

05;12

# Динамика перемагничивания $\text{La}_{0.65}\text{Sr}_{0.28}\text{Mn}_{1.07}\text{O}_3$ керамики и никель-цинкового феррита в сложных пульсирующих полях

© А.Н. Черкасов, В.Ю. Дмитренко

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины,  
83114 Донецк, Украина  
e-mail: dmitrenko\_v@ukr.net

(Поступило в Редакцию 11 мая 2005 г.)

Экспериментально исследована динамика перемагничивания  $\text{La}_{0.65}\text{Sr}_{0.28}\text{Mn}_{1.07}\text{O}_3$ -керамики и никель-цинкового феррита в магнитном поле, представляющем собой суперпозицию квазистатического поля  $H$ , радиочастотного  $h_\omega \cos \omega t$  и низкочастотного  $h_\Omega \cos \Omega t$  полей в геометрии  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{h}_\omega \parallel \mathbf{h}_\Omega$ . Обнаружено, что низкочастотный отклик имеет нелинейный по  $h_\Omega$  характер. Предложена процедура выделения линейной и нелинейной компоненты отклика. Установлено, что, в отличие от линейной, нелинейная компонента является существенно несинусоидальной функцией времени. Полученные результаты интерпретированы на основе детального анализа характера радиочастотного и низкочастотного перемагничивания исследуемых образцов.

PACS: 75.50.-y, 75.60.Jk

## Введение

Интерес к допированным манганитам  $\text{R}_x\text{A}_x\text{MnO}_3$  ( $R$  — редкоземельный элемент,  $A$  — Ba, Sr, Ca и др.) связан с перспективами их практического применения вследствие их необычных и разнообразных свойств [1–3]. Одним из этих свойств является появление металлической ферромагнитной фазы в некотором интервале концентраций в окрестности  $x \approx 0.3$ . Исследование динамики перемагничивания керамических образцов манганитов в ферромагнитной фазе и является целью настоящей работы. Для установления общих закономерностей, характеризующих процессы перемагничивания, в эксперименте исследовались также керамические образцы, изготовленные из никель-цинкового феррита.

Ранее [4] нами были изучены радиочастотные магнитные и диссипативные свойства  $\text{La}_{0.6}\text{Sr}_{0.2}\text{Mn}_{1.2}\text{O}_3$  и  $\text{La}_{0.65}\text{Sr}_{0.28}\text{Mn}_{1.07}\text{O}_3$ -керамик в окрестности температуры Кюри. В последующей работе [5] основное внимание уделялось уже изучению низкочастотного отклика образцов  $\text{La}_{0.6}\text{Sr}_{0.2}\text{Mn}_{1.2}\text{O}_3$ -керамики во внешнем магнитном поле  $H$ , обусловленного наложением продольного магнитного поля  $h_\Omega \cos \Omega t$  ( $\mathbf{h}_\Omega \parallel \mathbf{H}$ ). Было обнаружено, что низкочастотный отклик является суперпозицией линейного по  $h_\Omega$  и нелинейного вкладов. Полученные результаты интерпретированы на основе анализа формы низкочастотной компоненты как функции времени. Однако окончательно природа нелинейного вклада установлена не была.

Настоящая работа является естественным продолжением [5]. Исследуемые образцы по своим радиочастотным диссипативным характеристикам и типу проводимости существенно отличаются друг от друга и от образцов, исследованных в [5]. При этом все они являются магнитомягкими ферромагнетиками с близкими по величине параметрами, характеризующими радиочастотные магнитные свойства.

## Эксперимент

Радиочастотный отклик исследуемых образцов измерялся на установке, использовавшейся ранее при исследовании поверхностного импеданса нормальных металлов [6]. Образцы помещались внутрь катушки индуктивности колебательного контура автодинного генератора. В эксперименте регистрировалась частота колебаний  $f$  и эффективные потери в контуре:  $R_{\text{eff}} \propto Q^{-1} \propto Rf/f_0$ , где  $R$  — эффективное (с учетом потерь, вносимых образцом) сопротивление контура;  $Q$  — его добротность;  $f_0$  — частота колебаний в отсутствие образца. Частота колебаний автодина варьировалась в пределах  $f = 2\text{--}6$  МГц. Амплитуда радиочастотного поля в центре катушки была порядка  $h_\omega \sim 0.05$  Ое. Внешнее постоянное магнитное поле  $\mathbf{H}$  направлялось вдоль оси цилиндрической катушки индуктивности генератора.

При модуляции поля  $H$  низкочастотным полем  $h_\Omega \cos \Omega t$  ( $\mathbf{h}_\Omega \parallel \mathbf{H}$ ) в эксперименте регистрировалась компонента переменной составляющей эффективных потерь  $\tilde{R}_{\text{eff}}$  на частоте  $\Omega$ :

$$R_{\text{eff}}^{(\Omega)} = u_\Omega \cos(\Omega t + \Theta). \quad (1)$$

Двухканальное синхронное детектирование переменной компоненты сигнала  $\tilde{R}_{\text{eff}}$  позволяло определить как величину  $u_\Omega$ , так и сдвиг фазы  $\Theta$ .

