

01;05;06

## Переориентация намагниченности в однодоменных частицах и отклик на импульс поля

© Л.Н. Котов, Л.С. Носов

Сыктывкарский государственный университет,  
167001 Сыктывкар, Россия  
e-mail: kotov@syktsu.ru

(Поступило в Редакцию 14 мая 2004 г.)

Получено численное решение уравнения в форме Гильберта, описывающее движение вектора намагниченности в случае больших амплитуд переменных высокочастотных полей. На основе этого решения исследована переориентация вектора намагниченности однодоменной ферромагнитной частицы в форме эллипсоида вращения, обладающей кубической анизотропией, из положения, параллельного одной легкой оси, в положение перпендикулярной ей оси. Определены значения амплитуд и интервал частот высокочастотного магнитного поля, при которых возникает переориентация намагниченности. Получено выражение для отклика ансамбля разным способом сориентированных частиц. Показано, что ансамбль частиц, возбуждаемый радиочастотным полем, может быть использован в качестве носителя информации, где запись и считывание осуществляются на основе нелинейного и линейного ферромагнитного резонанса (ФМР).

### Введение

Одним из альтернативных энергонезависимых носителей информации может быть ансамбль независимых однодоменных ориентированных ферромагнитных частиц [1–3]. Метод считывания информации с такого ансамбля предполагает возбуждение ансамбля маломощным импульсом переменного магнитного поля на частоте ферромагнитного резонанса (ФМР). Информация считывается при сканировании частоты переменного поля: наличие отклика на определенной частоте соответствует логической 1, а его отсутствие — логическому 0 [4,5]. Для осуществления записи информации с использованием импульсного высокочастотного поля необходима переориентация вектора намагниченности в частице из положения, параллельного одной оси легкого намагничивания, в положение перпендикулярной ей оси [2,3].

Задача переориентации на резонансных частотах в настоящее время экспериментально почти не исследовалась и подходом к ее решению на данном этапе могут быть теоретический анализ и численное моделирование поведения намагниченности однодоменной частицы в различных полях. В работе [2] кратко излагается метод решения этой задачи для сферических частиц. В данной работе исследована задача переориентации вектора намагниченности однодоменных частиц и обобщена на случай частиц в форме эллипсоида вращения под действием импульсного высокочастотного поля большой амплитуды, а также получено выражение для электромагнитного отклика для ансамбля различно ориентированных частиц.

### Уравнение движения намагниченности

Рассмотрим поведение вектора намагниченности  $\mathbf{M}$  одной частицы. Будем считать, что частицы независимы и имеют форму сплюснутого эллипсоида вращения, ось вращения которого совпадает с одной из кристаллографических осей. Плотность магнитной энергии частицы представим в виде суммы плотностей энергии кубической анизотропии, энергии размагничивающего поля и зеемановской энергии магнитного момента частицы в переменном магнитном поле [6]

$$U(\mathbf{m}) = K_1 \cdot (m_x^2 m_y^2 + m_y^2 m_z^2 + m_x^2 m_z^2) + K_2 \cdot m_x^2 m_y^2 m_z^2 + 2\pi \mathbf{M} \hat{N} \mathbf{M} - \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\sim}, \quad (1)$$

где  $K_1 > 0$ ,  $K_2 < 0$  — первая и вторая константы кубической анизотропии;  $\mathbf{H}_{\sim} = \mathbf{h} \sin(\omega \cdot t)$  — внешнее переменное магнитное поле с частотой  $\omega$ ;  $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_0$  — вектор направляющих косинусов намагниченности  $\mathbf{M}$ ,  $M_0 = |\mathbf{M}|$ ;  $\hat{N} = \text{diag}(N_x, N_y, N_z)$  — диагональный тензор размагничивающих факторов эллипсоида, причем  $N_x = N_y \leq N_z$ ; оси  $Ox$ ,  $Oy$  и  $Oz$  совпадают с главными кристаллографическими осями частицы [100], [010] и [001].

