

Естественный ферромагнитный резонанс в разупорядоченном сплаве Pd₂AuFe

© Д.Н. Коуров, Н.И. Коуров, Л.Н. Тюленев*

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,
620219 Екатеринбург, Россия

*Уральский государственный технический университет,
620002 Екатеринбург, Россия

E-mail: lowtemp@ifm.e-burg.su

(Поступила в Редакцию 22 декабря 1997 г.
В окончательной редакции 20 апреля 1998 г.)

Для ферромагнитного сплава Pd₂AuFe в области частот 0.9 MHz–10 GHz в отсутствие внешнего постоянного магнитного поля обнаружен вклад в потери мощности электромагнитного поля, дополнительный к потерям на токи Фуко и имеющий резонансную частотную зависимость с основным максимумом вблизи 1 GHz. Исследования, проведенные в постоянном магнитном поле, показывают, что этот эффект является естественным ферромагнитным резонансом, обусловленным внутримолекулярной прецессией намагниченности в эффективном поле магнитной анизотропии.

1. Обычно ферромагнитный резонанс (ФМР) исследуют на фиксированной частоте ν электромагнитного поля, изменяя величину внешнего постоянного магнитного поля H_{dc} [1,2]. Наряду с такого рода индуцированным ФМР различают, так называемый, естественный ферромагнитный резонанс (ЕФР), который наблюдается при $H_{dc} = 0$ в виде резонансной частотной зависимости поглощения мощности электромагнитного поля при приближении ν к частоте однородной прецессии намагниченности ферромагнетика во внутреннем эффективном поле магнитной анизотропии H_a [3,4].

ЕФР как явление, обусловленное магнитной анизотропией, впервые был рассмотрен для пластически деформированного никеля в работе Ландау и Лифшица в 1935 г. [5]. К настоящему времени ЕФР достаточно подробно исследован экспериментально для ферромагнетиков с низкой плотностью носителей тока — ферритов (см., например, [3,4,6]), в которых этот эффект обычно наблюдается в СВЧ диапазоне частот 100 MHz–100 GHz [3,4] в виде частотной дисперсии комплексной магнитной проницаемости $(\mu' - i \cdot \mu'')$.

В то же время согласно наиболее известным обзорам и монографиям (см., например, [1–3,6–9]), в которых рассматриваются вопросы ферромагнитного резонанса, можно утверждать, что до сих пор ЕФР не наблюдался для металлических ферромагнетиков. Выполненные при $H_{dc} = 0$ еще в первой половине XX века исследования частотных зависимостей эффективных магнитных проницаемостей $\mu_R = (\mu'^2 + \mu''^2)^{1/2} + \mu''$ и $\mu_L = (\mu'^2 + \mu''^2)^{1/2} - \mu''$ для классических ферромагнитных металлов — железа и никеля — демонстрируют [10] плавное уменьшение этих величин от $\mu_R, \mu_L \sim 50–100$ при $\nu \approx 100$ MHz до $\mu_R, \mu_L \sim 1–5$ при $\nu \approx 10$ GHz. Резонансных особенностей в частотных зависимостях μ_R и μ_L ни для железа, ни для никеля не обнаружено [10], хотя простые оценки поля H_a [3], обусловленного магнитокристаллической анизотропией, показывают, что ЕФР

для этих металлов должен иметь место в области частот 100 MHz–10 GHz.¹

Для объяснения наблюдаемого в случае железа и никеля плавного уменьшения эффективных магнитных проницаемостей с ростом частоты от $\mu_R, \mu_L \sim \mu_a$ (μ_a — начальная магнитная проницаемость) до единицы Киттелем была предложена модель [10], использующая специфику взаимодействия металлов с внешним электромагнитным полем (существование малой глубины скин-слоя δ), которая достаточно хорошо объясняет экспериментальные результаты для Fe и Ni. Суть этой модели заключается в том, что процессы смещения доменных границ, которые вносят основной вклад в μ_a при малых полях, становятся малоэффективными, когда глубина скин-слоя (уменьшающаяся с ростом частоты) становится меньше размеров ферромагнитных доменов.