Образцы  $\text{Ni}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_2\text{O}_4$  (далее NFZO) изготавливались из промышленного феррита (400НН) с начальной магнитной проницаемостью  $\mu_0 = 400$ . Удельное сопротивление образцов было порядка  $\rho \sim 10^5 \Omega \cdot \text{см}$ . Образцы имели форму цилиндров диаметром 3.4 и длиной 12 мм. Образцы  $\text{La}_{0.65}\text{Sr}_{0.28}\text{Mn}_{1.07}\text{O}_3$  (далее LSMO) изготавливались по стандартной керамической технологии. Плотность образцов была  $4.18 \text{ г/см}^3$ , пористость  $\sim 34\%$ . Аналогичные образцы исследовались нами ранее в [4]. Было установлено, что при температуре ниже темпера-

туры Кюри ( $T_c \approx 360$  К) они являются ферромагнетиками с металлическим типом проводимости. При комнатной температуре удельное сопротивление образцов было  $\rho \approx 0.005 \Omega \cdot \text{см}$ , а эффективная магнитная восприимчивость примерно на 30% ниже, чем у образцов, изготовленных из никель-цинкового феррита. Цилиндрические образцы имели диаметр 1.2 и длину 9 мм. В процессе измерений образцы размещались вдоль оси катушки индуктивности автодинного генератора. Все измерения проводились при температуре  $T = 290$  К при циклировании поля  $H$  со скоростью  $dH/dt \sim 0.5$  Ое/с в интервале  $\pm 400$  Ое.

## Анализ экспериментальных результатов

### Радиочастотные свойства

Индуктивность  $L$  колебательного контура с током  $I$  и потокосцепление контура  $\Psi$  связаны соотношением

$$\Psi = LI. \quad (2)$$

Образец, помещенный в контур, изменяет величину  $\Psi$ , а следовательно, и величину  $L$ . В соответствии с (2) индуктивность колебательного контура автодина можно определить формулой

$$L = L_0(1 + \alpha\chi_{\text{эф}}). \quad (3)$$

Тогда частота колебаний автодина  $f$  определяется выражением

$$f_0^2/f^2 = 1 + \alpha\chi_{\text{эф}}, \quad (4)$$

где  $\chi_{\text{эф}}$  — эффективная магнитная восприимчивость образца;  $L_0$  и  $f_0$  — индуктивность колебательного контура и частота колебаний в отсутствие образца;  $\alpha$  ( $\alpha < 1$ ) — параметр, определяемый размерами, формой и взаимным расположением образца и катушки индуктивности.

Очевидно, что на радиочастотах внутренняя область проводящих образцов экранируется скинновыми (вихревыми) токами. В результате ферромагнитный образец может вообще проявить себя как диамагнетик ( $\chi_{\text{эф}} < 0$  [4]). Однако в [4] было показано, что для образцов, исследуемых в настоящей работе, эффект экранирования пренебрежимо мал во всем интервале используемых частот. Величина  $\chi_{\text{эф}}$  определяется углом наклона частотной (радиочастотной) петли гистерезиса так как амплитуда колебаний величины  $\psi$  пропорциональна тангенсу этого угла. Угол наклона частотной петли гистерезиса, вообще говоря, не совпадает с углом наклона касательной к кривой намагниченности [7]. Поэтому  $\chi_{\text{эф}}$  может существенно отличаться от величины дифференциальной магнитной восприимчивости  $\chi = dM/dH$ , поэтому назовем ее эффективной ( $\chi_{\text{эф}}$  — восприимчивость частного цикла). Следует, однако, ожидать, что в магнитомягких ферромагнетиках с узкой петлей гистерезиса, к которым относятся и исследуемые нами образцы, эти величины достаточно хорошо коррелируют между собой.

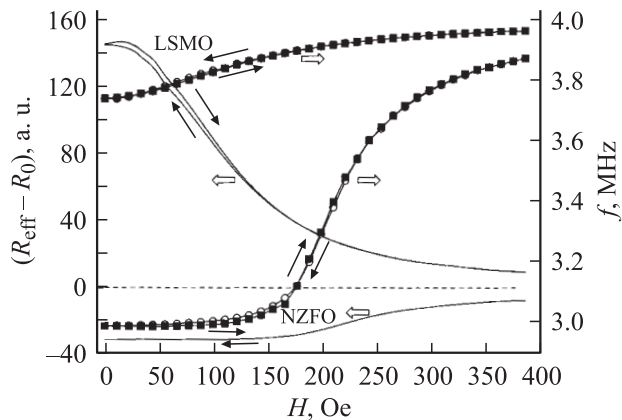


Рис. 1. Полевые зависимости эффективных потерь  $R_{\text{эф}}$  (сплошные кривые) и частоты автодинного генератора  $f$  (кружки и квадраты) в керамике LSMO и никель-цинковом феррите;  $R_0$  и  $f_0 = 4$  МГц — потери и частота в отсутствие образца.