При отсутствии внешнего поля вектор намагниченности занимает одно из двух устойчивых положений, соответствующих минимуму энергии: параллельно оси  $Ox$  или  $Oy$ . Уравнение движения вектора намагниченности в форме Гильберта после замены переменных может быть

записано в виде [2]

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt^*} = -[\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}^*] + \alpha \left[ \mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt^*} \right], \quad (2)$$

где  $\alpha$  — безразмерный параметр затухания;  $\mathbf{H}_{\text{eff}}^* = -\delta U^*/\delta \mathbf{m}$  — приведенное эффективное магнитное поле, действующее на магнитный момент, где  $U^*(\mathbf{m}) = U(\mathbf{m})/2K_1$  — приведенная плотность свободной энергии;  $t^* = t^2 \cdot 2\gamma K_1/M_0$  — приведенное время;  $\omega^* = \omega M_0/2\gamma K_1$  — приведенная частота;  $\mathbf{h}^* = \mathbf{h} \cdot M_0/2K_1$  и  $h^*$  — приведенные вектор и амплитуда переменного магнитного поля;  $\gamma$  — гиромагнитное отношение.

Уравнение (2) в сферической системе координат запишется в виде

$$\begin{cases} \frac{d\theta}{dt^*} = -\frac{1}{\sin\theta(\alpha^2+1)} \frac{\partial U^*}{\partial \varphi} - \frac{\alpha}{\alpha^2+1} \frac{\partial U^*}{\partial \theta}, \\ \frac{d\varphi}{dt^*} = \frac{1}{\sin\theta(\alpha^2+1)} \frac{\partial U^*}{\partial \theta} - \frac{\alpha}{\sin^2\theta(\alpha^2+1)} \frac{\partial U^*}{\partial \varphi}, \end{cases} \quad (3)$$

где  $\theta$  и  $\varphi$  — азимутальный и полярный углы сферической системы координат; азимутальная ось совпадает с осью  $Oz$ , а полярная ось — с осью  $Ox$  выбранной системы координат.

## Численный анализ и обсуждение результатов

Пусть до включения переменного поля вектор намагниченности  $\mathbf{M}$  был направлен по оси  $Oy$ , а переменное поле направлено вдоль оси  $Ox$ . Решение системы (3) было выполнено методом Рунге–Кутты 4–5-го порядков [7]. При всех расчетах считалось, что длительность воздействия переменного поля  $\tau^* = 20/\alpha$ , время наблюдения  $\Delta t^* = 1.5\tau^*$  (записанные в терминах приведенного времени),  $K_2/K_1 \approx -0.16$ ,  $M_0^2/K_1 = 6.25$ . Численное решение системы показывает (рис. 1), что с увеличением амплитуды переменного магнитного поля  $h^*$  при колебаниях вектора намагниченности  $\mathbf{M}$  он отклоняется от положения равновесия и проходит положение неустойчивого равновесия. Далее он переходит в другое положение устойчивого равновесия, которое перпендикулярно начальному положению. Это явление имеет резонансный характер. Переориентация вектора намагниченности наблюдается в определенном интервале приведенных частот  $\Delta\omega^*$ , который назовем полосой переориентации. Полоса переориентации зависит от модуля приведенной амплитуды переменного магнитного поля  $h^*$  и от безразмерного параметра затухания  $\alpha$ , а также от формы частицы. Если считать, что порог переориентации — это минимальная величина  $h^*$  при фиксированной частоте переменного поля, при которой происходит поворот  $\mathbf{M}$  на  $\pi/2$ , то для всех случаев резонансная переориентация при минимальном пороге переориентации  $h_{\text{min}}^*$  возникает на частотах, близких к

