

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 539.216.2:537.635;537.876.4

ДИНАМИЧЕСКАЯ МАГНИТНАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ КОМПОЗИТНЫХ СРЕД С НЕСФЕРИЧЕСКИМИ ФЕРРОМАГНИТНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

© 2022 г. Д. В. Перов^а, А. Б. Ринкевич^{а, *}

^аИнститут физики металлов имени М.Н. Михеева УРО РАН,
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108 Россия

*e-mail: rin@imp.uran.ru

Поступила в редакцию 07.06.2021 г.

После доработки 24.10.2021 г.

Принята к публикации 26.10.2021 г.

Предложен метод расчета микроволновой магнитной проницаемости намагниченного композита с частицами в форме эллипсоида. Оси эллипсоидов различным образом ориентированы относительно осей координат. Определена зависимость компонент тензора проницаемости и эффективной магнитной проницаемости от магнитного поля и частоты. Проведен расчет полевой зависимости эффективной магнитной проницаемости для композитов с частицами в форме, близкой к сфере, а также чешуек и иголок.

Ключевые слова: композиты, магнитные частицы, тензор магнитной проницаемости, комплексная эффективная магнитная проницаемость, ферромагнитный резонанс

DOI: 10.31857/S0015323022020097

ВВЕДЕНИЕ

Подробный обзор теоретических моделей, используемых для описания магнитных свойств композитных материалов различных классов с помощью введения эффективной магнитной проницаемости, приведен в монографии [1]. Частотная дисперсия магнитной проницаемости в композитах на высоких частотах была рассмотрена в [2, 3]. Методы прохождения и отражения электромагнитных волн в широком частотном диапазоне были использованы для исследования магнитной проницаемости гранулярных систем [4]. Композиты, содержащие ферромагнитные металлические частицы, часто применяют в качестве радиопоглощающих материалов. В качестве материала частиц выбирают металлы и сплавы с высокой проницаемостью. Высокая эффективность электромагнитного экранирования получена для композитов, состоящих из частиц в форме чешуек в полимерной матрице [5]. Хорошие результаты экранирования в интервале частот 2–18 ГГц показал композит с частицами из сплава $\text{Fe}_{16}\text{Ni}_{82}\text{Mo}_2$ [6].

Как правило, в литературе рассматривается случай, когда формулы для эффективной высокочастотной магнитной проницаемости композита выводятся и применяются при отсутствии внешнего магнитного поля. Однако в ферромагнитной среде, помещенной в магнитное поле, на микро-

волновых частотах могут наблюдаться резонансные явления, такие как ферромагнитный резонанс (ФМР) и антирезонанс [7]. Как отмечается в [3], формулы для эффективной магнитной проницаемости, учитывающие только проницаемости и объемные доли компонентов, оказываются не в состоянии правильно описать изменения проницаемости, происходящие в области резонансов. Необходимо учитывать ориентацию векторов магнитного поля волны и внешнего поля, форму и пространственную ориентацию частиц композита. Сплавы типа “файнмет” считаются подходящими для создания композитов благодаря высокой магнитной проницаемости [8]. Наблюдалось сильное изменение микроволновых коэффициентов прохождения и отражения для композита, содержащего чешуйки из сплава типа файнмет [9]. Этот композит без внешнего магнитного поля имеет свойства диэлектрика с потерями. Оценки показателя рефракции показали, что в области ФМР действительная и мнимая части этого коэффициента одного порядка, что характерно для проводящих сред. Для выполнения более точных расчетов требуется расчет микроволновой магнитной проницаемости композита, учитывающий форму и пространственную ориентацию частиц.

Проблемы расчета динамической магнитной проницаемости композитов рассмотрены в рабо-

тах [10–12]. В работе [12] сделана попытка ввести эффективный размагничивающий фактор для совокупности частиц. Концепция эффективного размагничивающего фактора позволила правильно описать спектры ФМР для композита с частицами сферической формы [13]. Однако для композитов, содержащих частицы другой, отличной от сферической формы, требуется иная методика расчета. В этой работе предложена методика расчета эффективной магнитной проницаемости поперечно намагниченных композитных материалов, содержащих ферромагнитные частицы в форме эллипсоида с произвольно ориентированными осями. Она дает возможность описания магнитных резонансов в композитах. Некоторые предварительные результаты, полученные по предлагаемой методике, представлены в [14]. В этой работе выполнен расчет зависимостей микроволновой магнитной проницаемости от напряженности магнитного поля для трех типов частиц: в форме, близкой к сферической, в форме чешуйки и в форме цилиндра при случайной пространственной ориентации частиц.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ КОМПОЗИТНОЙ СРЕДЫ

