

Е. И. КОНДОРСКИЙ и Н. А. СМОЛЬКОВ

## ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС НИКЕЛЬ-ЦИНКОВЫХ ФЕРРИТОВ

(Представлено академиком М. А. Леонтовичем 7 IX 1953)

Явление ферромагнитного резонанса никель-цинковых ферритов изучалось рядом авторов (1-3), использовавших при своем исследовании метод измерения добротности полого резонатора, внутри которого помещаются исследуемые образцы в виде шариков или колец. В нашей работе приводятся результаты, полученные при изучении ферромагнитного резонанса в указанных ферритах другим методом.

Исследуемые нами ферриты представляли собой твердые растворы, приготовленные обычной технологией. Образцы, обработанные абразивами, имели вид шайб толщиной  $d = 1,00-1,03$  мм и с диаметрами: внешним 16 мм и внутренним 5 мм.

Принципиальная схема экспериментальной установки дана на рис. 1.

Высокочастотные колебания от клистронного генератора поступают в коаксиальную измерительную линию, внутри которой помещается исследуемый образец. Линия располагается так, чтобы исследуемый образец находился в середине, между полюсами электромагнита. При таком расположении магнитные силовые линии высокочастотного поля  $h$  внутри коаксиальной линии перпендикулярны внешнему постоянному магнитному полю  $H_0$ , создаваемому электромагнитом.

Изменение комплексных проницаемостей — магнитной  $\mu$  и электрической  $\epsilon$  — образца при изменении поля  $H_0$  приводит к изменению относительного входного характеристического импеданса  $Z_0$  секции линии, заполненной образцом, и постоянной распространения  $\gamma_0$  в образце. Величины  $\mu$  и  $\epsilon$  находятся из известных соотношений

$$\mu = -\frac{\gamma_0 Z_0}{\beta}; \quad (1)$$

$$\epsilon = -\frac{\gamma_0}{\beta Z_0}, \quad (2)$$

где  $\beta = 2\pi/\lambda$ , а  $\lambda$  — длина волны в пустой линии.

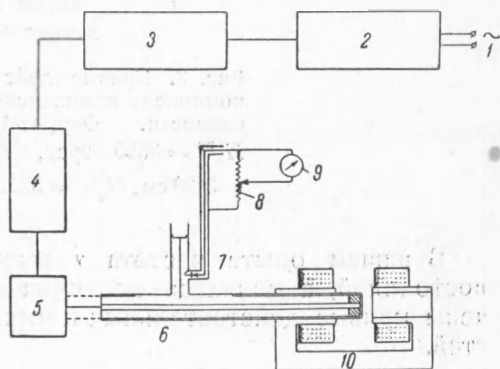


Рис. 1. Схема установки: 1 — сеть; 2 — феррорезонансный стабилизатор; 3 — стабилизированный выпрямитель; 4 — клистронный генератор; 5 — аттенюатор; 6 — коаксиальная измерительная линия; 7 — кристаллический детектор; 8 — шунт; 9 — гальванометр; 10 — электромагнит

Соотношения (1) и (2) были применены Бирксом (4) при измерении величин  $\mu$  и  $\epsilon$  магнитодиэлектриков.

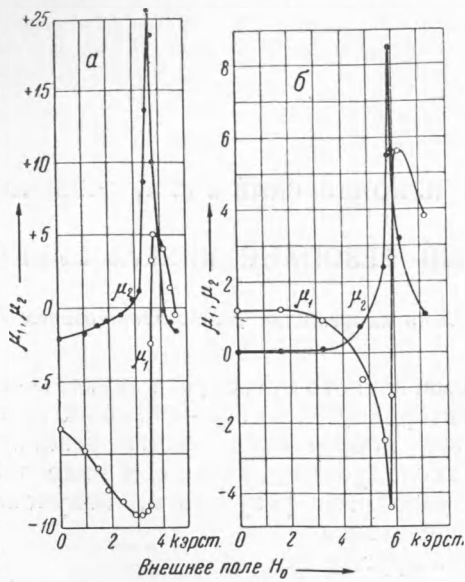


Рис. 2. Кривые действительной и мнимой компонент комплексной магнитной проницаемости. Феррит-1.  $a - \lambda = 8,60$  см,  $H_0^{\text{рез}} = 3580$  эрст,  $d = 1,03$  мм;  $b - \lambda = 3,20$  см,  $H_0^{\text{рез}} = 5850$  эрст,  $d = 1,00$  мм