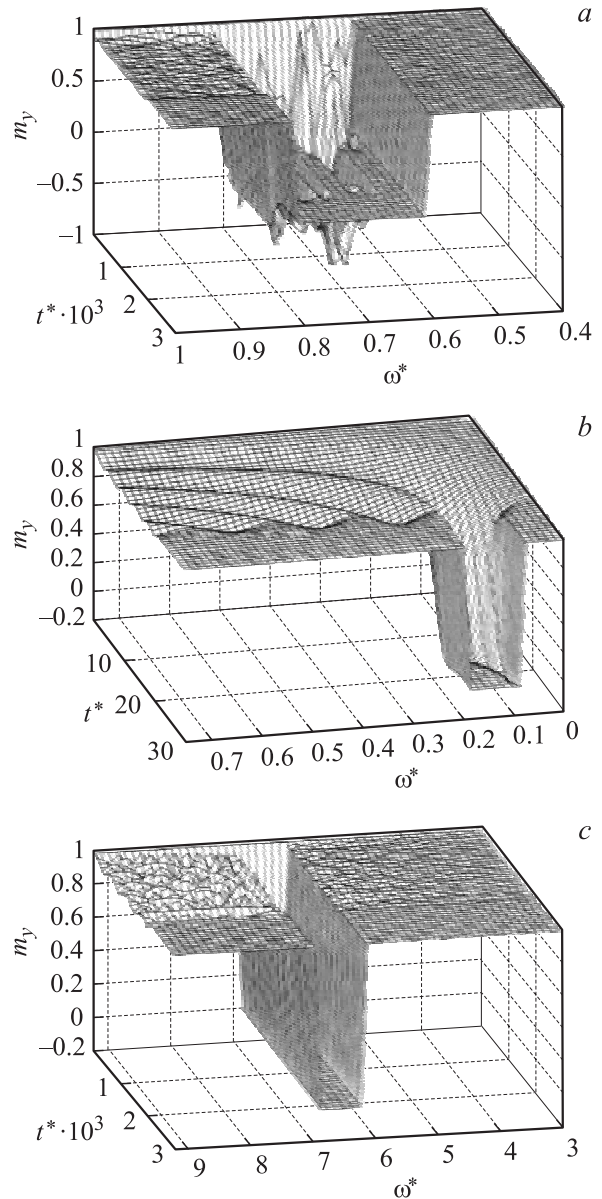
приведенной частоте ФМР  $\omega_{\text{res}}^*$  сплюснутого эллипсоида вращения,

$$\omega_{\text{res}}^* = \sqrt{(\omega_0^*)^2 - (\omega_r^*)^2}, \quad (4)$$

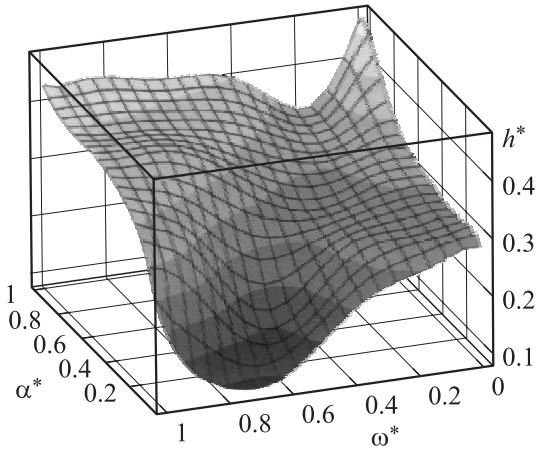
$$\omega_0^* = \sqrt{\frac{\left(1 + 2\pi \frac{M_0^2}{K_1} (N_z - N_y)\right)}{1 + \alpha^2}},$$

$$\omega_r^* = -\frac{\alpha \left(1 + 2\pi \frac{M_0^2}{K_1} \frac{N_z - N_y}{2}\right)}{1 + \alpha^2}, \quad (5)$$

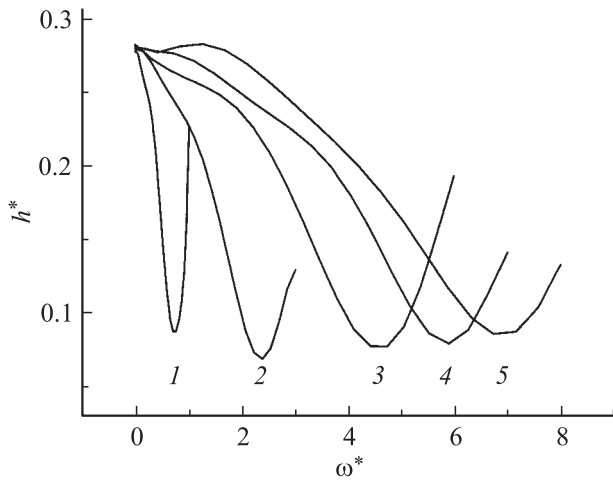
где  $\omega_0^*$  — приведенная собственная, или киттелевская, частота прецессии намагниченности эллипсоида;  $\omega_r^*$  — приведенная частота релаксации [3].