Линеаризованное уравнение Ландау–Лифшица для одной частицы из ферромагнитного материала в виде эллипсоида вращения, может быть записано, как [15]

$$i\omega\mathbf{m} + \gamma\mathbf{m} \times (\mathbf{H} - \tilde{\mathbf{N}}\mathbf{M}) + \gamma(\tilde{\mathbf{N}}\mathbf{m}) \times \mathbf{M} + \frac{i\alpha\omega}{M_s}\mathbf{m} \times \mathbf{M} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{h}, \quad (1)$$

где $\omega = 2\pi f$ – круговая частота, α – параметр диссипации, $\tilde{\mathbf{N}}$ – тензор размагничивания частицы, $N_{11} + N_{22} + N_{33} = 4\pi$, \mathbf{m} и \mathbf{M} – векторы, соответственно, переменной и постоянной (равновесной) намагниченности, M_s – намагниченность насыщения ферромагнетика, γ – гиромагнитная постоянная. В (1) не учитывается магнитная анизотропия. Заметим, что $|\mathbf{M}| = M_s$. Будем полагать, что вектор поля намагничивания направлен параллельно оси z , т.е. $\mathbf{H} = (00H_z)$. Если поле намагничивания достаточно велико – $H_z \geq 4\pi M_s$, то для проекций вектора \mathbf{M} на оси координат будут выполняться соотношения $M_x \ll M_z$ и $M_y \ll M_z$. В таком случае, можно полагать, что $\mathbf{M} = (00M_z)$, т.е. практически $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}$. Тогда тензор магнитной восприимчивости для ферромагнитной частицы будет иметь вид:

$$\tilde{\chi} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & 0 \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

а его компоненты –

$$\chi_{xx} = \frac{M_z \left[H_z + \frac{i\omega\alpha}{\gamma} - (N_{33} - N_{22}) M_z \right]}{D},$$

$$\chi_{xy} = \frac{M_z \left[\frac{i\omega}{\gamma} - N_{12} M_z \right]}{D},$$

$$\chi_{yx} = -\frac{M_z \left[\frac{i\omega}{\gamma} + N_{12} M_z \right]}{D},$$

$$\chi_{yy} = \frac{M_z \left[\gamma H_z + \frac{i\omega\alpha}{\gamma} - \gamma(N_{33} - N_{11}) M_z \right]}{D},$$

где

$$D = \left[H_z + \frac{i\omega\alpha}{\gamma} - (N_{33} - N_{11}) M_z \right] \times \\ \times \left[H_z + \frac{i\omega\alpha}{\gamma} - (N_{33} - N_{22}) M_z \right] - \\ - (N_{12} M_z)^2 - \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2.$$

Соответствующий тензор динамической магнитной проницаемости $\tilde{\mu} = \tilde{\mathbf{I}} + 4\pi\tilde{\chi}$ имеет вид [7]:

$$\tilde{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & 0 \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Его компоненты определяются следующими формулами:

$$\mu_{xx} = 1 + \frac{\omega_M [\omega_H + i\omega\alpha - (\tilde{N}_{33} - \tilde{N}_{22}) \omega_M]}{\tilde{D}},$$

$$\mu_{xy} = \frac{\omega_M [i\omega - \tilde{N}_{12} \omega_M]}{\tilde{D}},$$

$$\mu_{yx} = -\frac{\omega_M [i\omega + \tilde{N}_{12} \omega_M]}{\tilde{D}},$$

$$\mu_{yy} = 1 + \frac{\omega_M [\omega_H + i\omega\alpha - (\tilde{N}_{33} - \tilde{N}_{11}) \omega_M]}{\tilde{D}},$$

$$\tilde{D} = [\omega_H + i\omega\alpha - (\tilde{N}_{33} - \tilde{N}_{11}) \omega_M] \times \\ \times [\omega_H + i\omega\alpha - (\tilde{N}_{33} - \tilde{N}_{22}) \omega_M] - \\ - (\tilde{N}_{12} \omega_M)^2 - \omega^2. \quad (2)$$

В формулах (2) использованы обозначения: $\omega_M = \gamma H_z$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_z$, приведенный тензор размагничивающих факторов $\tilde{\mathbf{N}} = \frac{1}{4\pi} \cdot \tilde{\mathbf{N}}$, $\tilde{N}_{11} + \tilde{N}_{22} + \tilde{N}_{33} = 1$.

Далее перейдем к описанию композитной среды, образованной одинаковыми ферромагнитными частицами, которые помещены в матрицу из немагнитного материала. Магнитные свойства любого элементарного объема такой среды считаем одинаковыми. Размеры этого объема много меньше длины распространяющейся в среде электромагнитной волны, но много больше размеров любой магнитной частицы.

Для расчета тензора магнитной проницаемости композитной среды необходимо, во-первых, задать модель смещения, определяющую вклад различных компонент такой среды в эффективную магнитную проницаемость, и, во-вторых, учесть взаимное влияние магнитных частиц друг на друга.

