



А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

Ж У Р Н А Л ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ТОМ LI

1981

ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК



ЛЕНИНГРАД
«Н А У К А»
ЛЕНИНГРАДСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
· 1981

Решение указанного уравнения не представляет особых трудностей, однако оно содержит дифференцирование экспериментальных значений температуры T_e , что может повлиять на точность получаемых результатов.

И, наконец, приведем еще один возможный метод определения ΔT . Найдем разность поправок в двух близких точках, расстояние между которыми $h \ll 1/k$. Тогда в этих точках можно считать, что плотность излучения одинакова, т. е. $I_1 = I_2$. Откуда

$$\Delta T_2 - \Delta T_1 = \frac{\varepsilon}{\lambda} R c n^2 (T_{e1}^4 - T_{e2}^4)$$

или

$$T_2 = T_1 + (T_{e2} - T_{e1}) + \frac{\varepsilon}{\lambda} R c n^2 (T_{e2}^4 - T_{e1}^4). \quad (7)$$

Таким образом, если хотя бы в одной точке температура известна точно, то по формуле (7) и измеренным значениям T_e можно вычислить истинную температуру во всем объеме кристалла.

Литература

- [1] П. К. Комаков, Г. Е. Веревошкин, Л. А. Горлянов, Л. А. Зарувинская и др. Тепло- и массообмен при получении монокристаллов. «Металлургия», М. (1971).
- [2] П. А. Антонов, Э. Н. Колесникова, В. М. Крымов, С. П. Никаноров и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 40, 1407 (1976).
- [3] Рубин и сапфир, под ред. М. В. Классен-Неклюдовой и Х. С. Багдасарова. «Наука», М. (1974).
- [4] D. A. Gryvnak, D. E. Burch. J. Optical Soc. Amer., 55, 625 (1965).

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
4 января 1980 г.

УДК 538.245

О НЕОБХОДИМОСТИ УЧЕТА ПОНДЕРОМОТОРНОГО МОМЕНТА СИЛ ПРИ ИЗУЧЕНИИ НЕЛИНЕЙНОГО ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В АНИЗОТРОПНЫХ ОБРАЗЦАХ

В. Г. Широнос

Учет пондеромоторного воздействия электромагнитного поля позволяет довольно просто объяснить некоторые особенности поведения нелинейного ферромагнитного резонанса (НФМР). Появление одних (низкочастотных пульсации амплитуды отраженной волны и спектра возбуждения магнитоакустического резонанса) обусловлено действием пондеромоторных сил в условиях ФМР [1-3]. Причины возникновения других (значительный гистерезис возбуждения магнитоакустического резонанса и линии поглощения по полю для незакрепленных образцов) еще выяснены не полностью [1-5]. Для закрепленных образцов величина гистерезиса линии поглощения по полю резко уменьшается и объясняется в рамках моделей, предложенных ранее [6, 7].

В данной работе проведена оценка момента сил, действующего на анизотропный образец при НФМР, и отмечена необходимость его учета при интерпретации гистерезисных явлений на незакрепленных образцах.

Для оценки величины момента сил, возникающего в условиях ФМР, воспользуемся его определением из выражения энергии [8]

$$K_i = \partial U / \partial \Phi_i, \quad (1)$$

где Φ_i в нашем случае — углы, определяющие ориентацию кристаллографических осей относительно внешнего магнитного поля.

Рассмотрим анизотропный непроводящий намагниченный до насыщения сферический образец с намагниченностью M , помещенный в однородное внешнее магнитное поле $\mathbf{H} = (H_1 \cos \omega t, H_1 \sin \omega t, H_0)$.

Тогда в приближении магнитостатики эффективное поле внутри образца (без учета обменного взаимодействия) определяется по формуле [9]

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_a + \mathbf{H}_p, \quad (2)$$

где \mathbf{H}_a — поле анизотропии, $\mathbf{H}_p = -4\pi/3 \cdot \mathbf{M}$ — размагничивающее поле. Выражение для энергии запишется в виде [9]

$$U = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{H} - \frac{1}{2} \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{H}_a - \frac{1}{2} \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{H}_p, \quad (3)$$

где $\boldsymbol{\mu} = MV$ — магнитный момент, V — объем образца. Его минимум является условием равновесия ферромагнетика при заданном поле [9].

