремнистого железа с небольшим содержанием кремния принадлежит к кубической симметрии, то в плоскости (110) лежат все три главные кристаллографические направления: [100], [110] и [111]. В отдельных крупных кристаллах наклон плоскости (110) к плоскости листа, а также ориентация кристаллографических осей определялись по методу Лауэ с последующей проверкой путем наблюдения доменов при помощи порошковых фигур. Для изучения выбирались только те из крупных кристаллитов, плоскость (110) которых совпадала с плоскостью листа. Образцы вытравливались из листов кремнистого железа азотной кислотой и после механической обработки представляли собой полоски длиной от 52 до 58 мм и сечением 0,32 × 1 мм. Затем они подвергались двукратному отжигу в вакууме по 3 часа при температуре 1000° С. Таким способом изготовлялись образцы в направлениях [100], [110], [111], [221], [334]. Кривые намагничивания в трех главных кристаллографических направлениях хорошо согласуются с кривыми, полученными на кремнистом железе другими авторами [8]. В настоящей работе исследовалась зависимость дифференциальной восприимчивости от поля при различных температурах, причем для проведения измерений был использован радиотехнический метод с применением пульсирующего магнитного поля и усилительной аппаратурой. Таким методом дифференциальная восприимчивость измерялась в работах ряда авторов [3-7]. Установка, собранная нами, принципиально не отличается от описанной в статье Хромова [3]. Эксперимент проводился в интервале полей от 880 до 1920 э, на частоте 137 гц; ошибки измерений не превышали 6%. Соответствующие расчеты [5-6] показывают, что влияниями скин-эффекта и намагничивающего фактора образцов можно было пренебречь.

Результаты измерений и их анализ

Направления [100] и [111]. Для направлений легкого [100] и трудного [111] намагничивания в указанном интервале полей температурный ход χ в зависимости от $\frac{1}{H^2}$ изображен на рис. 1.

Нетрудно заметить, что коэффициенты магнитной жесткости [2,4] для этих образцов незначительно меняются с температурой. Графики представляют собой прямые линии, продолжения которых отсекают на оси ординат некоторые отрезки. Последнее естественно принять за величину восприимчивости парапроцесса. Зависимость восприимчивости парапроцесса от температуры (рис. 2) оказывается линейной вплоть до температуры + 90°, что согласуется с теорией Хольштейна и Примакова [9], согласно которой восприимчивость парапроцесса для низких температур в области высоких полей зависит от поля и температуры по следующему закону:

$$\chi_p \sim \frac{T}{H^{1/2}}.$$

Что касается зависимости χ_p от H , то в нашем интервале полей ее проверить не удалось.

Направление [110]. Несколько иного вида закономерность наблюдается для оси среднего намагничивания. На каждой кривой рис. 3 можно выделить участок, где справедливой оказывается формула