Пусть \mathbf{H}_i и \mathbf{H} – это, соответственно, напряженности постоянного магнитного поля внутри отдельной ферромагнитной частицы и во внешней по отношению к ней среде. Связь между этими полями задается соотношением [7, 15]

$$\mathbf{H}_i = \mathbf{H} - 4\pi\tilde{\mathbf{N}}\mathbf{M}. \quad (3)$$

Магнитное поле в элементарном объеме однородной композитной среды фактически является результатом усреднения полей внутри и вне множества магнитных частиц, располагающихся в этом объеме. Количество магнитного вещества в композите определяется его объемной долей θ_v . Если $\theta_v \ll 1$, то среднее поле мало отличается от поля в немагнитной среде. Однако, по мере увеличения θ_v , отличие этих полей становится все больше.

Как показано в [13, 16], изменения полей могут учитываться посредством замены тензора размагничивания для единственной частицы $\tilde{\mathbf{N}}$ в тех формулах, где он используется, эффективным тензором размагничивания $\tilde{\mathbf{L}}$, который зависит от θ_v следующим образом. При $\theta_v \rightarrow 0$, должно быть $\tilde{\mathbf{L}} \approx \tilde{\mathbf{N}}$, где $\tilde{\mathbf{N}}$ – тензор размагничивания для единственной частицы заданной формы, он, в частности, используется при вычислении компонент тензора $\tilde{\mathbf{\mu}}$ в соответствие с формулами (2). В то время, как при $\theta_v \rightarrow 1$ эффективный тензор размагничивания становится нулевым, что соответствует неограниченной магнитной среде.

Согласно [13, 16], удовлетворяющий указанным условиям эффективный тензор размагничивания может быть определен, как

$$\tilde{\mathbf{L}} = (\tilde{\mathbf{\mu}} - \tilde{\mathbf{\mu}}^m) \cdot (\tilde{\mathbf{\mu}}^m \cdot (\tilde{\mathbf{\mu}} - \tilde{\mathbf{I}}))^{-1} \cdot \tilde{\mathbf{N}}, \quad (4)$$

где $\tilde{\mathbf{\mu}}^m$ – эффективный тензор магнитной проницаемости композитной среды.

Формула для определения тензора $\tilde{\mathbf{\mu}}^m$ для среды, содержащей равномерно распределенные в

немагнитной матрице одинаковые ферромагнитные частицы, может быть определена на основе линейного закона смещения или формулы Зильберштейна [1, 10]

$$\tilde{\mathbf{\mu}}^m = (1 - \theta_v) \cdot \tilde{\mathbf{I}} + \theta_v \cdot \tilde{\mathbf{\mu}}. \quad (5)$$

Подставляя формулу (5) в выражение (4), получаем, что

$$\tilde{\mathbf{L}} = (1 - \theta_v) \cdot (\tilde{\mathbf{I}} + \theta_v \cdot (\tilde{\mathbf{\mu}} - \tilde{\mathbf{I}}))^{-1} \cdot \tilde{\mathbf{N}}. \quad (6)$$

Заметим, что, как уже было отмечено ранее, в формулах (4)–(6) при использовании тензора $\tilde{\mathbf{\mu}}$ подразумевается, что в формулах (2) компоненты тензора $\tilde{\mathbf{N}}$ необходимо заменить соответствующими компонентами тензора $\tilde{\mathbf{L}}$ в соответствии с (4).

Таким образом, формулы (5) и (6) показывают, что поскольку тензоры $\tilde{\mathbf{\mu}}$ и $\tilde{\mathbf{L}}$ зависят друг от друга, то задача нахождения $\tilde{\mathbf{L}}$ и $\tilde{\mathbf{\mu}}^m$ является, вообще говоря, самосогласованной. Однако, в первом приближении, при малых концентрациях θ_v , такой зависимостью между $\tilde{\mathbf{\mu}}$ и $\tilde{\mathbf{L}}$ можно пренебречь. В этом случае формулу (6) можно переписать в виде $\tilde{\mathbf{L}} \approx (1 - \theta_v) \cdot \tilde{\mathbf{N}}$. Тогда, используя формулу (5), можно записать:

$$\tilde{\mathbf{\mu}}^m = (1 - \theta_v) \cdot \tilde{\mathbf{I}} + \theta_v \cdot \tilde{\mathbf{\mu}} = \begin{pmatrix} \mu_{xx}^m & \mu_{xy}^m & 0 \\ \mu_{yx}^m & \mu_{yy}^m & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \mu_{xx}^m &= 1 + \theta_v \frac{\omega_M [\omega_H + i\omega\alpha - (\tilde{N}_{33} - \tilde{N}_{22})(1 - \theta_v)\omega_M]}{\hat{D}}, \\ \mu_{xy}^m &= \frac{\theta_v \omega_M [i\omega - \tilde{N}_{12}(1 - \theta_v)\omega_M]}{\hat{D}}, \\ \mu_{yx}^m &= -\frac{\theta_v \omega_M [i\omega + \tilde{N}_{12}(1 - \theta_v)\omega_M]}{\hat{D}}, \\ \mu_{yy}^m &= 1 + \theta_v \frac{\omega_M [\omega_H + i\omega\alpha - (\tilde{N}_{33} - \tilde{N}_{11})(1 - \theta_v)\omega_M]}{\hat{D}}, \\ \hat{D} &= [\omega_H + i\omega\alpha - (\tilde{N}_{33} - \tilde{N}_{11})(1 - \theta_v)\omega_M] \times \\ &\times [\omega_H + i\omega\alpha - (\tilde{N}_{33} - \tilde{N}_{22})(1 - \theta_v)\omega_M]^2 - \\ &- (\tilde{N}_{12}(1 - \theta_v)\omega_M)^2 - \omega^2. \end{aligned} \quad (8)$$