**Рис. 1.** Зависимости компоненты  $m_y$  от приведенных времени  $t^*$  и частоты  $\omega^*$  переменного поля: для сферической частицы при  $\alpha = 0.01$ ,  $\omega_{\text{res}}^* = 0.9999$ ,  $h^* = 0.09$  (a) и при  $\alpha = 1$ ,  $\omega_{\text{res}}^* = 0.5$ ,  $h^* = 0.33$  (b) и для частицы в виде диска при  $\alpha = 0.01$ ,  $\omega_{\text{res}}^* = 6.35$ ,  $h^* = 0.1$  (c)



**Рис. 2.** Зависимость порога переориентации для сферических частиц от частоты и параметра затухания.



**Рис. 3.** Зависимость порога переориентации при  $\alpha = 0.01$  от приведенной частоты при различных размагничивающих факторах  $N_y$  частицы: 1 — 1/3, 2 — 0.3, 3 — 0.2, 4 — 0.1, 5 — 0.

Для частиц в виде шара полоса переориентации находится всегда ниже приведенной частоты ФМР и все больше отклоняется от нее с увеличением параметра затухания (рис. 1, *a, b*). Для частиц в виде диска при той же приведенной амплитуде переменного поля полоса переориентации содержит резонансную частоту линейного ФМР (рис. 1, *c*). Это связано с тем, что в рассматриваемой системе размагничивающее поле в несколько раз больше поля анизотропии, из-за чего основной вклад в колебания вектора  $\mathbf{M}$  дает первая гармоника, описываемая линейным ФМР в изотропном диске (случай однородной прецессии в плоскости диска в малом поле анизотропии). С увеличением величины  $h^*$  полоса переориентации для частиц в форме сферы уширяется, а с увеличением параметра затухания  $\alpha$  полоса сужается при фиксированной амплитуде переменного поля и смещается в область более низких частот с уходом от частоты линейного ФМР (рис. 2). При значи-

тельной амплитуде переменного поля (когда  $h^* \gg h_{\min}^*$ ) поведение вектора  $\mathbf{M}$  частицы становится хаотическим. В этом случае в результате воздействия переменного поля возникает переориентация как в направления, перпендикулярные начальному, так и в направления, параллельные и антипараллельные начальному положению вектора намагниченности. Форма зависимости порога переориентации в общем случае сплюснутого эллипсоида является аналогичной для всех случаев эллипсоида, „растягиваясь“ по мере уменьшения полуоси вращения (рис. 3).

### Электромагнитный отклик ферромагнитной однодоменной частицы

Для описания отклика в качестве уравнения движения используется модифицированное уравнение Гильберта (2). Пусть на частицу действует слабопеременное магнитное поле в виде  $\mathbf{H}^*(t^*) = \mathbf{h}^* \exp(i\omega^* t^*)$ . При  $h^* \ll H_{\text{eff}}^*$  решение уравнения (2) будем искать в виде

$$\mathbf{m}(t^*) = \mathbf{m}_0 + \mathbf{m}_1 \exp(i\omega^* t^*) + \mathbf{m}_2 \exp((\omega_r^* + i\omega_{\text{res}}^*) \cdot t^*), \quad (6)$$

где  $\mathbf{m}_0$  — компонента вектора  $\mathbf{m}$  в положении устойчивого равновесия в отсутствие внешнего магнитного поля, в котором  $\mathbf{m}_0 \parallel \mathbf{H}_{\text{eff}}^*(\mathbf{m}_0)$ .