В нашем опыте частота  $\nu$  высокочастотного поля  $h$  оставалась постоянной, а менялась величина поля  $H_0$ . В результате были получены кривые действительных и мнимых компонент обеих проницаемостей.

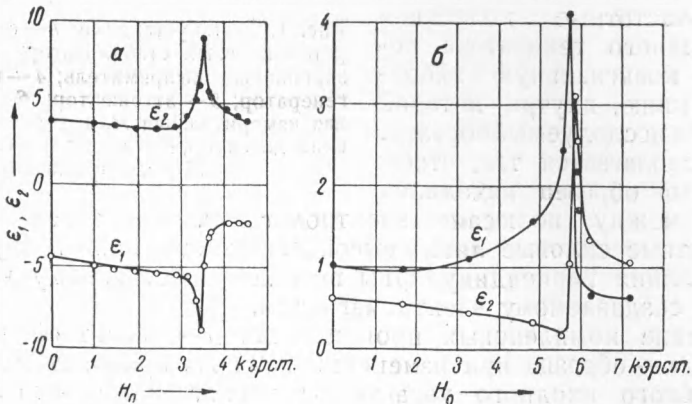


Рис. 3. Кривые действительной и мнимой компонент комплексной электрической проницаемости. Феррит-1.  $a - \lambda = 8,60$  см,  $H_0^{\text{рез}} = 3580$  эрст.,  $d = 1,03$  мм;  $b - \lambda = 3,20$  см,  $H_0^{\text{рез}} = 5830$  эрст.,  $d = 1,00$  мм

На рис. 2  $a$  приведены кривые действительной компоненты  $\mu_1$ , соответствующей магнитной дисперсии, и мнимой компоненты  $\mu_2$ , соответствующей магнитной абсорбции, для образца феррита-1 при 238

$\lambda = 8,60$  см. Как видно из приведенных кривых, при величине внешнего магнитного поля  $H_0 = 3580$  эрст. наблюдаются резкая магнитная дисперсия и максимум абсорбции, т. е. имеет место ферромагнитный резонанс.

На рис. 2 б даны кривые  $\mu_1$  и  $\mu_2$  для образца из того же материала, но при  $\lambda = 3,20$  см,  $H_0^{\text{рез}} = 5850$  эрст.

На рис. 3 а и 3 б приведены кривые действительных и мнимых компонент электрической проницаемости, соответствующих тем же волнам  $\lambda = 8,60$  и  $3,20$  см. Из данных кривых видно, что в пределах ошибок измерения наблюдается при значении  $H_0^{\text{рез}}$ , соответствующем ферромагнитному резонансу, резкая электрическая дисперсия и максимум электрической абсорбции.

Трудно сказать, какова природа электрической дисперсии и абсорбции при ферромагнитном резонансе.

Из полученных кривых  $\mu_1$  и  $\mu_2$ , как известно, можно определить значения  $g$ -фактора и времени релаксации  $T_2$ .