Ранее мы полагали, что магнитные частицы в среде одинаковы, то есть являются эллипсоидами вращения с одними и теми же отношениями размеров в полусосей, которые одинаково ориентированы в пространстве. Теперь рассмотрим применение формул (7) и (8) для композитной среды, содержащей ансамбль таких же частиц, каждая из которых, однако, ориентирована в пространстве

случайным образом. В этом случае для получения усредненного эффективного тензора магнитной проницаемости композитной среды $\langle \tilde{\mu}^m \rangle$ необхо-

димо провести статистическое усреднение элементов тензора $\tilde{\mu}^m$ с учетом различной пространственной ориентации магнитных частиц:

$$\langle \tilde{\mu}^m \rangle = (1 - \theta_v) \cdot \tilde{\mathbf{I}} + \theta_v \cdot \langle \tilde{\mu} \rangle = \left\langle \begin{pmatrix} \mu_{xx}^m(\Theta) & \mu_{xy}^m(\Theta) & 0 \\ \mu_{yx}^m(\Theta) & \mu_{yy}^m(\Theta) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \right\rangle, \quad (9)$$

$$\mu_{xx}^m(\Theta) = 1 + \frac{\theta_v \omega_M(\Theta) [\omega_H + i\omega\alpha - (\tilde{N}_{33}(\Theta) - \tilde{N}_{22}(\Theta))(1 - \theta_v) \omega_M(\Theta)]}{\hat{D}(\Theta)},$$

$$\mu_{xy}^m(\Theta) = \frac{\theta_v \omega_M(\Theta) [i\omega - \tilde{N}_{12}(\Theta)(1 - \theta_v) \omega_M(\Theta)]}{\hat{D}(\Theta)},$$

$$\mu_{yx}^m(\Theta) = -\frac{\theta_v \omega_M(\Theta) [i\omega + \tilde{N}_{12}(\Theta)(1 - \theta_v) \omega_M(\Theta)]}{\hat{D}(\Theta)},$$

$$\mu_{yy}^m(\Theta) = 1 + \frac{\theta_v \omega_M(\Theta) [\omega_H + i\omega\alpha - (\tilde{N}_{33}(\Theta) - \tilde{N}_{11}(\Theta))(1 - \theta_v) \omega_M(\Theta)]}{\hat{D}(\Theta)}, \quad (10)$$

где

$$\hat{D}(\Theta) = [\omega_H + i\omega\alpha - (\tilde{N}_{33}(\Theta) - \tilde{N}_{11}(\Theta))(1 - \theta_v) \omega_M(\Theta)] \times \\ \times [\omega_H + i\omega\alpha - (\tilde{N}_{33}(\Theta) - \tilde{N}_{22}(\Theta))(1 - \theta_v) \omega_M(\Theta)] - (\tilde{N}_{12}(\Theta)(1 - \theta_v) \omega_M(\Theta))^2 - \omega^2,$$

$$\tilde{\mathbf{N}}(\Theta) = \begin{pmatrix} \tilde{N}_{11}(\Theta) & \tilde{N}_{12}(\Theta) & \tilde{N}_{13}(\Theta) \\ \tilde{N}_{21}(\Theta) & \tilde{N}_{22}(\Theta) & \tilde{N}_{23}(\Theta) \\ \tilde{N}_{31}(\Theta) & \tilde{N}_{32}(\Theta) & \tilde{N}_{33}(\Theta) \end{pmatrix},$$

$$\omega_M(\Theta) = 4\pi\gamma M_z(\Theta).$$

В (9) и (10) введен вектор $\Theta = (\alpha\beta\gamma)$, определяющий вращение магнитной частицы относительно осей координат x, y, z на углы α, β, γ соответственно. Поясним выбор направления осей системы координат в данном случае. Рассмотрим исходную ориентацию магнитной частицы в виде эллипсоида вращения, главные оси которого направлены вдоль осей x, y, z , причем ось z , как это и предполагалось ранее, располагается по направлению вектора поля намагничивания. Все другие случайные ориентации частиц задаются относительно исходной посредством вектора Θ . Он обуславливает, во-первых, изменение тензора размагничивания частицы $\tilde{\mathbf{N}}\Theta$, во-вторых, изменение величины M_z , а, следовательно, и $\omega_M\Theta$, при таком изменении. При выполнении статистического усреднения по формулам (9) и (10) предполагается, что каждый из углов α, β, γ — элементов вектора Θ , является независимой случайной величиной, равномерно распределенной в интервале $[-\pi; \pi]$.

