

Н. З. МИРЯСОВ, Л. А. ШИРЕЙКИНА

## ЭФФЕКТИВНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ КОНСТАНТ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ Ni—Cu ФЕРРИТОВ, ОПРЕДЕЛЕННЫЕ НА ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ОБРАЗЦАХ МЕТОДОМ ПОДХОДА К НАСЫЩЕНИЮ

Во многих случаях практического применения ферромагнитных сплавов и ферритов огромное значение имеет определение более или менее точного значения их констант магнитокристаллической анизотропии. Поскольку на практике мы имеем дело главным образом с применением поликристаллических ферромагнетиков, часто возникает необходимость определить ее эффективное значение  $K_{\text{эф}}$ .

Как было показано рядом исследователей, в таких случаях для определения эффективного значения константы магнитокристаллической анизотропии можно применить закон приближения к магнитному насыщению, предложенный Н. С. Акуловым [1]. Было установлено [2, 3, 4], что если поликристаллические образцы лишены внутренних напряжений, не обладают направленной анизотропией, а вторая константа магнитной анизотропии мала по сравнению с первой константой, то метод приближения к насыщению позволяет определить  $K_{\text{эф}}$ , близко совпадающей с первой константой магнитокристаллической анизотропии  $K_1$ .

В настоящей работе приводятся данные исследования величины константы магнитокристаллической анизотропии поликристаллических ферритов — шпинелей системы  $\text{Ni}_x \text{Cu}_{1-x} \text{Fe}_2\text{O}_4$ , где  $x=0,0; 0,25; 0,75; 1,00$ . Ферриты были получены из окислов марки ЧДА обычным керамическим способом. На образцах в виде цилиндров длиной 60 мм и диаметром 6 мм была измерена дифференциальная восприимчивость  $\chi$  в области сильных полей и установлена зависимость  $\chi$  от  $H$ . Анализ полученных данных показал, что на образцах всех составов, кроме  $\text{CuFe}_2\text{O}_4$ , эта зависимость в первом приближении имеет вид

$$\chi = \frac{A}{H^2} + \frac{B}{H^3} \quad (1)$$

или

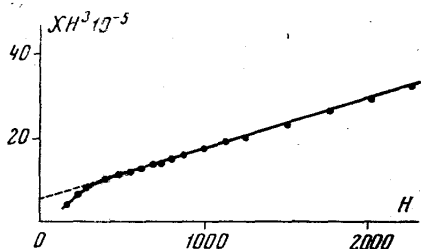
$$\chi H^3 = AH - B.$$

Экстраполяция линейной части формулы (1) на ось ординат дает величину  $B$ , которая согласно расчетам [1] имеет вид

$$B = \frac{16}{105} \frac{K^2}{I_s}. \quad (2)$$

По экспериментальным данным для  $B$  и  $I_s$  были вычислены значения  $K_{\text{эф}}$ .

На рисунке приводится зависимость  $\chi H^3$  от  $H$  для образца  $\text{Ni}_{0,75}\text{Cu}_{0,25}\text{Fe}_2\text{O}_4$ .



Ферриты	$K_{\text{эф}} \cdot 10^{-4}$ э/см³ измер. на поликрисст.	$K \cdot 10^{-4}$ э/см³ измер. на монокрисст.
$\text{NiFe}_2\text{O}_4$	—4,1	—5,1
$\text{Ni}_{0,75}\text{Cu}_{0,25}\text{Fe}_2\text{O}_4$	—3,1	—3,2
$\text{Ni}_{0,5}\text{Cu}_{0,5}\text{Fe}_2\text{O}_4$	—3,3	—3,7
$\text{Ni}_{0,25}\text{Cu}_{0,75}\text{Fe}_2\text{O}_4$	—4,0	—
$\text{CuFe}_2\text{O}_4$	—5,3	—6,0

Отход от линейной зависимости вниз в полях ниже 1000 эрст свидетельствует о том, что определяемая  $K_{\text{эф}}$  имеет отрицательный знак [2].