$$\chi = \frac{B}{H^3} + \chi_p,$$

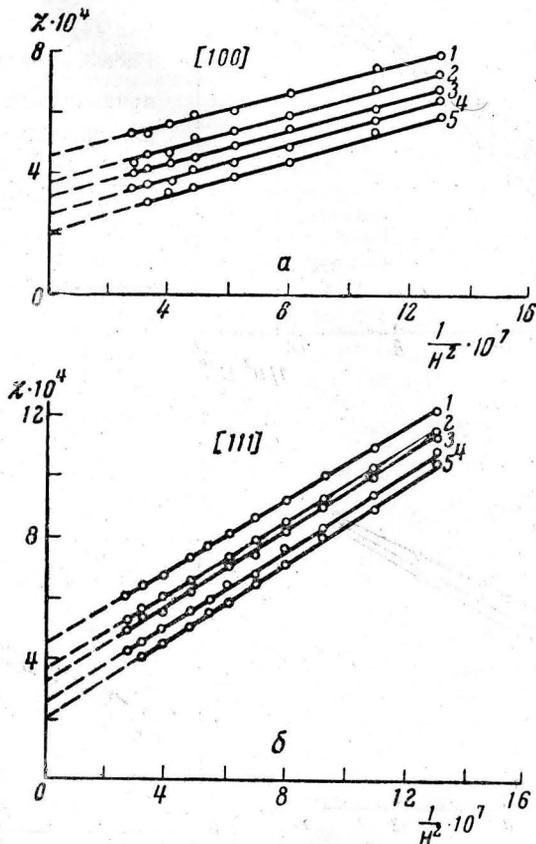


Рис. 1. Зависимость восприимчивости χ от $\frac{1}{H^2}$ при различных температурах. 1 — + 160°, 2 — + 90°, 3 — + 25°, 4 — — 80°, 5 — — 183°.

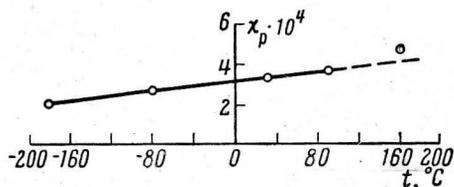


Рис. 2. Зависимость восприимчивости парапроцесса χ_p от температуры.

причем с повышением температуры этот участок смещается в сторону слабых полей. В сильных же полях, особенно в области высоких температур, линейный ход χ от $\frac{1}{H^2}$ нарушается, по-видимому, здесь существенную роль начинает играть член $\frac{A}{H^4}$.

В слабых полях при низких температурах также наблюдается нарушение вышеуказанной линейной зависимости, что может быть объяснено влиянием члена с более высокой степенью H , т. е. $\frac{C}{H^4}$.

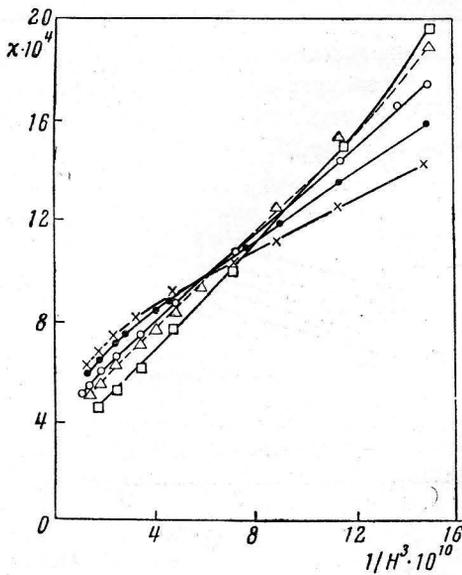


Рис. 3. Зависимость вос-
приимчивости χ от $\frac{1}{H^2}$
для направления [110].

□ — 183°, △ — 180°,
○ — + 25°, ● — + 90°,
× — + 160°.

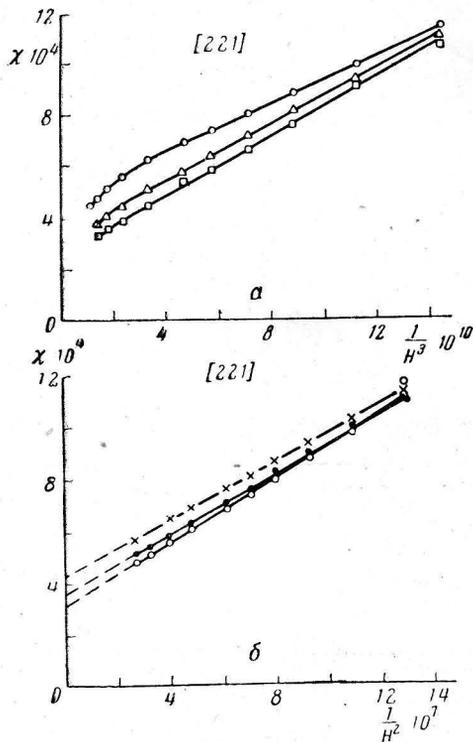


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость восприимчивости χ от $\frac{1}{H^3}$ (а) и от $\frac{1}{H^2}$ (б) для направления [221] при различных температурах.