Если предположить, что волновой вектор электромагнитной волны, распространяющейся в композитной среде, направлен вдоль оси y , а поле намагничивания — вдоль оси z , то элементы тензора магнитной проницаемости вида (7) или (9) будут входить в волновое число в виде определенной комбинации — скалярной величины, называемой эффективной магнитной проницаемостью μ_{eff} .

Можно показать, что эффективная магнитная проницаемость, соответствующая тензору (7), выражается формулой:

$$\mu_{\text{eff}} = \mu_{xx}^m - \frac{\mu_{xy}^m \mu_{yx}^m}{\mu_{yy}^m}. \quad (11)$$

Аналог данной формулы для случая неограниченной однородной ферромагнитной среды, когда тензор магнитной проницаемости имеет вид (2) при условии, что $\tilde{\mathbf{N}} = \mathbf{0}$, приведен в [7, 15].

Значение усредненной эффективной магнитной проницаемости для ансамбля случайно ориентированных частиц определяется по аналогии с формулой (11) с использованием тензора (9), как

$$\langle \mu_{\text{eff}} \rangle = \langle \mu_{\text{eff}}(\Theta) \rangle = \\ = \left\langle \mu_{xx}^m(\Theta) - \frac{\mu_{xy}^m(\Theta) \cdot \mu_{yx}^m(\Theta)}{\mu_{yy}^m(\Theta)} \right\rangle. \quad (12)$$

Формулы (10), (12) будут использованы для выполнения расчетов резонансных изменений эффективной магнитной проницаемости намагниченной композитной среды. В этой статье предполагается, что частицы имеют форму эллипсоида вращения, что обеспечивает однородность постоянного магнитного поля внутри них. Изменение соотношений между полуосями эллипсоидов позволяет моделировать различные виды композитов. Например, если длина всех полуосей одного порядка, то моделируются частицы в форме эллипсоида, близкого к сфере. Если длина двух полуосей значительно больше третьей, то моделируются частицы типа чешуек. Наконец, если длина одной полуоси много больше двух других, то моделируются частицы, похожие на иголки.

ПРИМЕРЫ РАСЧЕТА МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ КОМПОЗИТНОЙ СРЕДЫ

Для расчетов примем следующие параметры: намагниченность насыщения материала частиц $M_s = 560$ Гс, соответствующая сплаву “файнмет” [8]; постоянная затухания в магнитной системе $\alpha = 0.05$; частота микроволн $f = 30$ ГГц. Предполагается также, что ориентация магнитных частиц случайна. Интервал напряженности магнитного поля при расчетах выбран в диапазоне до 30 кЭ. Это сделано с целью получения общего представления о характере рассчитанных полевых зависимостей эффективных магнитных проницаемостей композитной среды несмотря на то, что, как это было отмечено ранее, используемая модель применима, строго говоря, при выполнении условия $H_c \geq 4\pi M_s$. Аналогичными соображениями обусловлен выбор используемых при расчетах значений параметра θ_v , которые в некоторых случаях несколько выходят за рамки сделанного ранее предположения о том, что $\theta_v \ll 1$.

Рассмотрим сначала случай, когда частицы имеют следующие размеры полуосей: $a = b = 25$ мкм, $c = 10$ мкм. Это композит с частицами типа “сплюснутый сфероид”. Расчет ведется по ансамблю из 10000 частиц. Результаты расчета полевой зависимости эффективной магнитной проницаемости показаны на рис. 1.

На рис. 1а показаны зависимости, рассчитанные для нескольких значений объемной доли частиц в композите θ_v . С ростом концентрации частиц величина резонансных изменений, разумеется, возрастает, но тип зависимостей сохраняется. Отметим, что резонансные изменения в неоднородной в магнитном отношении среде занимают широкую область полей от ~ 5 до ~ 12 кЭ, несмотря на малую величину постоянной $\alpha = 0.05$. Для сравнения на рис. 1б приведены аналогичные зависимости для материала частиц. На рис. 1в пока-