Для медного феррита  $\text{CuFe}_2\text{O}_4$  была установлена зависимость  $\chi$  от  $H$  в виде

$$\chi = \frac{A}{H^{1/2}} + \frac{B}{H^3}. \quad (3)$$

Значение коэффициента  $B$  в данном случае было найдено экстраполяцией линейной части

$$\chi H^3 = AH^{5/2} + B$$

на ось ординат.

В таблице приводятся данные для  $K_{\text{эф}}$ , полученные нами на поликристаллических образцах исследованных ферритов при комнатной температуре, и для сравнения приводятся данные для  $K$ , полученные другими авторами [5, 6, 7] на монокристаллах. Сравнение этих результатов показывает, что расхождение между ними весьма незначительное. Таким образом, ранее проведенные одним из нас исследования на поликристаллических ферритах  $\text{NiFe}_2\text{O}_4$  и  $\text{MgFe}_2\text{O}_4$  [4] в совокупности с приведенными в данной работе результатами показывают, что метод приближения к магнитному насыщению может быть успешно применен для определения  $K_{\text{эф}}$  на поликристаллических ферритах, что изоблагает исследователей от весьма трудоемких и не всегда удачных попыток выращивать монокристаллы ферритов сложных составов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Акулов Н. С. *Zs. f. Phys.*, **69**, 822, 1931.
2. Акулов Н. С., Мирясов Н. З. *ДАН СССР*, **63**, 1, 1949.
3. Мирясов Н. З. «Вестн. Моск. ун-та», № 10, 1955.
4. Мирясов Н. З. Ферриты АН БССР. Минск, 1960.
5. Сирота Н. Н., Гесь А. П. Физические свойства ферритов, 1967, стр. 120.
6. Rookby H. C., Willis B. T. M. *Acta Cryst.*, **6**, 565, 1953.
7. Abrahams S. C., Calhoun W. A. *Acta Cryst.*, **6**, 257, 1955.

Поступила в редакцию  
17.6 1968 г.

Кафедра  
магнетизма

УДК 533.951.7

## В. В. ЛОГВИНОВ

### КВАЗИЛИНЕЙНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ ДЛЯ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ В ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

На основе уравнений квазилинейного приближения с учетом столкновений частиц рассматривается задача о стационарном нелинейном спектре низкочастотных плазменных волн в пространственно однородной плазме, находящейся в постоянном электрическом поле. В отличие от имеющихся по этой теме работ [1], столкновения учитываются не только с помощью интеграла столкновений, но вводятся также и в «квазилинейный член», определяющий влияние на функцию распределения плазменных колебаний.

Исходные уравнения были получены в работе [2] и имеют следующий вид:

$$\frac{\partial f_a}{\partial t} + \frac{e_a}{m_a} \vec{E}_0 \frac{\partial f_a}{\partial \vec{v}} = \frac{\partial}{\partial v_i} \frac{k_i k_j}{k^2} \frac{e_a^2 E^2}{2m_a^2} \frac{v_a}{(\omega - \vec{k} \vec{v})^2 + \nu_a^2} \frac{\partial f_a}{\partial v_j} + S_a, \quad (1)$$

$$\frac{\partial E^2}{\partial t} = -2\gamma E^2, \quad \gamma = \frac{\epsilon''}{\partial \epsilon' / \partial \omega}, \quad (2)$$

где  $E^2$  — квадрат амплитуды плазменной волны,  $S_a$  — интеграл столкновений,  $\gamma$  — декремент затухания волн,  $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$  — диэлектрическая проницаемость плазмы, определяемая из линейной теории,  $\nu_a$  — эффективная частота столкновений, характеризующая их вклад в быстроперемменные процессы.

Рассмотрим уравнения баланса импульса и энергии частиц сорта  $a$ , предполагая, что функции распределения компонент плазмы максвелловские, но с различными температурами и направленными скоростями. Умножая (1) на  $n_a m_a \vec{v}$  и  $n_a m_a v^2/2$  и интегрируя по скоростям, получаем соответственно для импульса и энергии:

$$n_a m_a \frac{d\vec{u}_a}{dt} = n_a e_a \vec{E}_0 + \vec{k} \frac{E^2}{4\pi} \frac{\omega_a^2}{k^2 v_a^2} \psi_1 + n_a \int m_a \vec{v} S_a d\vec{v}, \quad (3)$$