Несмотря на то что отсутствие ЕФР для железа и никеля отмечается в работах 40–50 годов, ни тогда [6,10], ни в настоящее время этот экспериментальный факт не получил достаточно убедительного объяснения. Возможно, что именно непонимание причин отсутствия ЕФР в спектрах железа и никеля совместно с определенными методическими трудностями измерения частотных зависимостей поглощения мощности электромагнитного поля в металлах в широкой области частот СВЧ-диапазона послужили причинами того, что ЕФР до сих пор не наблюдался в металлических ферромагнетиках.

2. Известно, что мощность потерь электромагнитного поля в металлах определяется действительной частью поверхностного импеданса R_s [12]. В настоящей работе с целью обнаружения ЕФР была подробно исследована частотная зависимость R_s для металли-

¹ Для железа при комнатной температуре $H_a = \frac{2K_1}{I_s} = 553$ Oe, а $\nu_p = \frac{\gamma H_a}{2\pi} = 0.63 \cdot 10^9$ s⁻¹. Здесь константа кубической анизотропии $K_1 = 4.72 \cdot 10^5$ erg/cm³ [3]; намагниченность насыщения $I_s = 1707$ G [11]. Соответствующие оценки для никеля с параметрами, взятыми из тех же источников, дают $H_a = 157$ Oe, а $\nu_p = 4.87 \cdot 10^8$ s⁻¹.

ческого ферромагнетика — атомно разупорядоченного сплава Pd₂AuFe в двух диапазонах (0.9–120) МГц и (2.26–9.40) ГГц. Измерения проводились в отсутствие постоянного магнитного поля, при комнатной температуре ($T \sim 295$ К) на образцах, имевших форму цилиндров высотой $h \approx 0.25$ см и диаметром $d \approx 0.275$ см.

Согласно данным рентгеноструктурного анализа, разупорядоченный сплав Pd₂AuFe имеет ГЦК структуру со случайным расположением атомов различного сорта по узлам кристаллической решетки [13] и обладает типичной для металлов температурной зависимостью удельного электросопротивления ρ [14]. Выбор в качестве объекта исследования именно этого сплава обусловлен следующими причинами: 1) разупорядоченный сплав Pd₂AuFe имеет температуру Кюри $T_c = 460$ К и поэтому при комнатной температуре находится в ферромагнитном состоянии; 2) при $T \sim 295$ К в этом сплаве наблюдается достаточно высокое для металлов значение $\rho = 0.83 \mu\Omega \cdot \text{m}$, что обеспечивает необходимую точность измерений (измеряемые величины пропорциональны $\sqrt{\rho}$); 3) в отличие от железа и никеля разупорядоченный сплав Pd₂AuFe характеризуется достаточно малой начальной магнитной проницаемостью ($\mu_a \approx 4.5$). Последнее обстоятельство позволяет надеяться, что ЕФР будет в меньшей степени (чем, возможно, в случае железа и никеля) маскироваться сильным изменением магнитной проницаемости, обусловленным ”механизмом Киттеля” [10]. Кроме того, использование в качестве исследуемого ферромагнитного металла разупорядоченного сплава Pd₂AuFe позволяет достаточно просто исключить возможное влияние на измеряемую величину R_s посторонних причин, не связанных с магнитным состоянием этого сплава, таких как: состояние поверхности образца (качество механической обработки, примеси паразитных фаз), аппаратные погрешности.

Известно, что изменение степени атомного порядка исходно разупорядоченного сплава Pd₂AuFe приводит к изменению его магнитных свойств. В частности, при временах низкотемпературного (при $T = 270$ К) отжига $\tau_{ann} \geq 15$ min образец уже не является магнитоупорядоченным при комнатной температуре [15]. Поэтому в настоящей работе мы также провели исследования частотных зависимостей R_s для трех частично упорядоченных сплавов с $\tau_{ann} = 15$ min, 30 min и 5 h, которые, с одной стороны, имеют такое же состояние поверхности, как и разупорядоченный сплав, а с другой стороны, являются парамагнетиками при комнатной температуре и, следовательно, не должны демонстрировать каких-либо особенностей высокочастотного отклика, связанных с отличием магнитной проницаемости от единицы.

