Письма в ЖЭТФ, том 26, вып. 1, стр. 24 – 27 *5 июля 1977 г.*

О МАГНИТНО-ОБМЕННОМ РЕЗОНАНСЕ В МАЛЫХ ЧАСТИЦАХ

Е.И.Кондорский

Приведены результаты теоретического расчета, показавшего, что в малых частицах, близких по размерам к однодоменным, может существовать особый вид магнитного резонанса, который, имея общие черты с резонансом в доменных границах, существенно отличается от последнего.

В однодоменных частицах также, как и в массивных образцах, имеет место магнитный резонанс при однородной прецессии намагниченности. Так, если частица представляет магнито-одноосный монокристалл сферической формы, то при отсутствии внешнего магнитного поля частота подобного резонанса $\omega_0 \approx 2K/I_s$, где K – константа магнитной анизотропии и I_s – намагниченность (см. [1]).

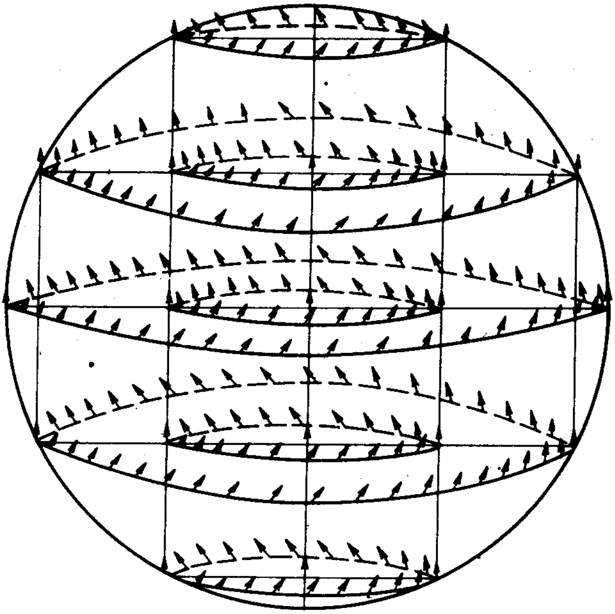
В настоящей статье приведены результаты теоретического расчета, показавшего, что в сферических, эллипсоидальных и цилиндрических малых частицах, близких по размерам к однодоменным может иметь место другой тип магнитного резонанса, его можно назвать магнитно-обменным, с частотой, превышающей ω_0 Наблюдать его можно в ансамбле ориентированных частиц, в переменном магнитном поле, параллельном или почти параллельном их легким осям. Этот резонанс имеет общие черты с резонансом в доменных границах [2 – 5] и те же физические причины, но существенно отличается от последнего: область, где намагниченность в равновесном состоянии неоднородна распространяется на весь объем частицы, не является границей, разделяющей домены и не перемещается при колебаниях магнитных моментов. Уже наименьшая собственная частота ω_0' этих колебаний зависит от параметра A обменной энергии и значительно больше собственной частоты трансляционных колебаний доменной границы.

Как было показано автором в статье [6] в малых частицах указанной выше формы с размерами, превышающими, но все же достаточно близкими к соответствующим размерам однодоменных частиц, образуется равновесная магнитная структура, получившая название "закручивание" (см. рисунок). В приближении непрерывного распределения намагниченности, которое допустимо в рассматриваемом случае, подобная структура описывается следующей зависимостью направляющих косинусов этого вектора от координат r, ϕ и z в цилиндрической системе с началом в центре частицы и осью z, направленной вдоль легкой оси

$$\mathbf{I} = I_s \vec{\alpha}, \quad \alpha_r = 0, \quad \alpha_\phi = \sin\epsilon, \quad \alpha_z = \cos\epsilon$$

$$\epsilon = \epsilon_1 \frac{r}{R_0}\left[1 - \kappa_1\left(\frac{r}{R_0}\right)^2 - \kappa_2\left(\frac{z}{R_0}\right)^2 + \ldots\right], \qquad (1)$$

где R_o – радиус частицы, имеющей форму сферы или вытянутого эллипсоида вращения с легкой осью вдоль большой оси, ϵ_1 – параметр, зависящий от R_o, внешнего магнитного поля H, константы магнитной анизотропии K, I_s и константы A обменной энергии, κ_1, κ_2 – дробные числовые факторы. Зависимость $\epsilon(r, z)$ с достаточной точностью может быть описана тремя первыми членами формулы (1). При этом краевые условия для намагниченности вида $(\partial a_i/\partial n)_{R=R_o} = 0$ выполняются, если $\kappa_1 = \kappa_2 = 1/3$ для сферы и $\kappa_1 = 1/3$, $\kappa_2 = 0$ для цилиндра.



Магнитная структура "закручивания" (рисунок взят из статьи [6]).

В равновесном состоянии вектор $\mathbf{I}$ (r, z) направлен вдоль оси локального эффективного поля $\mathbf{H}_e(r, z)$, компоненты которого равны

$$H_{ei} = \frac{1}{I_s}\left(\operatorname{div}\frac{\partial\phi}{\partial(\nabla a_i)} - \frac{\partial\phi}{\partial a_i}\right), \tag{2}$$

где $\phi = \dfrac{d\Phi}{d\Omega}$ – плотность термодинамического потенциала Ф. При включении переменного магнитного поля $h = h_o \exp(i\omega t)$ векторы $\mathbf{I}$ отклоняются от оси $\mathbf{H}_e$, благодаря чему изменяются локальные размагничивающие и обменные поля. Основную роль в происходящих колебаниях намагниченности играют переменные радиальные компоненты ΔH_r^d размагничивающего и ΔH_r^a обменного полей, возникающие при выходе векторов $\mathbf{I}$ из равновесных положений. В этих полях векторы $\mathbf{I}$ поворачиваются вокруг радиусов векторов $\mathbf{r}$ и углы ϵ попеременно увеличиваются и уменьшаются, при этом линии намагниченности попеременно закручиваются и раскручиваются. Закручиванию препятствуют обменные силы и силы магнитной анизотропии, раскручиванию– действие размагничивающего поля.

