05,10

Нутационный резонанс в различных состояниях антиферромагнетика, переключаемых внешним магнитным полем

© С.В. Титов[1], А.С. Федоров[2,3], А.С. Титов[3], Н.В. Чукашев[3]

[1] Фрязинский филиал института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Московская обл., Россия
[2] Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия
[3] Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл., Россия

E-mail: pashkin1212@yandex.ru

Поступила в Редакцию 27 октября 2024 г.
В окончательной редакции 28 ноября 2024 г.
Принята к публикации 28 ноября 2024 г.

Для антиферромагнетика с двумя подрешетками, обладающими одноосной магнитокристаллической анизотропией, исследованы нутационные резонансы, обусловленные инерционностью намагниченностей этих подрешеток. Методом линеаризации системы связанных инерционных уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта, описывающих динамику намагниченностей подрешеток, получены аналитические выражения для собственных частот антиферромагнетика. Рассмотрены различные состояния антиферромагнетика, определяемые величиной внешнего магнитного поля, как при продольном (вдоль выделенной оси), так и поперечном направлениях поля. Демонстрируется влияние диссипации в антиферромагнитной структуре на полуширины линий нутационного резонанса.

Ключевые слова: антиферромагнетик, ферромагнетик, нутационный резонанс, антиферромагнитный резонанс, уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта, инерционность намагниченности, одноосная магнитокристаллическая анизотропия.

DOI: 10.61011/FTT.2025.01.59781.283

1. Введение

Изучение динамики намагниченности антиферромагнетиков (АФМ) важно в связи с их значимой ролью в различных областях науки и техники, таких как спинтроника, магноника, биомедицинские приложения и др. [1–5]. Идея о магнитной структуре антиферромагнитного типа была выдвинута Неелем и Ландау [6,7]. Основная теория, согласно которой антиферромагнетики состоят из подрешеток с антипараллельной ориентацией магнитных моментов, была разработана Неелем [8–11]. При этом динамика намагниченности каждой из подрешеток подчиняется уравнению Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ) [2,6].

Развитие терагерцовых (ТГц) технологий [12], разработка сверхбыстродействующей памяти на основе спиновых систем [13,14] требуют изучения динамики намагниченности на ультракоротких временных интервалах. Так в работах [14,15] обсуждалась возможность переключения намагниченности АФМ фемтосекундными лазерными импульсами. Теоретические исследования показали, что при описании сверхбыстрых релаксационных процессов и сверхвысокочастотных свойств магнитных материалов необходимо учитывать инерционность намагниченности [16,17]. Инерционность намагниченности меняет характер движения вектора намагниченности, а именно на регулярную прецессию вокруг эффективного поля накладывается нутационное движение [18–22]. Нутация вектора намагниченности обусловлена постоянной перекачкой небольшой доли энергии (т.к. инерционность достаточно мала) из потенциальной в кинетическую и обратно в процессе движения. Нутационный характер движения вектора намагниченности отражается в возникновении нутационного резонанса (НР) в THz части спектров компонент тензора восприимчивости магнитного материала. Кроме того, если время внешнего воздействия настолько мало, что ориентация намагниченности остается практически неизменной за время воздействия, намагниченность вследствие наличия инерционности может приобрести кинетическую энергию, достаточную для преодоления потенциального барьера между метастабильными состояниями уже после окончания воздействия. Такой механизм переключения намагниченности становится особенно актуальным на фемтосекундных временных масштабах [16]. При этом выбор оптимальных для переключения параметров воздействующего импульса напрямую зависит от динамических характеристик намагниченности.

Роль инерционности намагниченности теоретически исследовалась в ферромагнетиках (ФМ) [22–25], АФМ [26,27], а также в формировании нутационных волн [28–31]. Лишь недавно были представлены наиболее убедительные экспериментальные данные по наблюдению НР на ТГц частотах для ферромагнитных пленок

NiFe, CoFeB [32,33] и для пленок Co [34]. Инерционная динамика намагниченности антиферромагнитных частиц может во многом отличаться от ферромагнитных из-за присущих антиферромагнитным материалам свойств. Даже в безынерционном пределе вследствие обменного взаимодействия происходит сдвиг резонансных частот АФМ в высокочастотную область спектра [6,26]. Частоты НР, обусловленного инерционностью намагниченности, в АФМ также могут сдвигаться в высокочастотную область спектра [27].