Методика приготовления сплавов подробно описана в [16]. Исходное разупорядоченное состояние исследованных цилиндрических образцов достигалось холодной пластической деформацией (прокатка, волочение), при этом степень деформации была недостаточна, чтобы создать аморфное состояние. Увеличение плотности дислокаций при пластической деформации приводило только к

хаотическому перераспределению разноименных атомов по узлам ГЦК решетки, как это следует из данных рентгеноструктурного исследования [13].

Для измерения величины R_s в области частот (0.9–120) МГц цилиндрические образцы, указанных выше размеров, помещались в катушку колебательного контура, а для измерений в области частот (2.26–9.40) ГГц внутрь цилиндрических резонаторов, возбуждавшихся на TE_{01p} типах колебаний, в пучность магнитного поля. В обоих случаях поверхностное сопротивление определялось по изменению ширины полосы пропускания, которое возникает при замене внутри резонатора или катушки медного образца (совпадающего с исследуемым по форме и размерам) на исследуемый образец, по следующей формуле [17]:

$$R_s = R_s^{\text{Cu}} + \frac{G}{2S}(\Delta f = \Delta f_{\text{Cu}}), \quad (1)$$

где Δf и Δf_{Cu} — ширины полос пропускания резонатора или катушки, соответственно, с исследуемым и медным образцами, S — площадь поверхности образцов, R_s^{Cu} — поверхностное сопротивление меди, G — геометрический фактор (формула для G приведена в [17]). Амплитуда переменного магнитного поля в области, где помещаются образцы, имела величину $H_0 \leq 0.5$ Ое.

3. Хорошо известно [12], что в самом общем случае комплексный поверхностный импеданс Z_s однородного и изотропного проводника является функцией его относительных магнитной μ и диэлектрической ε проницаемостей (здесь и ниже все соотношения записаны в международной системе единиц СИ, комплексный временной множитель берется в виде $e^{i\omega t}$)

$$Z_s = R_s + iZ_s = \sqrt{\frac{\mu_0\mu}{\varepsilon_0\varepsilon}}, \quad (2)$$

где μ_0 — магнитная, а ε_0 — диэлектрическая проницаемости вакуума. Из формулы (2), в частности, следует, что поверхностный импеданс немагнитного ($\mu \cong 1$) проводника в условиях нормального скин-эффекта ($\varepsilon = -i\sigma/\omega\varepsilon_0$, где σ — проводимость на постоянном токе и $\omega = 2\pi\nu$) определяется соотношением

$$R_s = X_s = \sqrt{\frac{\omega\mu_0}{2\sigma}}. \quad (3)$$

На рис. 1 для разупорядоченного сплава Pd₂AuFe приведена частотная зависимость величины $r = \frac{R_s}{\sqrt{\omega\mu_0/2\sigma}}$ — отношения измеренного поверхностного сопротивления к рассчитанному по формуле (3) с использованием значения удельного статического сопротивления на постоянном токе ($\rho = \sigma^{-1}$), т.е. фактически отношения полной поглощаемой в сплаве мощности электромагнитного поля к потерям на токи Фуко.

Несмотря на отсутствие данных в интервале частот от $\nu \approx 150$ МГц до $\nu \approx 2$ ГГц (в настоящий момент для нас этот диапазон является недоступным для измерений),

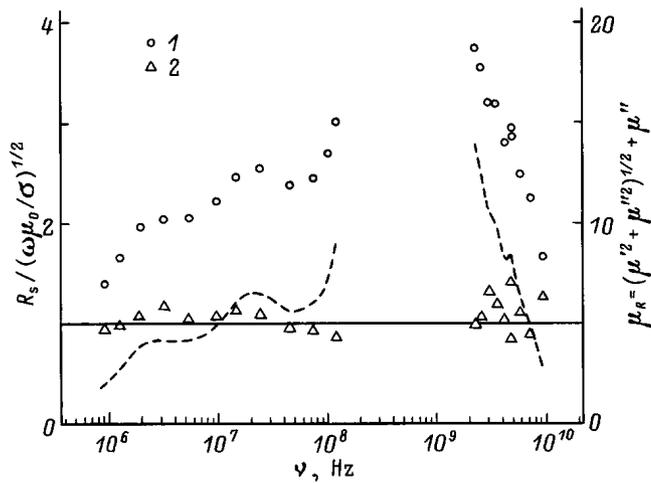


Рис. 1. Частотная зависимость величины $r = R_s / \sqrt{\omega \mu_0 / 2 \sigma}$ при $T = 295$ К и $H_{dc} = 0$. 1 — разупорядоченный сплав Pd_2AuFe , 2 — сплав Pd_2AuFe , отожженный в течение 5 h при $T = 720$ К. Сплошная линия соответствует $r = 1$. Штриховая линия показывает частотную зависимость эффективной магнитной проницаемости $\mu_R = (\mu'^2 + \mu''^2)^{1/2} + \mu''$ для разупорядоченного сплава Pd_2AuFe .