На рис. 1 приведены полевые зависимости частоты автодинного генератора  $f(H)$ . Видно, что характер зависимостей качественно схож, хотя в LSMO-керамике интервал изменения частот существенно уже, чем в феррите. Обусловлено это тем, что поперечное сечение ферритового образца на порядок больше, соответственно больше была и величина параметра  $\alpha$  в соотношении (4). Полученные зависимости  $f(H)$  хорошо описывают характер кривых намагниченности. Видно, что по мере роста  $H$  наклон кривых  $M(H)$  уменьшается. С дальнейшим ростом поля  $f \rightarrow f_0$ , что свидетельствует о переходе в режим насыщения  $M \rightarrow \text{const}$ .

Анализируя полевые зависимости эффективных потерь, следует заметить, что  $R_{\text{эф}}$  определяется не только диссипативными свойствами образцов, которые описываются величиной  $R$ , но и их магнитными свойствами, описываемыми зависимостями  $f(H)$  ( $R_{\text{эф}} \propto Rf$ ). Основной вклад в величину эффективного сопротивления колебательного контура  $R$  дают потери на гистерезис при радиочастотном перемангничивании образца и потери на вихревые токи, возбуждаемые в образце. В [4] нами было показано, что в исследуемых здесь манганитах потери на гистерезисе существенно превышают потери на вихревые токи. Еще в большей степени это справедливо в отношении ферритовых образцов, являющихся практически магнитодиэлектриками. Очевидно, что по мере роста  $H$  площадь частотной петли гистерезиса будет уменьшаться, соответственно будет уменьшаться и величина  $R$ .

На рис. 1 приведены полевые зависимости эффективных потерь  $R_{\text{эф}}(H)$ . Анализируя зависимости, полученные в LSMO-керамике, можно прийти к выводу, что образец уменьшает добротность контура автодина ( $R_{\text{эф}} > R_0$ ) и с ростом поля  $H$  уменьшение эффективного сопротивления контура  $R$  превалирует над ростом частоты  $f$ . Обратная картина наблюдается в NZFO.

Образец увеличивает добротность контура ( $R_{\text{eff}} < R_0$ ), а рост частоты  $f$  превалирует над уменьшением величины  $R$ .

#### Низкочастотный отклик

Анализируя отклик радиочастотных потерь необходимо отметить, что он не является чисто низкочастотным. Это следует из того, что величина  $R_{\text{eff}}^{(\Omega)}$  является низкочастотной компонентой переменной составляющей радиочастотных потерь.

Разлагая функциональную зависимость  $R_{\text{eff}}(H + h_{\Omega} \cos \Omega t)$  в ряд Тейлора, нетрудно получить выражение, хорошо известное из элементарной теории модуляционной методики

$$R_{\text{eff}}^{(\Omega)} = \left[ R'_{\text{eff}}(H)h_{\Omega} + \frac{1}{8} R'''_{\text{eff}}(H)h_{\Omega}^3 + \dots \right] \cos \Omega t. \quad (5)$$

Здесь производные берутся по полю  $H$ . Легко показать, что для используемых в эксперименте значений  $h_{\Omega} < 3$  Ое сумма второго и последующих членов ряда в квадратных скобках правой части (5) пренебрежимо мала по сравнению с первым слагаемым. Поэтому в (1) с достаточной точностью  $u_{\Omega} = |R'_{\text{eff}}| h_{\Omega}$ , а фаза  $\Theta$  определяется знаком производной  $R'_{\text{eff}}$  —  $\Theta = 0$  при  $R'_{\text{eff}} > 0$  и  $\Theta = \pm \pi$  при  $R'_{\text{eff}} < 0$ . Модуляционная методика успешно используется при исследовании неферромагнетиков. Однако в случае ферромагнетиков справедливость формулы (5) неочевидна, в первую очередь это обусловлено тем, что в ферромагнетиках процессы перемагничивания описываются функциональными зависимостями, неоднозначными по полю  $H$ .

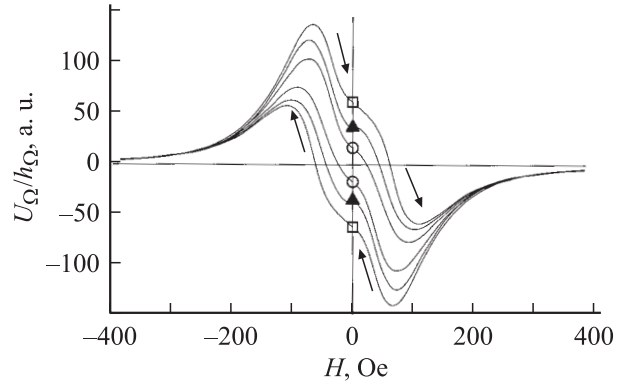
В эксперименте с LSMO нами регистрировались полые зависимости сигнала