Ниже приведены результаты расчетов собственной чистоты колебаний и магнитной восприимчивости κ в переменном магнитном поле для квазиоднодоменной частицы в простейшем случае, когда магнитными потерями можно пренебречь. Вычисления проводились в линейном приближении по малому параметру ϵ_1 (см. формулу (1)). Функция $\phi(r,z,a_i)$ (см. формулу (2)) определялась из выражения для термодинамического потенциала Φ, приведенных в статье [6].

Уравнения Ландау и Лифшица [1] в рассматриваемом случае удобно решать, пользуясь локальными системами координат, в которых оси Z' параллельны векторам $\mathbf{H}_e^\circ$ в равновесном состоянии. В этих системах в линейном приближении по ϵ_1 компоненты $H_{ez'}$ и $\Delta H_{ei'}$ равны:

$$H_{ez'} = H_e^\circ = \left(\frac{2K}{I_s^2} + \frac{H_z}{I_s} - N_z\right) I_s, \quad \Delta H_{ez'} = 0$$
$$\Delta H_{er'} = -(N_e + \kappa_a^{-1})\Delta I_r, \quad \Delta H_{e\phi'} = -\kappa_a^{-1}\Delta I_\phi, \tag{3}$$

где ΔI_i – компоненты переменной слагающей намагниченности, $H_z = H$, N_z – размагничивающий фактор частицы по оси Z, N_e – эффективный размагничивающий фактор по радиусу, $N_e \approx 3\pi$ для сферических и цилиндрических частиц, $\kappa_a = c\dfrac{R_o^2 I_s^2}{A}$ – восприимчивость в эффективном обменном поле, $c = 0{,}15$ для цилиндрических и $c = 0{,}12$ для сферических частиц.

Подставляя H_e° и $\Delta H_{ei'}$ в уравнение Ландау и Лифшица, получим

$$i\omega\Delta I_r + \gamma I_s\left(\kappa_a^{-1} + \frac{2K}{I_s^2} + \frac{H}{I_s} - N_z\right)\Delta I_\phi = \gamma h_{\phi'} I_s \tag{4}$$
$$\gamma I_s\left(N_e + \kappa_a^{-1} + \frac{2K}{I_s^2} + \frac{H}{I_s} - N_z\right)\Delta I_r - i\omega\Delta I_\phi = 0,$$

где $h_{\phi'} = h_o \sin\epsilon$ – компонента амплитуды переменного магнитного поля по азимуту в локальной системе координат. Решая систему (4), находим магнитную восприимчивость $\kappa = \overline{\Delta I_z}/h_o$, где $\overline{\Delta I_z}$ – среднее значение $\Delta I_z = \Delta I_\phi \sin\epsilon$ по объему частицы, и резонансную частоту ω_o'

$$\kappa = \kappa_o\left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_o'}\right)^2\right]^{-1} \tag{5}$$

$$\omega_o' = \gamma I_s\left[\left(N_e + \kappa_a^{-1} + \frac{2K}{I_s^2} + \frac{H}{I_s} - N_z\right)\left(\kappa_a^{-1} + \frac{2K}{I_s^2} + \frac{H}{I_s} - N_z\right)\right]^{1/2}, \tag{6}$$

где $\kappa_o = k\left(\kappa_a^{-1} + \dfrac{2K}{I_s^2} + \dfrac{H}{I_s} - N_z\right)^{-1}$, при $\epsilon_1 = 0{,}25$ $k \approx 0{,}018$ для цилиндрических и $k \approx 0{,}0015$ для сферических частиц. В случае, когда $\kappa_o > 0$, при $\omega = \omega_o'$ имеет место резонанс. Если $\kappa_o < 0$, резонанса нет.

Для железа $A = 2\cdot10^{-6}$ *эрг/см*$^{-1}$, $I_s^2 \approx 3\cdot10^6$ *эрг/см*$^{-3}$. Цилиндрические частицы железа становятся однодоменными при радиусах порядка 100Å (см. [6]). Принимая для квазиоднодоменной частицы R_o = = 300Å, получим $\kappa_a^{-1} \approx 0{,}6$. В этом случае при $H = -1000$ *э*, $\kappa_o \approx 0{,}06$ и резонансная частота $\omega_o' \approx 2900\gamma$ (соответствующая длина волны $\lambda_o \approx$ ≈ 4 *см*). Для никеля при $H = -300$ *э* и R_o = 600 Å, $\kappa_a^{-1} \approx 0{,}6$, $\kappa_o \approx$ ≈ 0,045, $\omega_o' \approx 1000\gamma$ и $\lambda_o \approx 10$ *см*. Отметим, что частицы порошка остаются однодоменными при больших радиусах, чем изолированные. Поэтому значение κ_a^{-1} для порошка меньше, и те же резонансные частоты должны наблюдаться при меньших по модулю постоянных магнитных полях H.

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
23 мая 1977 г.

Литература

[1] L. Landau, E. M. Lifschitz. Sow. Phys., 8, 153, 1935.

[2] W. Döring, Z. Naturforsch. 3a, 374, 1948.

[3] J. M. Winter. Phys. Rev., 124, 452, 1961.

[4] М.М.Фарзтдинов, Е.А.Туров. ФММ, 29, 748, 1970.

[5] И.А.Гилинский. ЖЭТФ, 68, 1032, 1975.

[6] Е.И.Кондорский. Изв. АН СССР, сер. физ., 16, 398, 1952.