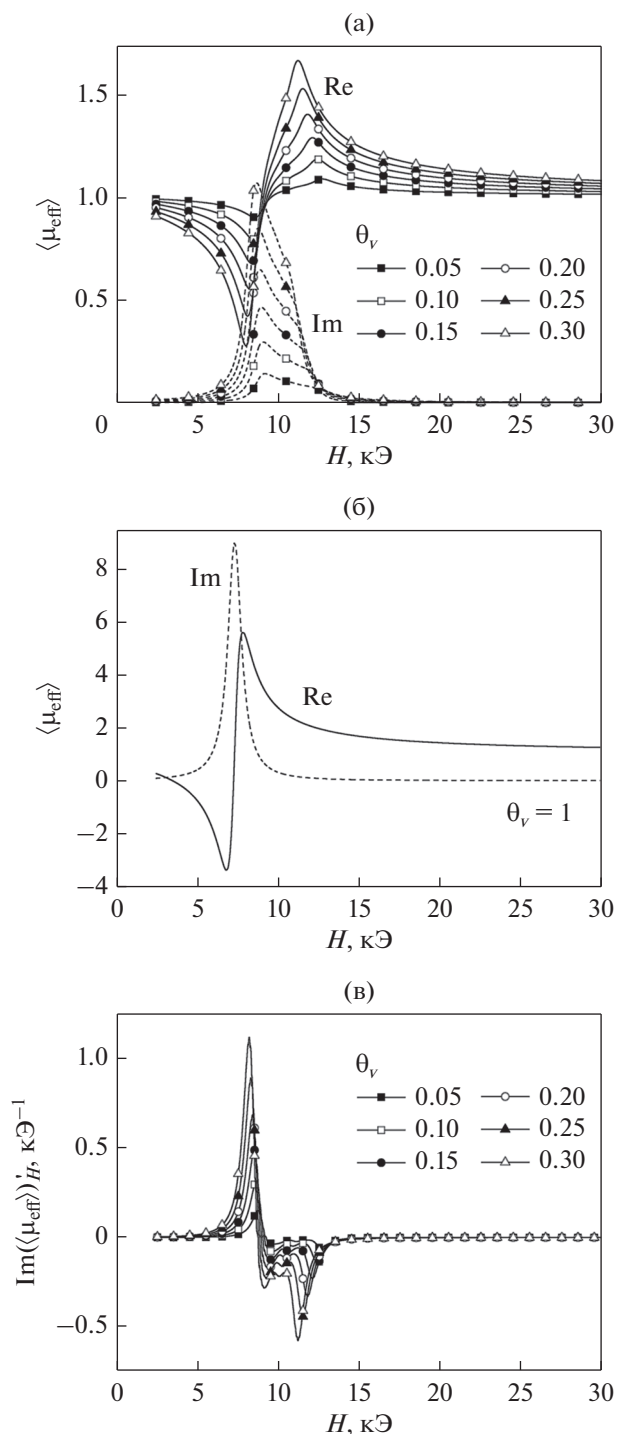


Рис. 1. Зависимости от магнитного поля действительной и мнимой частей эффективной магнитной проницаемости композита с частицами сфероидальной формы с полуосями $a = b = 25$ мкм, $c = 10$ мкм (а) и материала частиц (б). Зависимости производной по магнитному полю мнимой части эффективной магнитной проницаемости композита (в). Частота 30 ГГц.

заны полевые зависимости производной мнимой части эффективной магнитной проницаемости композита по магнитному полю. Подобным об-

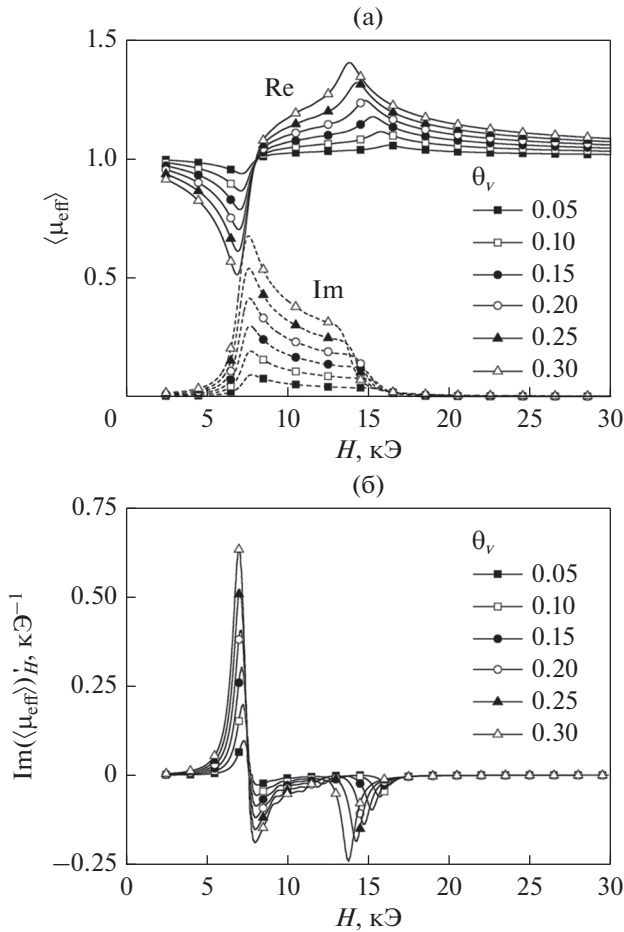


Рис. 2. Зависимости от магнитного поля действительной и мнимой частей эффективной магнитной проницаемости композита с частицами типа чешуек с полуосями $a = b = 25$ мкм, $c = 1$ мкм (а). Зависимости производной по магнитному полю мнимой части эффективной магнитной проницаемости композита (б). Частота 30 ГГц.

