

К ТЕОРИИ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА

В.А. Колманов

Исследовано возникновение дрейфа носителей зарядов в режиме ферромагнитного резонанса под действием скрещенных переменных полей, вызванных прецессией намагниченности.

В ферромагнетике, помещенном во взаимно перпендикулярные постоянное магнитное поле \mathbf{H} и переменное магнитное поле $\mathbf{h}(t)$, являющееся составляющей падающей на образец электромагнитного излучения частоты ω , обнаружено появление поверхностного распределения зарядов, плотность которых значительно возрастает в условиях ферромагнитного резонанса поглощения [1].

Воспользуемся классическим рассмотрением, пренебрегая при $\omega_c \tau \ll 1$ (ω_c – циклотронная частота, τ – время релаксации носителей зарядов) взаимодействием электронной системы ферромагнетика с электрической составляющей излучения. Опуская для простоты квадратичные по B члены, запишем уравнение движения для плотности тока, создаваемого определенным типом носителя зарядов, в следующем виде:

$$\tau \frac{d\mathbf{j}}{dt} + \mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} + \frac{\omega_c \tau}{B} [\mathbf{j} \mathbf{B}], \quad (1)$$

где σ – удельная проводимость; $\omega_c = eB/m^*c$, m^* – эффективная масса носителя зарядов.

Стационарное решение уравнения для тока представляет собой не зависящую от времени часть формального выражения

$$\mathbf{j} = \sigma \frac{\mathbf{E} + \frac{\omega_c \tau}{B} [\mathbf{E} \mathbf{B}] + \left(\frac{\omega_c \tau}{B}\right)^2 \mathbf{B} (\mathbf{E} \mathbf{B})}{1 + (\omega_c \tau)^2}. \quad (2)$$

Воспользовавшись решением уравнений Максвелла относительно \mathbf{E} и \mathbf{B}

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{c} \nabla \times \int \frac{d\rho}{v |\mathbf{r} - \vec{\rho}|} \left(\hat{N}(\vec{\rho}) - 1 \right) \frac{\partial \mathbf{M}(\rho, t)}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{r}) + 4\pi \mathbf{M}(\mathbf{r}, t),$$

где $\hat{N}(\mathbf{r})$ – тензор размагничивающих коэффициентов, находим стационарное значение тока в случае ферромагнитного эллипсоида вращения относительно $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}_z$, помещенного в однородные поля \mathbf{H} и $\mathbf{h}(t)$

$$\mathbf{j}(\vec{\rho}, z) = j_{\parallel}(z) \mathbf{n}_z + j_{\perp}(\rho) \mathbf{n}_{\rho},$$

где \mathbf{n}_z , \mathbf{n}_{ρ} – единичные орты цилиндрической системы координат (ρ, ϕ, z) ,

$$j_{\parallel}(z) \approx -\sigma z \omega \frac{(4\pi M_{\perp})^2 (1 - N_{\perp})^2}{c B} \frac{N_{\parallel} (\omega_c \tau)^2}{1 + (\omega_c \tau)^2},$$

$$j_{\perp}(\rho) \approx \frac{\rho}{2z} |j_{\parallel}| N_{\perp} / N_{\parallel}, \quad (4)$$

$$M_{\perp}^2 \sim \frac{(\gamma M \hbar)^2}{(\omega_{\text{рез}} - \omega)^2 + (\gamma \Delta H_0)^2}, \quad h(t) = \hbar \dot{\phi}(t).$$

Возникновение постоянного тока обусловлено комплексным воздействием на носители зарядов колебаний намагниченности, чему соответствует третий член в выражении (2), обычно ответственный за появление продольного магнетосопротивления (в модели, учитывающей несферичность поверхности Ферми).

Оценим резонансную радиальную разность потенциалов для случая поперечно намагниченного ферромагнитного диска ($\rho_0 \gg z_0$, $\omega_{\text{рез}} = \gamma(H - 4\pi M)$)

$$\frac{U_{\perp}}{P} \sim \frac{8\pi}{c^2} \left(\frac{4\pi M}{\Delta H_0} \rho_0 \omega_c \tau \right)^2 \gamma \left(1 - \frac{4\pi M}{H} \right) \frac{\pi z_0}{4\rho_0} \sim 10^{-3} \text{ в/вт},$$

где $4\pi M \sim 3 \cdot 10^3$ э, $\Delta H_0 \sim 30$ э, $\omega_c \tau \sim 8 \cdot 10^{-2}$, $z_0 \sim 2 \cdot 10^{-2}$ см, $\rho_0 \sim 0,15$ см [1]. Влиянием продольного тока при $\rho_0 \gg z_0$ можно пренебречь. При этом положительный заряд находится в центре, отрицательный — на краю диска.

Знак и величина ЭДС удовлетворительно согласуются с результатами эксперимента [1], если учесть приближенный характер оценок параметров образца (частное сообщение авторов).

Нетривиальность зависимости плотности тока от координат позволяет объяснить аномалии разности потенциалов, снимаемой со сферического образца при произвольной геометрии контактов [2].

Поступила в редакцию
11 марта 1974 г.

Литература

- [1] В.И.Салыганов, Ю.М.Яковлев, Ю.Р.Шильников. Письма в ЖЭТФ, 18, 366, 1973.
[2] M. Toda. Appl. Phys. Lett., 17, 1, 1970.