$$U_{\Omega} = -u_{\Omega} \cos \Delta \Theta, \quad (6)$$

где  $\Delta \Theta = \Theta - \Theta_0$ ,  $\Theta_0$  — сдвиг фаз между полем модуляции и компонентой  $R_{\text{eff}}^{(\Omega)}$  при  $H = 400$  Ое. Нам пришлось сдвинуть точку отсчета фазы, так как она оказалась не равной нулю или  $\pm \pi$ . Обусловлено это особенностями схемы регистрации, а также тем, что ферромагнетики — это системы, обладающие магнитной вязкостью, с неоднозначной зависимостью намагниченности от внешнего магнитного поля [7–9]. На рис. 2 приведены петли гистерезиса  $U_{\Omega}/h_{\Omega}$ , полученные для различных значений  $h_{\Omega}$ . Видно, что ширина петель существенно возрастает с уменьшением  $h_{\Omega}$ . Это свидетельствует о том, что амплитуда низкочастотной компоненты  $R_{\text{eff}}^{(\Omega)}$  нелинейна по  $h_{\Omega}$ . Анализ всей совокупности зависимостей  $U_{\Omega}/h_{\Omega}$  и зависимостей  $R_{\text{eff}}(H)$  на рис. 1 позволяет сделать следующие предположения:

— регистрируемый сигнал  $U_{\Omega}$  представляет собой суперпозицию линейной компоненты, пропорциональной  $R'_{\text{eff}} h_{\Omega}$ , и компоненты нелинейной по  $h_{\Omega}$ ;

— знак вклада нелинейной компоненты определяется направлением изменения поля  $H$ .



**Рис. 2.** Петли гистерезиса величины  $U_{\Omega}/h_{\Omega}$  в LSMO-керамике: полученные при различных значениях  $h_{\Omega}$ ; —□— — при  $h_{\Omega} = 0.1$ ; —▲— — 0.6; —○— — 2.5 Ое.  $\Omega/2\pi = 40$  Hz (то же для рис. 3–6).

Попытаемся выделить вклад линейной  $u^L$  и нелинейной  $u^{NL}$  компонент ( $U_{\Omega} = u^L + u^{NL}$ ), сделав еще одно предположение: амплитуды компонент  $u^L$  и  $u^{NL}$  на восходящих и нисходящих ветвях петель отличаются только вследствие незначительности гистерезиса. Тогда вклады этих компонент можно описать приближенными соотношениями

$$u^L \cong (U_{\Omega 1} + U_{\Omega 2})/2, \quad (7)$$

$$u^{NL} \cong \pm (U_{\Omega 1} - U_{\Omega 2})/2. \quad (8)$$

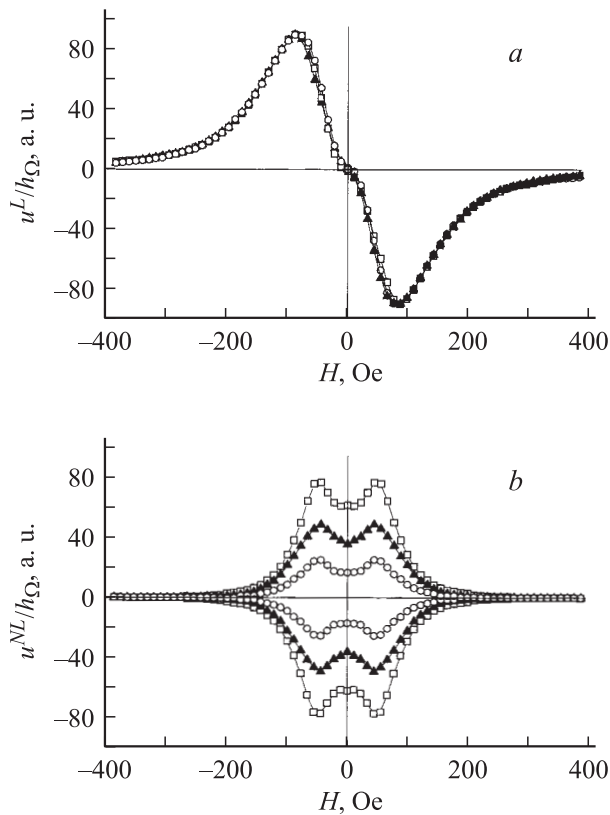
Здесь и далее индексами 1 и 2 маркированы величины, относящиеся к восходящим и нисходящим ветвям петель гистерезиса соответственно. Соотношения (7) и (8) являются приближенными, так как вследствие гистерезиса вклады нелинейной и линейной компонент компенсируются в них не полностью.