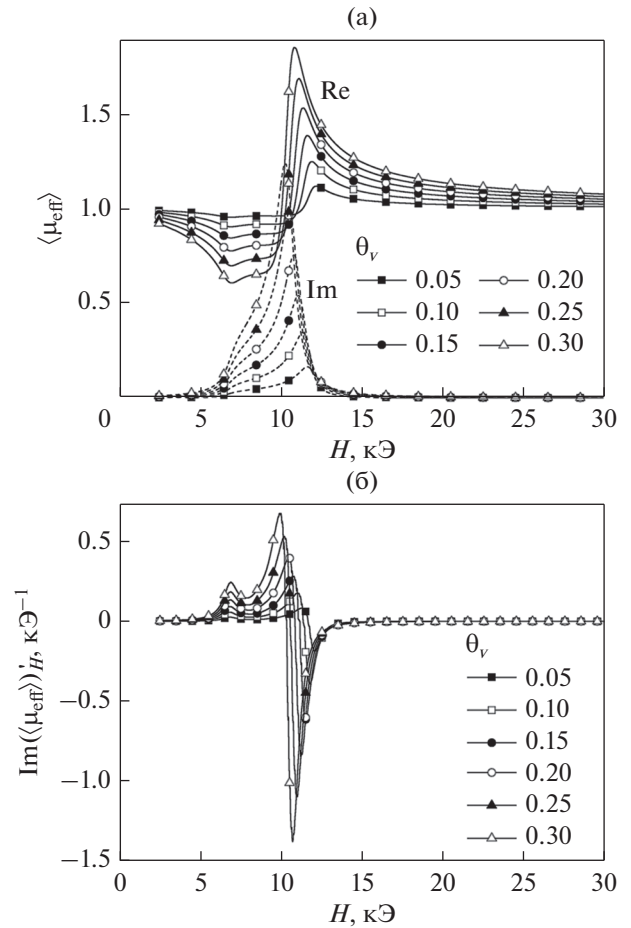


Рис. 3. Зависимости от магнитного поля действительной и мнимой частей эффективной магнитной проницаемости композита с частицами типа иголок с полуосями $a = 25$ мкм, $b = c = 1$ мкм (а). Зависимости производной по магнитному полю мнимой части эффективной магнитной проницаемости композита (б). Частота 30 ГГц.

разом будет выглядеть линия резонанса, зарегистрированная в спектрометре с модуляцией магнитного поля.

Рассмотрим теперь полевую зависимость эффективной магнитной проницаемости композита с частицами в форме чешуек. Частицы имеют следующие размеры полуосей: $a = b = 25$ мкм, $c = 1$ мкм. Расчет ведется по ансамблю из 10000 частиц. Результаты расчета полевой зависимости эффективной магнитной проницаемости для нескольких значений объемной доли частиц в композите θ_v показаны на рис. 2. С ростом концентрации частиц величина резонансных изменений, как и в предыдущем случае, возрастает. По-прежнему, тип зависимостей при увеличении концентрации сохраняется: резонансные изменения занимают широкую область полей от ~ 6 до ~ 14 кЭ, при малой величине постоянной $\alpha = 0.05$.

На рис. 2б показаны полевые зависимости производной мнимой части эффективной магнитной проницаемости композита по магнитному полю. В этом случае композита с частицами типа чешуек мы видим особенности отрицательных значений производной проницаемости: производные от низко- и высоко-полевой частей резонанса четко разделены по магнитному полю.

Вместо одного минимума для одной линии получилось два. Эту особенность следует учитывать при анализе экспериментальных данных ФМР в сильно неоднородных композитных материалах.

Теперь рассмотрим полевую зависимость эффективной магнитной проницаемости композита с частицами в форме иголок. Частицы имеют следующие размеры полуосей: $a = 25$ мкм, $b = c = 1$ мкм. Расчет ведется по ансамблю из 10000 частиц. Результаты расчета полевой зависимости эффективной магнитной проницаемости показаны на рис. 3.