□ — 183°, △ — 80°, ○ — + 25°, ● — + 90°, × — + 160°.

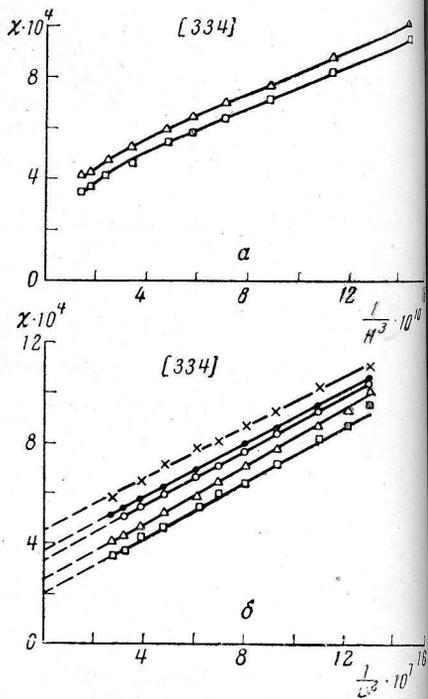


Рис. 5

Рис. 5. Зависимость восприимчивости χ от $\frac{1}{H^3}$ (а) и от $\frac{1}{H^2}$ (б) для направления [334] при различных температурах.

□ — 183°, △ — 80°, ○ — + 25°, ● — + 90°, × — + 160°.

Направления [221] и [334]. Для этих направлений температурная зависимость закона приближения к насыщению представлена на рис. 4, 5. Как видно из этих рисунков, в области низких температур в большом интервале полей величина восприимчивости линейно зависит от $\frac{1}{H^3}$, тогда как при температурах более высоких

характерна линейная зависимость восприимчивости от $\frac{1}{H^2}$. Указанная закономер-

ность позволяет вычислить значения константы магнитной анизотропии при низких температурах. Результаты вычислений приведены в таблице. Из приведенной таблицы видно, что как сами значения кон-

станты анизотропии, так и ее температурная зависимость не согласуются с данными, полученными на монокристаллах кремнистого железа другим путем [10].

Такое несоответствие, по-видимому, может быть объяснено тем, что в законе приближения к насыщению в форме (1) не учтена доменная структура. Известно, что остатки доменной структуры очень устойчивы и в отдельных кристаллографических направлениях наблюдаются в полях достаточно высокой интенсивности [11].

Литература

1. H. D a n a n. Compt. rend. Acad. Sci., 238, 12, 1304, 1954.
2. H. D a n a n. Compt. rend. Acad. Sci., 242, 6, 748, 1, 956.
3. Б. П. Х р о м о в. Изв. высш. уч. завед. Физ., 1, 171, 1960.
4. Л. В. К и р е н с к и й, Б. П. Х р о м о в. Магнитная структура ферромагнетиков. Изд. Сиб. отд. АН СССР, 217, 1960.
5. Н. С. А к у л о в, К. М. Б о л ь ш о в а. Вестн. МГУ, 9, 79, 1950.
6. Л. П а л. Вестн. МГУ, 12, 49, 1955.
7. Г. М. Р о д и ч е в. Изр. высш. уч. завед. Физ., 5, 27, 1958.
8. H. J. W i l l i a m s. Phys. Rev., 52, 747, 1937.
9. T. H o l s t e i n, H. P r i m a k o f f. Phys. Rev., 58, 1089, 1940.
10. Л. А. Ш у б и н а. Изв. АН СССР. Сер. физ., 2, 527, 1940.
11. Н. М. С а л а н с к и й, А. М. Р о д и ч е в, В. А. Б у р а в и х и н. Физ. металлов и металловедение, 11, 6, 843, 1961.

Институт физики Сибирского
отделения АН СССР
Красноярский педагогический институт

Поступила в редакцию
25.IX. 1961