Зависимости, полученные с помощью (7) и (8), приведены на рис. 3. Видно, что кривые на рис. 3, а практически совпадают друг с другом. При соответствующем нормировании они хорошо совпадают и с зависимостями  $(R'_{\text{eff}1} + R'_{\text{eff}2})/2$ , полученными непосредственным дифференцированием экспериментальных зависимостей  $R_{\text{eff}}(H)$ . Все это свидетельствует о том, что сигнал  $U_{\Omega}$  действительно содержит компоненту, линейную по  $h_{\Omega}$  и пропорциональную производной  $R'_{\text{eff}}$ . Напротив, рис. 3, б свидетельствует о существенной зависимости величины  $u^{NL}/h_{\Omega}$  от  $h_{\Omega}$  и направления изменения поля  $H$ . Следовательно, сигнал  $U_{\Omega}$  помимо линейной содержит и нелинейную компоненту, относительный вклад которой тем больше, чем меньше амплитуда поля модуляции.

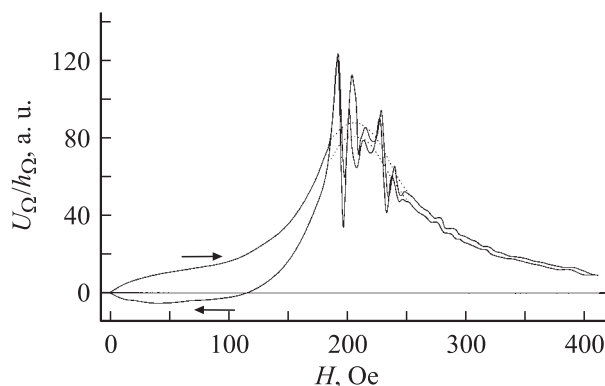
Качественно схожие результаты были получены ранее в  $\text{La}_{0.6}\text{Sr}_{0.2}\text{Mn}_{1.2}\text{O}_3$ -керамике [5].

Анализируя результаты, полученные для никель-цинкового феррита, отметим только характерные особенности, отличающие их от полученных для LSMO-керамики:

— во-первых, на зависимостях  $U_{\Omega}(H)$ , как видно из рис. 4, наблюдаются хорошо выраженные неперидиче-



**Рис. 3.** Петли гистерезиса линейной (а) и нелинейной (b) компонент низкочастотного отклика в LSMO-керамике, полученные при различных значениях  $h_\Omega$ , значения  $h_\Omega$  для кривых те же, что и на  $\Omega/2\pi = 40$  Hz.



**Рис. 4.** Петля гистерезиса (правая полуплоскость) величины  $U_\Omega/h_\Omega$  (см. (6)) в NZFO, полученная при  $h_\Omega = 3$  Oe;  $\Omega/2\pi = 40$  Hz.

ские осцилляции, причем структура этих осцилляций тем сложнее, чем меньше амплитуда поля модуляции;

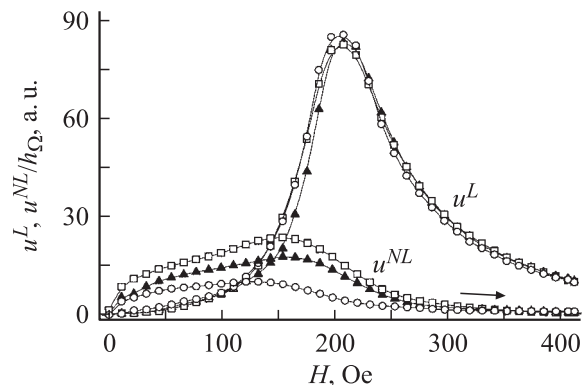
— во-вторых, при  $H > 0$  на зависимостях  $U_\Omega(H)$  наблюдаются уже не минимумы (рис. 2), а максимумы. Здесь мы имеем в виду монотонную часть этих зависимостей, выделенную на рис. 4 пунктирными кривыми. Очевидно, что это обусловлено особенностями зависимостей  $R_{\text{eff}}(H)$ , приведенными на рис. 1. Видно, что в

отличие от LSMO-керамики, в NZFO производная  $R'_{\text{eff}}$  положительна и имеет максимум.