видно, что разупорядоченный сплав Pd_2AuFe в ферромагнитном состоянии в диапазоне частот от $\nu \approx 1$ МГц до $\nu \approx 10$ ГГц помимо потерь на токи Фуко имеет дополнительный вклад в поглощении мощности электромагнитного поля, резонансным образом зависящий от частоты. Кроме основного максимума при $\nu_0 \approx 1$ ГГц, частотная зависимость $r(\nu)$ для данного сплава содержит менее выраженный дополнительный максимум при $\nu_1 \approx 25$ МГц и немонотонность в виде "ступеньки" в области (1–5) МГц. Эффективная магнитная проницаемость μ_R , которую часто используют в качестве параметра, характеризующего поглощение мощности электромагнитного поля в ферромагнитном металле, связана с r следующим образом:

$$\mu_R = (\mu'^2 + \mu''^2)^{1/2} + \mu'' = r^2. \quad (4)$$

Поэтому частотная зависимость μ_R сохраняет все основные особенности зависимости $r(\nu)$ (рис. 1).

На рис. 1 приведена также частотная зависимость $r(\nu)$ для сплава Pd_2AuFe , отожженного при $T = 720$ К в течение 5 h ($\rho = 2.25 \mu\Omega \cdot \text{m}$). Видно, что для этого сплава на всех исследованных частотах в пределах погрешности измерений выполняется соотношение $r = 1$, как и должно быть для немагнитного ($\mu \approx 1$) проводника в условиях нормального скин-эффекта. В случае двух других частично упорядоченных сплавов с $\tau_{ann} = 15$ min и 30 min в исследованной области частот также выполняется соотношение (3) для R_s . Отсутствие особенностей на частотных зависимостях $r(\nu)$ для частично упорядоченных сплавов Pd_2AuFe указывает на то, что наблюдаемая для предельно разупорядоченного образца резонансная частотная зависимость $r(\nu)$ не

связана с такими причинами, как погрешность методики измерений, качество механической обработки и примеси посторонних включений на поверхности образца.

Поскольку измерения проводились при температуре ниже T_c разупорядоченного сплава Pd_2AuFe , можно считать, что наблюдаемая резонансная частотная зависимость величины r (а по сути дела потерь мощности электромагнитного поля) обусловлена частотной дисперсией комплексной магнитной проницаемости этого сплава. Из исследований магнитных спектров ферритов хорошо известно (см., например, [4]), что в рассматриваемой области частот в отсутствие постоянного внешнего магнитного поля резонансная зависимость поглощения мощности электромагнитного поля в ферромагнетике может быть обусловлена двумя причинами: 1) колебаниями границ ферромагнитных доменов; 2) естественным ферромагнитным резонансом.

Для того чтобы выяснить, с каким из двух названных выше механизмов связано появление резонанса в поглощении мощности электромагнитного поля при $\nu_0 \approx 1$ ГГц для разупорядоченного сплава Pd_2AuFe , мы провели измерения зависимостей R_s этого сплава от величины постоянного магнитного поля на пяти частотах в интервале (2.26–9.40) ГГц (H_{dc} было направлено перпендикулярно оси цилиндрического образца). На рис. 2 результаты этих измерений показаны в виде частотных зависимостей отношения $R_s / \sqrt{\omega \mu_0 / 2 \sigma}$ при фиксированных значениях H_{dc} .