Далее рассматриваются АФМ с двумя подрешетками. Инерционная динамика намагниченностей $\mathbf{M}_i$ $(i = 1, 2)$ подрешеток АФМ, связанных обменным взаимодействием, может быть описана системой взаимосвязанных уравнений ЛЛГ, дополненных инерционными членами [18–22], содержащими производные от намагниченностей по времени второго порядка, а именно

$$\dot{\mathbf{M}}_i = \gamma_i \left[\mathbf{H}_i^{\text{eff}} \times M_i\right] + \frac{\alpha_i}{M_i^0}\left[\mathbf{M}_i \times \dot{\mathbf{M}}_i\right] + \frac{\tau_i}{M_i^0}\left[\mathbf{M}_i \times \ddot{\mathbf{M}}_i\right], \tag{1}$$

где $M_i^0 = |\mathbf{M}_i|$ — длина вектора намагниченности, которая не меняется при движении, $\mathbf{H}_i^{\text{eff}}$ — эффективное магнитное поле, γ_i — гиромагнитное отношение, α_i — безразмерный параметр диссипации, τ_i — время инерционной релаксации i-ой подрешетки ($\tau_i = \tau$ для одинаковых подрешеток). Кроме феноменологического подхода к учету инерционности намагниченности (см., например, [18,22]), разработан ряд теоретических моделей, подтверждающих инерционное поведение намагниченности, описываемое инерционным членом в уравнении (1). Среди них можно выделить исследования, основанные на вычислении корреляции крутящего момента [35], на обобщении модели поверхности Ферми [36], на применении метода анализа электронной структуры [37], на рассмотрении релятивистской спиновой динамики [38], и др. Величина параметра τ, входящего в инерционный член, играет важную роль, поскольку на достаточно малых временных масштабах (меньших τ) необходимо учитывать эффекты, обусловленные инерционным членом [32]. Современные теоретические исследования дают значительный разброс в оценках τ в диапазоне от десятков фемтосекунд до десятков пикосекунд [18,20,37–40]. Более точное значение этого параметра определяется экспериментально [32], например, по регистрируемой в ферромагнитных тонких пленках нутации намагниченности с крайне высокой частотой $f_n = \omega_n/2\pi$, которая на несколько порядков превышает частоту ларморовской прецессии, а именно $f_n \sim 0.5$ ТГц ($\tau \sim (2\pi f_n)^{-1} \sim 0.3$ ps) для пленок NiFe, CoFeB [32] и $f_n \sim 2.09$, 1.40, 1.31 ТГц ($\tau \sim 0.76$, 0.11, 0.12 ps) для пленок Co с тремя различными типами кристаллических решеток [34]. Эффективное магнитное поле $\mathbf{H}_i^{\text{eff}}$ подрешетки в уравнении (1) определяется через плотность свободной энергии магнитного материала $V(\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2)$ как

$$\mathbf{H}_i^{\text{eff}} = -\frac{1}{\mu_0}\frac{\partial V(\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2)}{\partial \mathbf{M}_i}, \tag{2}$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}\,\text{J}/(\text{A}^2\text{m})$ в международной системе единиц СИ. Функция $V(\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2)$ имеет несколько локальных минимумов [6], положение которых зависит от напряженности внешнего магнитного поля. С изменением напряженности внешнего поля, может изменяться не только положение минимумов, но и их число, что позволяет выделить несколько различных состояний АФМ [6].

Хотя инерционное уравнение ЛЛГ успешно использовалось для изучения НР в ФМ [18–25], исследованию влияния инерционности на частоты антиферромагнитного резонанса и НР в АФМ посвящено ограниченное число работ [26,27]. Так в работе [26] рассмотрено только одно из возможных состояний АФМ во внешнем постоянном поле, а именно, соответствующее слабому внешнему полю, приложенному вдоль выделенной оси подрешетки в приближении тождественности двух подрешеток АФМ. Изменения состояния АФМ, связанные с изменением величины внешнего поля („спин-флоп“ и „спин-флип“ переходы), в работе [26] не рассматривались. В статье [27] выражения для собственных частот АФМ были получены в приближении пренебрежимо малой диссипации $\alpha_i \to 0$.