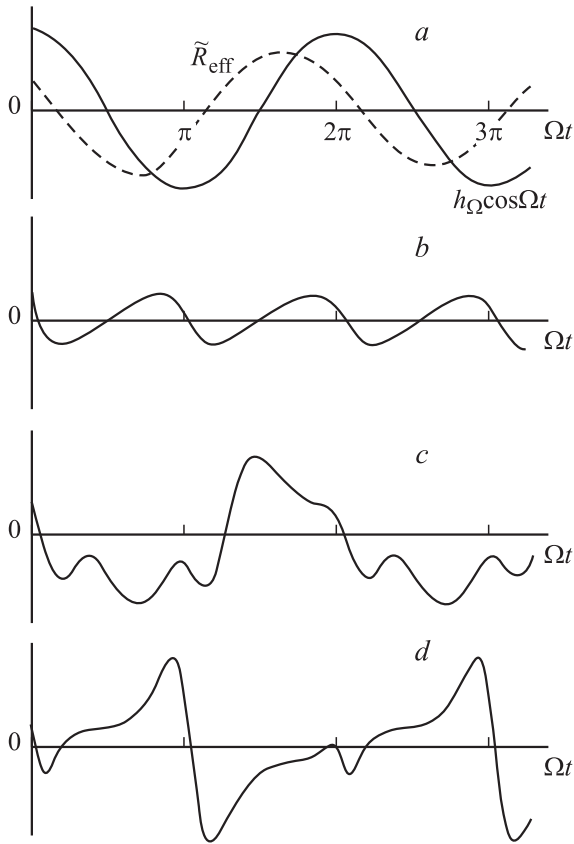
В целом же, не обсуждая пока природу „тонкой“ структуры низкочастотного отклика, можно сказать, что в никель-цинковом феррите, как и в LSMO-керамике, низкочастотный отклик представляет собой суперпозицию двух вкладов: линейного и нелинейного (рис. 4). При этом линейная по  $h_\Omega$  компонента хорошо описывается производной  $R'_{\text{eff}}$ .

Рассмотрим теперь трансформацию формы переменной составляющей эффективных потерь  $\tilde{R}_{\text{eff}}(t)$ . Анализ будем проводить на примере феррита. Этот выбор обусловлен тем, что в феррите, как видно из рис. 5, в полях  $H > 300$  Oe основной вклад в низкочастотный отклик дает линейная компонента, а в полях  $H > 50$  Oe — нелинейная. Это позволяет проанализировать форму проявления этих вкладов практически независимо.

На рис. 6 приведены „осциллограммы“ переменной составляющей эффективных потерь  $\tilde{R}_{\text{eff}}$ , полученные при различных значениях поля  $H$ . Характер проявления линейной компоненты  $R_{\text{eff}}^{(\Omega)}$  иллюстрирует рис. 6, а. Видно, что сигнал  $\tilde{R}_{\text{eff}}$  имеет практически синусоидальную форму. Напротив, в относительно слабых полях его форма существенно несинусоидальная. В поле  $H = 0$  (независимо от направления изменения поля  $H$ ) на зависимостях  $\tilde{R}_{\text{eff}}(H)$  наблюдаются одинаковые по форме и амплитуде особенности, период повторения которых вдвое меньше периода поля модуляции (рис. 6, b). Видно, что по времени они незначительно запаздывают относительно максимумов и минимумов этого поля. В полях, не равных нулю, характер зависимости  $\tilde{R}_{\text{eff}}(t)$  существенно изменяется. Теперь наблюдаемую последовательность особенностей можно разделить на две, отличающиеся друг от друга по амплитуде. При этом на восходящей петле гистерезиса большую амплитуду имеют особенности, привязанные к максимумам поля модуляции, а на нисходящей — к минимумам (рис. 6, c, d). Такой характер проявления особенностей сохраняется



**Рис. 5.** Петли гистерезиса (первый квадрат) линейной (7) и нелинейной (8) компонент низкочастотного отклика в NZFO —□—  $h_\Omega = 0.1$ ; —▲—  $0.6$ ; —○—  $3$  Oe.  $\Omega/2\pi = 40$  Hz.



**Рис. 6.** „Осциллограммы“ поля модуляции  $h_{\Omega} \cos \Omega t$  переменной с составляющей эффективных потерь  $\tilde{R}_{\text{eff}}$  в NZFO: *a* —  $H = 400$ ; *b* —  $0$ ; *c* —  $30$  Ое, восходящая ветвь петли гистерезиса; *d* —  $H = 30$  Ое, нисходящая ветвь;  $h_{\Omega} = 3$  Ое;  $\Omega/2\pi = 40$  Hz.

и в промежуточной области полей  $50 < H < 250$  Ое, в которой они наблюдаются уже на фоне синусоидальной компоненты сигнала.

Кривые, приведенные на рис. 6, *c* и *d* имеют хорошо выраженный пилообразный характер. Известно, что разложение функции пилообразной формы с периодом  $2\pi/\Omega$  в тригонометрический ряд представляет собой сумму всех гармоник  $\Omega$ . Из рис. 6 видно, что первая гармоника этого разложения будет практически в фазе с синусоидальной компонентой на восходящей ветви петли гистерезиса, в противофазе — на нисходящей. Это позволяет предположить, что синусоидальная компонента  $\tilde{R}_{\text{eff}}$  представляет собой линейную по  $h_{\Omega}$  компоненту  $R_{\text{eff}}^{\Omega}$ , а первые гармоники несинусоидальной составляющей — нелинейную. Это предположение косвенно подтверждает тот факт, что визуальная амплитуда наблюдаемых особенностей растет с ростом  $h_{\Omega}$  заметно медленнее, чем амплитуда синусоидальной компоненты. Качественно схожи также амплитудно-полевые зависимости  $u^{NL}$  и компоненты  $R_{\text{eff}}^{(2\Omega)}$ , которая является второй гармоникой в разложении несинусоидальной составляющей  $\tilde{R}_{\text{eff}}$ .