Если магнитное поле направлено вдоль оси  $Ox$ , а ориентации вектора намагниченности частицы вдоль оси  $Ox$  и вдоль оси  $Oy$  обозначить как положения  $a$  и  $b$ , тогда в случае  $a$   $\mathbf{h}^* \parallel \mathbf{m}_0$ ,  $\mathbf{m}_0 \times \mathbf{h}^* = 0$  и решение уравнения (2)  $\mathbf{m} = \mathbf{m}_0$ . В случае  $b$  системы уравнений для компонент векторов  $\mathbf{m}_1$  ( $m_{1y} = 0$ ) и  $\mathbf{m}_2$  ( $m_{2y} = 0$ ) при пренебрежении членами второго порядка малости по  $\mathbf{m}_1$  и  $\mathbf{m}_2$  имеют вид

$$\begin{cases} i\omega^* m_{1x} - \left(1 + 4\pi \frac{M_0^2}{2K_1} (N_z - N_y) + i\omega^* \alpha\right) m_{1z} = 0, \\ (1 + i\omega^* \alpha) m_{1x} + i\omega^* m_{1z} = h^*, \end{cases} \quad (7)$$

$$\begin{cases} (\omega_r^* + i\omega_{\text{res}}^*) \cdot m_{2x} - \left(1 + 4\pi \frac{M_0^2}{2K_1} (N_z - N_y) + (\omega_r^* + i\omega_{\text{res}}^*) \alpha\right) \cdot m_{2z} = 0, \\ (1 + \alpha \cdot (\omega_r^* + i\omega_{\text{res}}^*)) \cdot m_{2x} + (\omega_r^* + i\omega_{\text{res}}^*) \cdot m_{2z} = 0. \end{cases} \quad (8)$$

Из системы уравнений (8) можно получить частоты релаксации и резонанса (6), (7). Решение системы (7) можно представить в виде

$$\begin{cases} m_{1x} = h^* \frac{1 + (\omega_0^*)^2(1 + \alpha^2) + i\omega^* \alpha}{(1 + \alpha^2) ((\omega_0^*)^2 - (\omega^*)^2 + 2i\omega_r^* \omega^*)}, \\ m_{1z} = h^* \frac{i\omega^*}{(1 + \alpha^2) ((\omega_0^*)^2 - (\omega^*)^2 + 2i\omega_r^* \omega^*)}. \end{cases} \quad (9)$$

Отклик от одной частицы  $E$  (в вольтах), пропорциональный скорости изменения магнитного момента, регистрируется катушкой индуктивности, ось которой ориентирована вдоль оси  $Oz$  лабораторной системы координат [4],

$$E = -\mu_0 M_0 \frac{dm_z}{dt} V \cdot n, \quad (10)$$

где  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Н/м — магнитная постоянная,  $V$  — объем частицы,  $n$  — число витков катушки на единицу длины.

С учетом решения уравнения (9) можно получить зависимость установившейся амплитуды отклика от приведенной частоты для одной частицы

$$U(\omega^*) = \frac{1}{1 + \alpha^2} \cdot \frac{\mu_0 M_0 \cdot h^* \cdot V \cdot n \cdot \omega^*}{\sqrt{((\omega_0^*)^2 - (\omega^*)^2)^2 + 4(\omega_r^* \omega^*)^2}}. \quad (11)$$

Как видно из (6), время релаксации намагниченности частицы  $\tau_r = 2\pi/\omega_r \sim 1/\alpha$  (совпадающее со временем возбуждения колебаний намагниченности частицы) определяется параметром релаксации  $\alpha$ . Из (11) следует, что отклик частицы максимален на приведенной частоте ФМР  $\omega_{res}^*$  и имеет ширину  $\Delta\omega^* \sim \omega_r^*$ .