Как следует из представленных на рис. 2 результатов, приложение внешнего магнитного поля приводит к сдвигу резонанса, существующего уже при $H_{dc} = 0$, в область более высоких частот. Линейный рост частоты резонанса в постоянном магнитном поле ν_H с увеличением H_{dc} (рис. 3) хорошо согласуется с тем, что должно наблюдаться в случае прецессии намагниченности в постоянном магнитном поле при $H_a \ll H_{dc}$ [2],

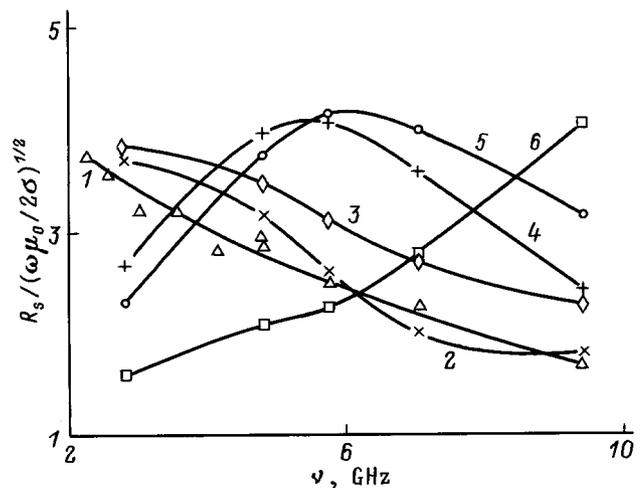


Рис. 2. Частотная зависимость величины $r = R_s / \sqrt{\omega \mu_0 / 2 \sigma}$ для разупорядоченного сплава Pd_2AuFe при $T = 295$ К. $H_{dc} = 0$ (1), 0.5 (2), 1.0 (3), 1.5 (4), 2.0 (5) и 3.5 kOe (6).

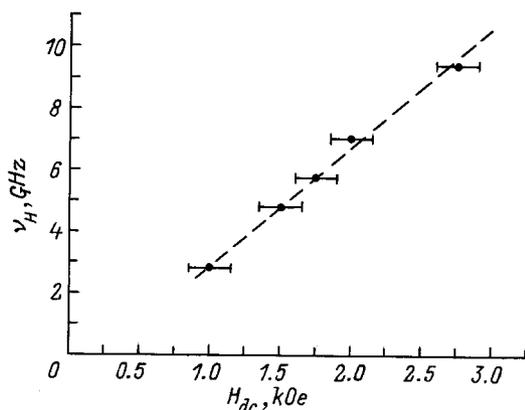


Рис. 3. Зависимость частоты резонанса в поглощении мощности электромагнитного поля ν_H от величины внешнего постоянного магнитного поля H_{dc} для разупорядоченного сплава Pd₂AuFe при $T = 295$ К.

так как влияние размагничивающих полей для образцов используемой формы мало. ² Кроме того, сохранение резонансного пика при $H_{dc} \rightarrow H_s$ ($H_s = 3.5$ kOe — поле насыщения для разупорядоченного сплава Pd₂AuFe при $T = 295$ К) исключает возможное происхождение резонанса в поглощении ($\nu_0 \approx 1$ GHz) при $H_{dc} = 0$ вследствие колебаний доменных границ.

По наклону зависимости ν_H от H_{dc} , представленных на рис. 3, можно определить [2] магнетомеханическое отношение γ и, соответственно, фактор спектроскопического расщепления g для разупорядоченного сплава Pd₂AuFe: $\gamma = (2.42 \pm 0.33) \cdot 10^7 G^{-1} \cdot s^{-1}$ и $g = (2.75 \pm 0.37)$, а также оценить поле анизотропии $H_a = 2\pi\nu_0\gamma^{-1} \approx 260$ Oe. Поскольку исследовались поликристаллические образцы, то под H_a следует понимать величину, усредненную по направлениям.