Аналогичный вид имеют и зависимости  $\tilde{R}_{\text{eff}}(t)$ , полученные в LSMO-керамике. Поэтому отметим их характерные особенности:

— во-первых, во всем интервале полей, за исключением окрестности  $H = 0$ , фаза синусоидальной компоненты отличается от фазы этой компоненты в феррите примерно на величину, равную  $\pi$ . Очевидно, что это обусловлено разным знаком производных  $R'_{\text{eff}}$  (рис. 1);

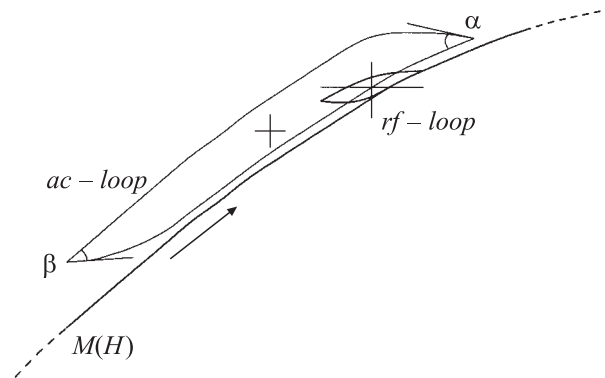
— во-вторых, визуально несинусоидальный сигнал по отношению к синусоидальному проявляется заметно сильнее, чем в феррите.

В общем случае при перемагничивании ферромагнетика в сложных пульсирующих полях вектор намагниченности описывает петли, очертания которых зависят от соотношения частот и амплитуд переменных составляющих напряженности магнитного поля, а также скорости изменения поля  $H$ . В нашем эксперименте параметры, характеризующие динамику процессов перемагничивания, удовлетворяют неравенству

$$dH/dt \ll \Omega h_{\Omega} \ll \omega h_{\omega}. \quad (9)$$

Это позволяет анализировать упрощенную модель перемагничивания (рис. 7). На представленной схеме перемагничивание в радиочастотном поле описывается не спиралью, а замкнутой петлей гистерезиса (rf-loop). „Центр“ этой петли с частотой  $\Omega$  осциллирует по низкочастотной петле (ac-loop), которая, в свою очередь, перемещается вдоль кривой намагниченности  $M(H)$ . Заметим, что на рис. 7 обе петли имеют вид криволинейных двуугольников, хотя радиочастотная петля, скорее всего, имеет вид эллипса, характерно для высокочастотных ферритов при малых  $h_{\omega}$  [9].

В отсутствие низкочастотной модуляции поля радиочастотная петля гистерезиса перемещается вдоль кривой  $M(H)$ . При этом процесс перемагничивания описывается зависимостями  $R_{\text{eff}}(H)$  и  $f(H)$ . В свою очередь, при низкочастотной модуляции поля характер зависимостей  $R_{\text{eff}}^{(\Omega)}(H)$  определяется уже особенностями низкочастотной петли гистерезиса, а не кривой  $M(H)$ . Очевидно,



**Рис. 7.** Условная картина процесса перемагничивания ферромагнетика при наложении радиочастотного (rf) и низкочастотного (ac) магнитного поля.

что, если эта петля очень узкая и повторяет по форме кривую  $M(H)$ , как на рис. 7, то низкочастотный отклик  $R_{\text{eff}}^{(\Omega)}$  будет содержать компоненту, пропорциональную производной  $R'_{\text{eff}}$ .

Как видно из рис. 7, в углах низкочастотной петли гистерезиса, соответствующих максимумам и минимумам поля модуляции, производная  $dM/dH$  как функция времени имеет разрыв. Очевидно, что в этих точках форма радиочастотной петли (наклон, площадь) будет резко меняться. В результате в переменной составляющей  $\tilde{R}_{\text{eff}}(t)$  должны наблюдаться особенности, имеющие вид размытых скачков, привязанные по времени к максимумам и минимумам поля модуляции. Характер зависимостей, приведенных на рис. 6,  $b-d$ , подтверждает это предположение. Очевидно также, что чем больше величина  $\alpha$  и  $\beta$  на рис. 7, тем больше и амплитуда соответствующих особенностей. Следовательно, асимметрия кривых  $b$ ,  $c$  и  $d$  обусловлена, по-видимому, тем, что угол  $\alpha > \beta$  на восходящей ветви петли гистерезиса  $M(H)$  и  $\beta > \alpha$  — на нисходящей.