В общем случае задача о нахождении зависимости $U(\Phi_i)$ с учетом $\mu[H_{\text{рез}}(\Phi_i) - \omega/\gamma]$ является сложной (здесь $-\gamma$ — гиромагнитное отношение, $H_{\text{рез}}$ — резонансное значение поля). Поэтому для оценки K_i целесообразно упростить ее, полагая $H_0 \gg |H_a|$, M_0 (M_0 — намагниченность насыщения). Тогда получим

$$K_i \approx -\frac{1}{2} \mu_k \frac{\partial H_{ak}}{\partial \Phi_i} - H_k \frac{\partial \mu_k}{\partial \Phi_i} = K_i^{(1)} + K_i^{(2)}. \quad (4)$$

Второй член (4)

$$K_i^{(2)} = -H_k \frac{\partial \mu_k}{\partial \Phi_i} \approx -H_0 \frac{\partial \mu_z}{\partial (H_{\text{рез}} - \omega/\gamma)} \frac{\partial (H_{\text{рез}} - \omega/\gamma)}{\partial \Phi_i} \quad (5)$$

резонансно зависит от поля и при умеренном насыщении (поле накачки равно ширине линии ФМР $H_1 = 2\Delta H$) в рамках данной модели по порядку величины равен

$$K_i^{(2)} \approx \mu_0 H_0 / \Phi_{ai}, \quad (6)$$

где $\Phi_{ai} \approx \frac{\Delta H}{\partial (H_{\text{рез}} - \frac{\omega}{\gamma}) / \partial \Phi_i}$ — характерный угол поворота образца как целого, при

котором значение $H_{\text{рез}}$ меняется на величину $\sim \Delta H$ и $\left| \frac{\partial \mu_z}{\partial (H_{\text{рез}} - \frac{\omega}{\gamma})} \right|_{\text{max}} \approx \mu_0 / \Delta H$ (см. [2]).

Подстановка в (6) численных значений для ЖИГ (см. [9, с. 95] и [3]: $\Phi_{ai} \approx 0.2\Delta H / |H_a|$ рад $\approx 10^{-3}$ рад, $\Delta H \approx 0.2$ Э, $|H_a| \approx 40$ Э, $H_0 \approx 3300$ Э, $4\pi M_0 \approx 1750$ Гс, $\rho = 5.2$ г/см³, $2r = 0.1$ см) приводит к следующей оценке величины момента сил: $K \approx K^{(2)} \approx 10^5 K_T$, где $K_T = F_T r$, $F_T = \rho V g$ — сила тяжести, r — радиус образца, $K^{(2)} \gg K^{(1)}$, так как $K^{(1)} \approx \mu_0 |H_a|$ и

$$K^{(2)} / K^{(1)} \approx H_0 / \Delta H. \quad (7)$$

Вне резонанса на незакрепленный образец действует только момент сил $K^{(1)}$, ориентируя его осью легкого намагничивания по полю. В условиях резонанса появляется дополнительный момент сил $K^{(2)}$ (6), меняющий ориентацию образца, что приводит к нарушению резонансных условий (вследствие зависимости резонансного значения поля от ориентации кристаллографических осей ЖИГ относительно внешнего магнитного поля). В результате наблюдается эффект «убегания» линии поглощения ФМР при развертке по полю или по частоте за счет поворотов образца (аналогичный эффекту «убегания» линии за счет поворотов образца, обусловленных появлением силы при ФМР, описанному ранее [1, 3]; см. подробнее [3]).

Литература

- [1] А. И. Филатов, В. Г. Широносков. Изв. вузов, Физика, № 1, 138 (1977).
- [2] В. Г. Широносков. Тез. Всес. конф. по физике магнитных явлений, П9-7, 259. Харьков (1979).
- [3] В. Г. Широносков. ВИНТИ, № 2035-79, Деп. (1979).
- [4] E. G. Spenser, R. Le. Graw. Phys. Rev. Lett., 1, 241 (1958); J. Appl. Phys. Suppl., 30, 1495 (1959).
- [5] В. Д. Бурков, А. В. Ваишевский, В. Н. Кильдышев, ФТТ, 10, 605, 3735 (1968).
- [6] M. T. Weis. Phys. Rev. Lett., 1, 239 (1958).
- [7] P. W. Anderson, H. Suhl. Phys. Rev., 100, 1788 (1955).
- [8] И. Е. Тамм. Основы теории электричества. «Наука», М. (1976).
- [9] А. Г. Гуревич. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. «Наука», М. (1973).

Ижевский государственный
медицинский институт

Поступило в Редакцию
4 сентября 1979 г.
В окончательной редакции
4 марта 1980 г.