Дополнительным аргументом в пользу того, что колебания доменных границ не могут приводить к появлению основного резонансного пика ($\nu_0 \approx 1$ GHz) на зависимости $r(\nu)$ при $H_{dc} = 0$, являются простые оценки параметров доменной структуры для разупорядоченного сплава Pd₂AuFe. Известно [3], что собственная частота колебаний доменных границ ν_{DB} входит в соотношение

$$2\pi\nu_{DB}\sqrt{\mu_a} = \alpha\sqrt{\frac{d}{D}}\gamma I_s, \quad (5)$$

где безразмерный коэффициент $\alpha \sim 1$; μ_a — “квазистатическая” начальная (малые амплитуды поля) магнитная проницаемость; d — толщина доменной стенки; D — характерный размер домена; γ — магнето-

² Для рассматриваемого случая, когда координатная ось z совпадает с осью цилиндрического образца, расчеты с использованием геометрических размеров образца дают [18]: $N_x = N_y \approx 0.3$ и $N_z \approx 0.35$. Отсюда следует, что влияние размагничивающих полей $H_{dem} \leq (N_z - N_x) \cdot I_s \approx 17.25$ Oe $\ll 1$ kOe $\leq H_{dc}$ на величину ν_H пренебрежимо мало по сравнению с H_{dc} и может не учитываться (как и для сферического образца).

механическое отношение; I_s — намагниченность насыщения. Если в уравнение (5) вместо ν_{DB} подставить $\nu_0 \approx 1$ GHz, а также приведенное выше значение γ , α и соответствующие параметры для разупорядоченного сплава Pd₂AuFe: $I_s(T = 295$ K) = 345 G [16]; $\mu_a = 4.5$, то отношение $d/D = 2.76$. Это является нефизическим результатом, так как при $H_a \neq 0$ толщина доменной стенки не может превышать характерный размер доменов [3,7]. По-видимому, колебания доменных границ приводят к появлению дополнительного максимума на зависимости $r(\nu)$ при $\nu_1 \approx 25$ MHz (рис. 1). Подстановка в (5) $\nu_1 \approx 25$ MHz вместо ν_{DB} и остальных параметров, приведенных выше, дает отношение $d/D = 1.68 \cdot 10^{-3}$, что является вполне разумной величиной.

Результаты измерений частотных зависимостей R_s в постоянном магнитном поле подтверждают магнитное происхождение резонансного поглощения мощностно электромагнитного поля в разупорядоченном сплаве Pd₂AuFe при $H_{dc} = 0$ и дают основания утверждать, что наблюдаемый эффект действительно является ЕФР, обусловленным существованием в этом ферромагнитном металле внутреннего эффективного поля магнитной анизотропии H_a .

Необходимо отметить, что присутствие на поверхности металла дефектного слоя с магнитными свойствами, отличающимися от объемных, может приводить к дополнительной неоднородности магнитного момента (пространственной дисперсии магнитной восприимчивости), а следовательно, к появлению особой анизотропии поверхностного слоя, которая может оказывать существенное влияние на спектры ферромагнитного резонанса [9,19,20]. Влияние анизотропии поверхностного слоя на ферромагнитный резонанс наиболее существенно, когда толщина дефектного слоя, зависящая от способа приготовления образца, порядка глубины скин-слоя (см., например, [21]). Для того чтобы выяснить возможное влияние на спектры ЕФР такой анизотропии в нашем случае, мы сняли электрополировкой наиболее деформированную часть поверхности разупорядоченного сплава Pd₂AuFe толщиной ≈ 25 μ m. Эта величина заведомо превышает глубину скин-слоя сплава в области частот 2.26–9.40 GHz, а снятый электрополировкой объем материала составляет 2% от полного объема образца. Измерения R_s электрополированного сплава для нескольких частот в диапазоне 2.26–9.40 GHz показали, что удаление поверхностного слоя указанной толщины не приводит ни к исчезновению эффекта, ни к заметному уменьшению его величины. Отсюда можно заключить, что влияние дефектного поверхностного слоя на спектр ЕФР в разупорядоченном сплаве Pd₂AuFe незначительно.

Объемная магнитная анизотропия в разупорядоченном сплаве Pd₂AuFe, с нашей точки зрения, может быть обусловлена двумя причинами: 1) существованием выделенных направлений, по которым упорядочиваются атомы в ближайшем окружении друг друга (такой вид анизотропии, являющийся аналогом магнитокристаллической

анизотропии в кристаллических ферромагнетиках, имеет место даже в аморфных ферромагнетиках [22]); 2) магнитная анизотропия является наведенной в результате пластической деформации при приготовлении разупорядоченного сплава. Выяснение конкретного типа объемной магнитной анизотропии, являющейся причиной ЕФР для разупорядоченного сплава Pd₂AuFe, требует дополнительных исследований.