## Заключение

Суммируя результаты, полученные в настоящей работе и ранее [4,5], можно сделать следующие выводы:

— исследуемые образцы являются магнитомягкими ферромагнетиками с узкими пологими петлями гистерезиса. Этот вывод подтверждают и результаты контрольных измерений низкочастотной восприимчивости  $\chi_{\text{ac}}$ , полученные с помощью индуктивного моста;

— характер низкочастотного отклика полностью определяется особенностями низкочастотной петли гистерезиса и трансформацией ее формы в процессе перемангничивания в поле  $H$ ;

— полевые зависимости линейной компоненты низкочастотного отклика адекватно описываются в рамках элементарной теории модуляционной методики;

— несинусоидальный характер нелинейной компоненты, как очевидное следствие гистерезиса, есть общее свойство ферромагнетиков.

Обобщая результаты, полученные в настоящей работе, цель ее можно сформулировать следующим образом: в какой степени в ферромагнетиках справедливо разложение

$$M(H + h_{\omega} \cos \omega t + h_{\Omega} \cos \Omega t) = M(H) + M'(H)h_{\omega} \cos \omega t + M'(H)h_{\Omega} \cos \Omega t + M''(H)h_{\omega}h_{\Omega} \cos \omega t \cos \Omega t + \dots, \quad (10)$$

и в какой степени получаемые экспериментальные зависимости достаточно адекватно описываются коэффициентами этого разложения. В нашем эксперименте это, во-первых, зависимости  $\mu_{\text{eff}}(H)$ , которые можно получить с помощью (4), см. [4]. На радиочастотах частные петли гистерезиса имеют эллипсоидальную форму, вследствие чего осцилляции намагниченности будут практически синусоидальными. Очевидно, что чем

более узкие и пологие предельные статические петли гистерезиса  $M(H)$ , тем лучше соответствие между величинами  $\mu_{\text{eff}}$  и  $M'$  (имеется в виду второй член правой части (10)). Третий член необходимо соотносить уже с реальной частью низкочастотной восприимчивости  $\chi_{\text{ac}}$ . Во-вторых, это зависимости  $U_{\Omega}(H)$ , которые в определенной степени ассоциируются с четвертым перекрестным членом разложения (10). Удивительно, однако, что низкочастотная петля гистерезиса (рис. 7) сохраняет индивидуальные особенности кривой  $M(H)$  до столь малых значений  $h_{\Omega} = 0.1$  Ое. Дело в том, что эта петля имеет вид криволинейного двуугольника, который с уменьшением  $h_{\Omega}$  трансформируется в параболический двуугольник Релея [7–9]. При этом часть информации о кривой намагниченности теряется, в частности, о второй производной  $M''(H)$ . Об этом свидетельствует относительный рост вклада нелинейной компоненты, обусловленного углами низкочастотной петли гистерезиса. Меняется характер низкочастотного отклика и с ростом частоты  $\Omega$  вследствие изменения формы этой петли.

В заключение следует еще раз упомянуть об особенностях низкочастотного отклика в никель-цинковом феррите на фоне монотонных зависимостей  $U_{\Omega}(H)$  (рис. 4). Помимо этих ярко выраженных особенностей на кривых  $U_{\Omega}(H)$  в полях  $H \sim 250-400$  Ое наблюдаются слабые осцилляции с периодом  $\sim 10$  Ое. Следует отметить, что такой характер низкочастотного отклика является весьма неожиданным. Дело в том, что в отсутствие модуляции зависимости  $R_{\text{eff}}(H)$  и  $f(H)$  (рис. 1) имеют вид гладких кривых. С другой стороны, гладкими являются и полевые зависимости низкочастотной восприимчивости  $\chi_{\text{ac}}$ , полученные при тех же значениях  $h_{\Omega}$  и  $\Omega$ , что и зависимости, приведенные на рис. 4. Возникает вопрос, в какой степени наблюдаемые аномалии являются результатом совместного воздействия двух переменных полей, а в какой следствием „тонкой“ структуры кривой намагниченности. Ответ на этот вопрос выходит за рамки настоящей работы.

## Список литературы

- [1] Coey J.M.D., Viret M., von Molnar S. // Adv. Phys. 1999. Vol. 48. N 2. P. 167–293.
- [2] Изюмов Ю.А., Скрябин Ю.Н. // УФН. 2001. Т. 171. № 2. С. 121–148.
- [3] Salamon M.B., Jaim // Rev. Mod. Phys. 2001. Vol. 73. N 3. P. 583–628.
- [4] Черкасов А.Н., Изотов А.И., Дмитренко В.Ю. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 19. С. 53–59.
- [5] Черкасов А.Н., Дмитренко В.Ю. // ФММ. 2005. Т. 100. № 2.
- [6] Цымбал Л.Т., Самохин Ю.Д., Черкасов А.Н. и др. // ФНТ. 1979. Т. 5. Вып. 5. С. 461–470.
- [7] Бозорт Р. Ферромагнетизм. М.: ИЛ, 1956. 784 с.
- [8] Воновский С.В. Магнетизм. М.: Наука, 1971. 1032 с.
- [9] Рабкин Л.И. Высокочастотные ферромагнетики. М.: Физматгиз, 1960. 528 с.