### Отклик ансамбля частиц на импульс поля

Рассмотрим отклик от ансамбля возбужденных переменным полем частиц. Пусть главные кристаллографические оси всех частиц параллельны, а оси вращения всех частиц направлены вдоль оси  $Oz$  лабораторной системы координат. Тогда мы имеем одну систему координат для всех частиц. Если намагниченности всех частиц соразориентированы вдоль оси  $Oy$ , а  $\mathbf{h} \parallel Ox$ , то часть частиц после воздействия на ансамбль импульсом мощного высокочастотного поля, полоса переориентации которых содержит частоту переменного поля, переориентируется в положение, параллельное оси  $Ox$  (акт записи). Наличие переориентации вектора  $\mathbf{M}$  частиц можно зафиксировать по изменению электромагнитного отклика частиц возбужденных переменным полем малой амплитуды вблизи частоты записи. Отклик  $E$ , регистрируемый в катушке, от всего ансамбля независимых частиц равен сумме откликов  $E_k$  (определен в (10)) всех частиц [1,8]

$$E = \sum_k E_k. \quad (12)$$

Разброс малых частиц по размерам и соответственно по величине своего объема будем считать гауссовым, что соответствует некоторым экспериментальным данным [4,8]. Также будем считать, что по форме частицы распределены таким образом, что размагничивающий фактор вдоль оси вращения частиц равномерно распределен в интервале  $N_z \in [1/3, 1]$ . При произвольной

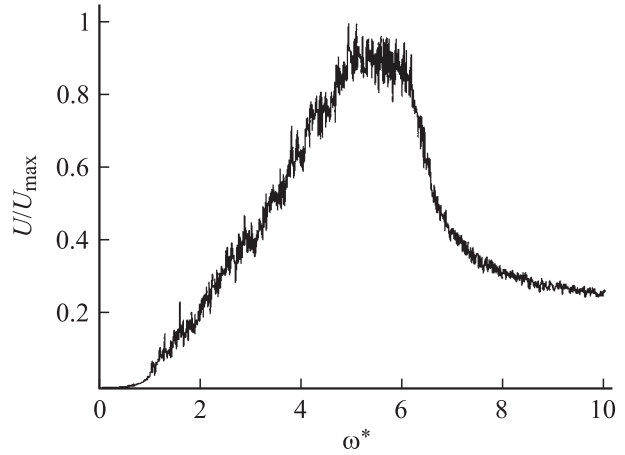


Рис. 4. Зависимость относительной амплитуды отклика от 1000 частиц, половина из которых находится в состоянии  $a$ , а половина в состоянии  $b$  при  $\alpha = 0.01$ .

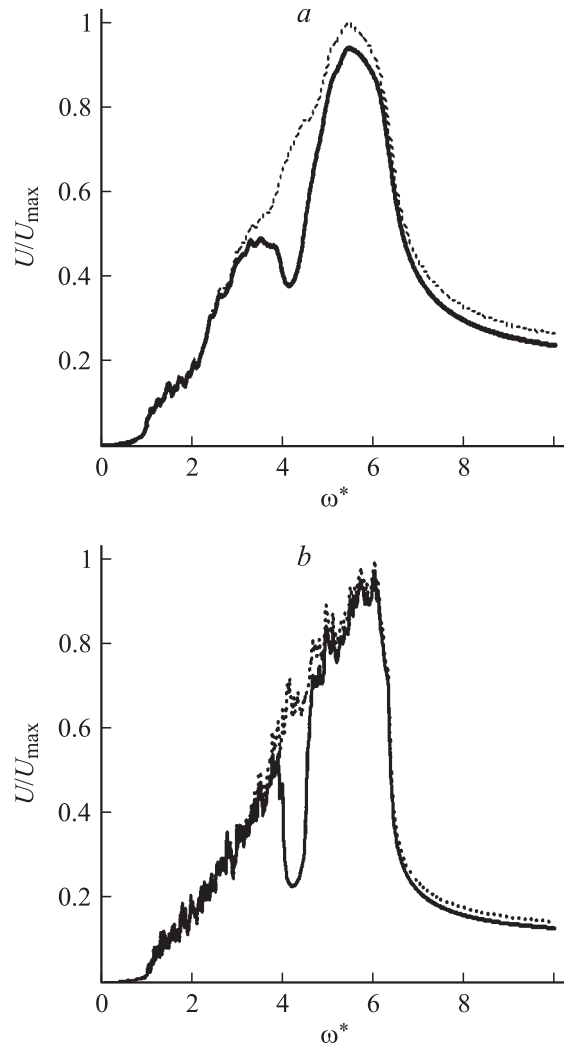
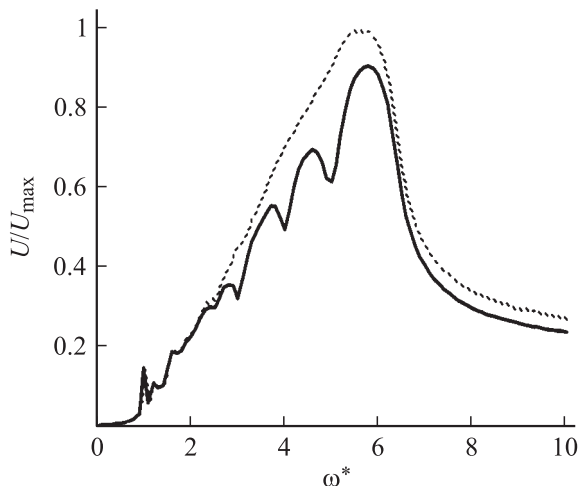