Согласно теории В. К. Аркадьева (5), Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшица (6), Киттеля (7) и Блоха (8), компоненты магнитной проницаемости определяются формулами (9):

$$\mu_1 = 1 + \frac{4\pi\gamma^2 J_s [H_0 + (N_y - N_z) J_s] (\omega_0^2 - \omega^2)}{(-\omega^2 + \omega_0^2) + 4\omega^2 / T_2^2}, \quad (3)$$

$$\mu_2 = \frac{4\pi\gamma^2 J_s [H_0 + (N_y - N_z) J_s] 2\omega / T_2}{(-\omega^2 + \omega_0^2) + 4\omega^2 / T_2^2}, \quad (4)$$

где  $\omega = 2\pi\nu$  — циклическая частота высокочастотного поля;  $T_2$  — время релаксации;  $\omega_0$  — резонансная частота:

$$\omega_0^2 = \gamma^2 [H_0 + (N_x - N_z) J_s] [H_0 + (N_y - N_z) J_s] + \frac{1}{T_2^2}, \quad (5)$$

где  $N_x$ ,  $N_y$  и  $N_z$  — размагничивающие факторы образца;  $J_s$  — намагничивание насыщения;  $\gamma$  — гиромагнитное отношение:

$$\gamma = g \frac{e}{2mc}. \quad (6)$$

В данной работе значения величины  $g$  и  $T_2$  были определены из уравнений (4), (5) и (6), в которые подставляем значения  $\mu_2 = \mu_{2\text{макс}}$ ,  $H_0 = H_0^{\text{рез}}$  и  $\omega_0 = \omega$  — частоте высокочастотного поля  $h$ . Значение  $J_s$  было определено баллистическим методом. Размагничивающие факторы определялись по методу Аркадьева (10). Принимая ось  $OX$  направленной по касательной к циркулярно замкнутой магнитной силовой линии поля  $h$ , получим  $N_x = 0$ . За ось  $OY$  берем направление по радиусу образца, тогда ось  $OZ$  будет направлена по оси измерительной линии.

Рассматривая образец как бесконечно длинный цилиндр с осями  $2a = \infty$ ,  $2b = 1,00$  мм и  $2c = 5,50$  мм, мы получаем  $N_z = 10,63$  и  $N_y = 1,93$ .

Таблица 1

	$H_0^{\text{рез}}$ в эрст.	$J_s$ в гаус.	$g$	$T_2$ в сек.
Феррит-0 . . .	3750	264	$2,10 \pm 0,06$	$3,14 \cdot 10^{-10}$
Феррит-1 . . .	5850	292	$2,22 \pm 0,06$	$2,26 \cdot 10^{-10}$
Феррит-2 . . .	5100	224	$2,29 \pm 0,06$	$2,14 \cdot 10^{-10}$

Так как при изучении ферромагнитного резонанса на волнах порядка  $\lambda = 8,60$  см образцы из исследуемых ферритов не достигли магнитного насыщения при  $H_0^{\text{рез}}$ , то для определения  $g$  и  $T_2$  были использованы только кривые, полученные для волны  $\lambda = 3,20$  см, когда при  $H_0^{\text{рез}}$  было достигнуто  $J_s$ .

Исследование было проведено на трех ферритах, полученные результаты приведены в табл. 1.

Научно-исследовательский институт физики  
Московского государственного университета  
им. М. В. Ломоносова

Поступило  
10 VII 1953

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> H. Beljers, *Physica*, **14**, No. 10, 629 (1949). <sup>2</sup> H. Beljers, D. Polder, *Nature*, **165**, No. 4203, 800 (1950). <sup>3</sup> T. Okamura, J. Torizuka, *Nature*, **167**, No. 4259, 986 (1951). <sup>4</sup> J. Birks, *Proc. Phys. Soc.*, **60**, No. 399, 282 (1948). <sup>5</sup> В. К. Аркадьев, *ЖРФХО*, **45**, № 6, 312 (1913). <sup>6</sup> Л. Ландау, Е. Лифшиц, *Sov. Phys.*, **8**, № 3, 153 (1935). <sup>7</sup> C. Kittel, *Phys. Rev.*, **73**, No. 2, 155 (1948). <sup>8</sup> F. Bloch, *ibid.*, **70**, No. 7—8, 460 (1946). <sup>9</sup> N. Bloembergen, *ibid.*, **78**, No. 5, 572 (1950). <sup>10</sup> В. К. Аркадьев, *Электромагнитные процессы в металлах* **1**, 1935.