Таким образом, в данной работе впервые обнаружен естественный ферромагнитный резонанс в металлическом ферромагнетике. Это удалось осуществить благодаря удачному выбору образца (разупорядоченного сплава Pd₂AuFe), который при комнатной температуре ($T \sim 295 \text{ K} < T_c$) имеет значения ρ , μ_a , H_s и H_a , позволяющие наблюдать аномальное поведение $R_s(\nu)$ в удобном для измерений диапазоне частот в условиях слабого влияния "механизма Киттеля" [10]. ЕФР проявляется на эксперименте в виде резонансной частотной зависимости отношения измеряемого поверхностного сопротивления к рассчитываемой величине $\sqrt{\frac{\omega\mu_0}{2\sigma}}$, которая содержит вклад в R_s только от токов Фуко и не учитывает магнитных потерь. В дальнейшем представляет интерес провести одновременные измерения частотных зависимостей как R_s , так и мнимой части поверхностного импеданса X_s , так как подобные исследования позволят установить вид частотных зависимостей μ' и μ'' для ферромагнитного металла в области ЕФР.

Авторы признательны В.П. Дякиной, Е.Г. Герасимову и А.В. Королеву за содействие при проведении измерений.

Исследования, выполненные в настоящей работе, оказались возможными при частичной поддержке Международного научного фонда (грант N NMI000).

Список литературы

- [1] Ферромагнитный резонанс. Сборник статей / Под ред. С.В. Вонсовского. М. (1961). 343 с.
- [2] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Наука, М. (1994). 464 с.
- [3] С. Тикадзуми. Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения. Мир, М. (1987). 420 с.
- [4] Г.Ж. Ранкис. Динамика намагничивания поликристаллических ферритов. Зинатне, Рига (1981). 186 с.
- [5] L. Landau, E. Lifschitz. Phys. Z. Sowjetunion **8**, 153 (1935) (Собрание трудов Л.Д. Ландау / Под ред. Е.М. Лифшица. Наука, М. (1969) Т. 1. С. 128).
- [6] Л.А. Фоменко. УФН **64**, 669 (1958).
- [7] С.В. Вонсовский. Магнетизм. Наука, М. (1971). 1032 с.
- [8] S.M. Bhagat. In: Techniques of Metals Research VI. Wiley, N.Y. (1973). P. 79.
- [9] Z. Frait, D. Fraitova. In: Spin waves and magnetic excitations / Ed. by A.S. Borovik–Romanov and S.K. Sinha. North–Holland, Amsterdam (1988). Pt. 2. P. 1.
- [10] S. Kittel. Phys. Rev. **70**, 281 (1946). (перевод на русский язык см. в [4]. С. 208).
- [11] Ч. Киттель. Введение в физику твердого тела. Наука, М. (1978). 696 с.
- [12] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Наука, М. (1982). 620 с.
- [13] И.Н. Сачков, Л.С. Чемеринская, В.В. Овчинников. ФТТ **38**, 2, 603 (1996).
- [14] А.А. Куранов, В.П. Дякина, Ю.Г. Игнатенко и др. ФММ **53**, 931 (1982).
- [15] Ю.А. Верещагин, М.А. Алексеева, С.В. Грищенко, П.В. Гельд, Г.П. Гасникова. ФММ **68**, 697 (1989).
- [16] М.А. Бороздина, Ю.А. Верещагин, Ф.А. Сидоренко, А.А. Куранов, П.В. Гельд, Ю.Г. Карпов. ФММ **56**, 80 (1983).
- [17] D.N. Kourov, A.S. Shcherbakov. Rev. Sci. Instr. **67**, 274 (1996).
- [18] M. Sato, Y. Ishii. J. Appl. Phys. **66**, 983 (1989).
- [19] М.И. Каганов, Юй Лу. Изв. АН СССР. Серия физ. **25**, 1375 (1961).
- [20] Z. Frait, D. Fraitova, N. Zarubova. Phys. Stat. Sol. (b) **128**, 219 (1985).
- [21] М.И. Каганов, Г. Пааш. ФТТ **17**, 9, 2731 (1975).
- [22] К. Хандрих, С. Кобе. Аморфные ферро- и ферримагнетики. Мир, М. (1982). 293 с.