Рис. 5. Зависимость относительной амплитуды отклика от приведенной частоты для 1000 ориентированных частиц при  $\alpha = 0.01$  (a) и  $0.001$  (b). Пунктир — отклик от всех частиц, ориентированных перпендикулярно переменному полю.

ориентации частиц в ансамбле, когда одинаковое количество частиц находится в состояниях  $a$  и  $b$ , отклик от ансамбля будет иметь размытый характер с наличием дискретных пиков, плотность которых определяется количеством частиц в ансамбле (рис. 4). Если же все частицы, резонансные частоты которых лежат в определенном интервале, находятся в состоянии  $a$ , тогда как остальные частицы находятся в состоянии  $b$ , то в спектре вблизи этого интервала частот появляется „провал“, глубина которого определяется параметром затухания  $\alpha$  (рис. 5,  $a, b$ ). Следовательно, провал будет характеризовать наличие частиц с определенным направлением вектора намагниченности. Наличие провала можно использовать для воспроизведения записанной под действием мощных импульсов переменного поля информации.

### О возможности записи и считывания информации на основе ФМР

Как было показано, в случае коллинеарной и перпендикулярной переменному полю ориентации частиц амплитуда отклика будет малой и большой величиной. Это позволяет использовать отклик для определения распределения  $\mathbf{M}$  частиц по ориентациям относительно направления поля. Результаты обосновывают возможность создания носителя информации, основанного на частотном принципе записи–считывания [1,4,5,9]. В отличие от принципа, изложенного в [4,5,9], где для записи информации используется два радиочастотных импульса, в данном случае используется один импульс, что уменьшает более чем на порядок время записи информации. Информация хранится в виде параллельной ориентации намагниченности части частиц с близкими



**Рис. 6.** Зависимость относительной амплитуды отклика для 100 частиц от приведенной частоты, намагниченность части которых (вблизи приведенных резонансных частот, равных 3, 4 и 5) находится в состоянии  $a$ , а остальных — в состоянии  $b$  при  $\alpha = 0.01$ . Пунктир — отклик от всех частиц, сориентированных перпендикулярно переменному полю.

резонансными частотами. Если амплитуда отклика на данной частоте ниже некоторой определенной величины, то можно считать, что на этой частоте записан логический 0. Это значит, что почти все частицы с близкими резонансными частотами ориентированы коллинеарно сканирующему слабопеременному магнитному полю (рис. 6). Если же амплитуда отклика на данной частоте выше некоторого определенного значения, то можно считать, что на данной частоте записана логическая единица. В простейшем случае сильноанизотропных частиц плотность записи определяется частотой релаксации  $\omega_r^* \approx -\alpha\omega_{\text{res}}^*$  или параметром затухания  $\alpha$ . Чем меньше параметр затухания, тем выше плотность записи информации по частоте, и наоборот.