На рис. 3а показаны зависимости, рассчитанные для нескольких значений объемной доли частиц в композите θ_v . С ростом концентрации частиц величина резонансных изменений возрастает. По-прежнему, тип зависимостей при увеличении концентрации сохраняется, и резонансные изменения занимают широкую область полей. На рис. 3б показаны полевые зависимости производной мнимой части эффективной магнитной проницаемости композита по магнитному полю. В этом случае композита с частицами типа иголок отмечены следующие особенности: в полевой зависимости мнимой части проницаемости высокополевое крыло значительно уже, чем низкополевое. В результате на зависимости производной проницаемости максимумов получилось два, а минимум один. Абсолютная величина минимума в зависимости производной значительно больше, чем величина максимумов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе разработана методика расчета динамической магнитной проницаемости намагниченного макроскопически однородного композита с ферромагнитными частицами, имеющими форму эллипсоида. Метод пригоден при изменении осей эллипсоида в широких пределах, что дает возможность моделировать композиты с частицами сферической и близкой к сферической форме, с частицами в форме чешуек и в форме иголок. Метод позволяет выполнить расчет эффективной магнитной проницаемости намагниченного композита с частицами как ориентированными одинаково, так и для случайно ориентированного ансамбля частиц.

Выполнен расчет зависимости эффективной магнитной проницаемости композита от магнитного поля при нескольких значениях концентрации ферромагнитных частиц для трех типов частиц: сплюснутого сфероида, чешуек, иголок. Показано, что резонансная особенность занимает широкую область полей, несмотря на малую величину постоянной затухания в магнитной системе. Показано, что форма резонансной зависимости в случае частиц в форме иголок значительно отличается от двух других случаев. Сопоставление экспериментальных данных и результатов расчетов коэффициентов прохождения и отражения микроволн для композита с частицами в форме чешуек, для которых использован рассмотренный в данной статье метод расчета магнитной проницаемости, показало разумное согласие [14].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-02-00135.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Sihvola A.* Electromagnetic mixing formulas and applications. London: The Institution of Electrical Engineers, 1999. 284 p.
2. *Lagarkov A.N., Rozanov K.N.* High-frequency behavior of magnetic composites // JMMM. 2009. V. 321. P. 2082–2092.
3. *Старостенко С.Н., Розанов К.Н., Лагарьков А.Н.* Электрические и магнитные свойства “модели смешения бинарных гетерогенных систем” // ФММ. 2021. Т. 122. № 4. С. 347–369.
4. *Brosseau C., Talbot P.* Effective magnetic permeability of Ni and Co micro- and nanoparticles embedded in a ZnO matrix // J. Appl. Phys. 2005. V. 97. № 10. P. 104325.
5. *Lan M., Cai J., Zhang D., Yuan L., Xu Y.* Electromagnetic shielding effectiveness and mechanical property of polymer–matrix composites containing metallized conductive porous flake-shaped diatomite // Composites: Part B. 2014. V. 67. P. 132–137.
6. *Yang R.B., Liang W.F.* Microwave absorbing characteristics of flake-shaped FeNiMo/epoxy composites // J. Appl. Phys. 2013. V. 113. P. 17A315.
7. *Гуревич А.Г.* Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 591 с.
8. *Степанова Е.А., Волчков С.О., Лушкина В.А., Шишкин Д.А., Худякова Д.М., Larrañaga A., Курляндская Г.В.* Структура, магнитные свойства и магнитный импеданс быстрозакаленных лент сплавов на основе finemet в исходном состоянии и после термической обработки // ФММ. 2020. Т. 121. № 10. С. 1052–1058.
9. *Ринкевич А.Б., Рябков Ю.И., Перов Д.В., Пахомов Я.А., Кузнецов Е.А.* Прохождение микроволн через композитный материал с частицами из сплава Fe–Si–Nb–Cu–B // ФММ. 2021. Т. 122. № 4. С. 377–383.
10. *Ramprasad R., Zurcher P., Petras M., Miller M.* Magnetic properties of metallic ferromagnetic nanoparticle composites // J. Appl. Phys. 2004. V. 96. P. 519–529.
11. *Rinkevich A.B., Korolev A.V., Samoylovich M.I., Klesheva S.M., Perov D.V.* Magnetic properties of nanocomposites based on opal matrices with embedded ferrite-spinel nanoparticles // JMMM. 2016. V. 399. P. 216–220.
12. *Skomski R., Hadjipanayis G.C., Sellmyer D.J.* Effective demagnetizing factors of complicated particle mixtures // IEEE Trans. Magn. 2007. V. 43. № 6. P. 2956–2958.
13. *Chevalier A., Mattei J.-L., Le Floc’h M.* Ferromagnetic resonance of isotropic heterogeneous magnetic materials: theory and experiments // JMMM. 2000 V. 215–216. P. 66–68.
14. *Ринкевич А.Б., Перов Д.В.* Определение эффективной магнитной проницаемости нанокompозитных сред // Докл. Рос. акад. наук. Физ., техн. науки. 2021. Т. 499. С. 22–24.
15. *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994. 464 с.
16. *Mattei J.-L., Le Floc’h M.* A numerical approach of the inner demagnetizing effects in soft magnetic composites // JMMM. 2000. V. 215–216. P. 589–591.