Условие независимости частиц будет неравенство  $H_{\text{dd}} \ll H_{\text{an}}$ , где  $H_{\text{dd}} \approx VM_0/d^3$  — поле диполь-дипольного взаимодействия между двумя частицами, разделенными расстоянием  $d$ ;  $H_{\text{an}} = 2K_1/M_0$  — поле анизотропии. Отсюда можно получить условие для среднего расстояния между частицами  $d \gg (VM_0^2/2K_1)^{1/3}$ . Если учесть, что в исследуемой системе  $M_0^2/K_1 = 6.25$ , а размер частиц 10–100 нм (из условий однодоменности [8]), то можно получить  $d \approx 10^{-5} - 10^{-4}$  м, что дает концентрацию  $10^8 - 10^9 \text{ cm}^{-3}$ , которая определяет плотность записи  $10^8 - 10^9 \text{ bit/cm}^3$  при использовании 2–3 наночастиц на 1 бит информации. При наличии более сильноанизотропных частиц плотность записи должна расти как  $(H_{\text{an}})^{1/3}$ . Следовательно, явления нелинейного и линейного ФМР могут быть использованы для записи и считывания информации в ансамбле малых однодоменных частиц.

### Выводы

В работе рассмотрена линейная и нелинейная динамика намагниченности независимых однодоменных частиц в ансамбле при воздействии импульсов высокочастотного поля. Показано, что при определенных значениях частоты и амплитуды импульса переменного магнитного поля, действующего на частицы, наблюдается переориентация вектора намагниченности одной частицы в положение, перпендикулярное начальному положению вектора намагниченности частицы. Это явление носит резонансный характер и аналогично явлению возбуждения неоднородного нелинейного ФМР, так как зависимость порога переориентации от частоты аналогична зависимости порога возбуждения нелинейного ФМР от частоты [10].

В случае малой амплитуды поля колебания вектора  $\mathbf{M}$  возбуждаются на основе линейного ФМР. В этом случае может быть зарегистрирован отклик как от одной частицы, если ее размер больше определенного [11], а также и от ансамбля частиц, если в качестве образца брать несколько частиц. Электромагнитный отклик зависит от формы частиц, так как спектр отклика определяется распределением частиц по резонансным частотам, которые определяются распределением частиц по форме.

На спектр отклика влияет также распределение ориентаций вектора намагниченности в частицах относительно выделенной оси. Численный анализ решения уравнения движения намагниченности показывает, что ансамбль однодоменных ферромагнитных частиц, возбуждаемый радиочастотным полем, может быть использован в качестве носителя информации, в котором запись и считывание осуществляются на основе нелинейного и линейного ФМР.

## Список литературы

- [1] *Kotov L.N., Asadullin F.F., Asadullin F.F.* // Proc. Intern. Forum on Wave Electronics and Its Applications. St. Petersburg, 2000. P. 196–198.
- [2] *Котов Л.Н., Носов Л.С.* // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 20. С. 38–42.
- [3] *Котов Л.Н., Носов Л.С.* // Сб. тр. XVIII Междунар. школы-семинара „Новые магнитные материалы микроэлектроники“ (НМММ). Москва, 2002. С. 734–736.
- [4] *Голдин Б.А., Котов Л.Н., Зарембо Л.К.* и др. Спин-фотонные взаимодействия в кристаллах (ферритах). Л.: Наука, 1991. 148 с.
- [5] *Шутилов В.А., Аджинович И.Е., Котов Л.Н., Комашня В.Л.* // А.С. СССР. № 1332379. кл. G11C11/16. Би. 1987. № 31.
- [6] *Гуревич А.Г.* Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 464 с.
- [7] *Худяев С.И.* Приближенные методы математической физики: Учебное пособие. Сыктывкар: Сыктывкарский ун-т, 1998. 159 с.
- [8] *Петров Ю.И.* Кластеры и малые частицы. М.: Наука, 1986. 366 с.
- [9] *Котов Л.Н., Шапоров В.Н.* // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 19. С. 76–80.
- [10] *Моносков Я.А.* Нелинейный ферромагнитный резонанс. М.: Наука, 1971. 210 с.
- [11] *Zhang S., Oliver S.A., Israeloff N.E., Vittoria C.* // Appl. Phys. Lett. 1997. Vol. 70. N 20. P. 2756–2758.