В данной работе мы анализируем влияние инерционной диссипативной ($\alpha_i \neq 0$) динамики намагниченностей подрешеток АФМ, находящегося во внешнем постоянном поле произвольной напряженности, на его спектральные характеристики. В частности, мы используем общий метод теоретической механики для изучения малых колебаний координат сложных систем, характеризующих положение системы, через линеаризацию их связанных динамических уравнений [6]. В нашем случае такой подход позволяет получить аналитические выражения для собственных частот АФМ, которые, в свою очередь, определяют частоты антиферромагнитного (теперь скорректированные инерцией) и нутационного резонансов во всех возможных состояниях АФМ, соответствующих различным значениям внешнего поля [6]. Ранее метод был успешно применен для оценки частот НР в однодоменных ферромагнитных наночастицах и в ферромагнитных пленках [23,41]. В данной работе нами рассматриваются АФМ с двумя подрешетками ферромагнитного типа, обладающими одноосной магнитокристаллической анизотропией с со-направленными осями. Данный тип магнитокристаллической анизотропии широко используется в базовых моделях для изучения релаксационных процессов в магнитах материалах [6,42]. Мы рассматриваем два основных направления внешнего поля, а именно вдоль и поперек выделенной (легкой) оси внутреннего анизотропного потенциала подрешеток, и анализируем зависимость частот нутации от напряженности внешнего поля. Кроме того, мы демонстрируем,

как время инерционной релаксации влияет на частоты прецессии и нутации, увеличивая или уменьшая их в зависимости от состояния АФМ. Обсуждается также вклад параметра диссипации в полуширины линий НР.

2. Собственные частоты малых колебаний компонент намагниченностей подрешеток АФМ в инерционном режиме

Решение связанных уравнений (1) является важным моментом в теории магнитных колебаний в АФМ. Для нахождения решения векторных уравнений (1) удобно преобразовать их в систему скалярных уравнений для сферических координат намагниченностей $\mathbf{M}_i$ подрешеток, которая имеет вид

$$\tau\,\ddot{\vartheta}_i - \dot{\varphi}_i \sin\vartheta_i - \tau\,\dot{\varphi}_i^2 \cos\vartheta_i \sin\vartheta_i + \partial_{\vartheta_i}\overline{V} + \alpha\dot{\vartheta}_i = 0, \quad (3)$$

$$\tau\ddot{\varphi}_i \sin\vartheta_i + \dot{\vartheta}_i + 2\tau\,\dot{\vartheta}_i\dot{\varphi}_i \cos\vartheta_i + \frac{1}{\sin\vartheta_i}\,\partial_{\varphi_i}\overline{V} + \alpha\dot{\varphi}_i \sin\vartheta_i = 0, \quad (4)$$

где ϑ_i и φ_i — полярный и азимутальный углы сферической системы координат, определяющие ориентации намагниченностей $\mathbf{M}_i$, $\overline{V} = \gamma V/(\mu_0 M_0)$ — нормированная функция плотности свободной энергии. В уравнениях (3) и (4) для простоты мы рассматриваем АФМ с одинаковыми подрешетками и пренебрегаем разницей в длине векторов $\mathbf{M}_i$, так что $|\mathbf{M}_i| = M_i^0 = M_0$, $\gamma = \gamma_i$, $\tau = \tau_i$, и $\alpha = \alpha_i$.

Для нахождения собственных частот малых ориентационных колебаний компонент векторов $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$ исследуем случай их малых отклонений от устойчивых ориентаций (минимумов плотности свободной энергии). В этом случае координаты этих векторов совершают малые колебания около угловых координат $\vartheta_i^{\min}$ и $\varphi_i^{\min}$, соответствующих минимумам функции $V(\vartheta_1, \varphi_1, \vartheta_2, \varphi_2)$, а именно $\vartheta_i(t) = \vartheta_i^{\min} + \Delta\vartheta_i(t)$ и $\varphi_i(t) = \varphi_i^{\min} + \Delta\varphi_i(t)$. Подставив эти выражения в уравнения (3) и (4) и отбросив члены, нелинейные по $\Delta\vartheta_i$ и $\Delta\varphi_i$, мы получаем систему из восьми линейных дифференциальных уравнений для восьми переменных $\Delta\vartheta_i$, $\Delta\varphi_i$, ω_{ϑ_i} и ω_{φ_i} ($i = 1, 2$), а именно, $\Delta\dot{\vartheta}_i = \omega_{\vartheta_i}$, $\Delta\dot{\varphi}_i = \omega_{\varphi_i}$ и

$$\dot{\omega}_{\vartheta_i} = \frac{1}{\tau}\,\omega_{\varphi_i} \sin\vartheta_i - \frac{\alpha}{\tau}\,\omega_{\vartheta_i} - \frac{1}{\tau}\sum_{j=1,\,2}\left(\overline{V}_{\vartheta_i\vartheta_j}\Delta\vartheta_j + \overline{V}_{\vartheta_i\varphi_j}\Delta\varphi_j\right), \quad (5)$$

$$\dot{\omega}_{\varphi_i} = -\frac{1}{\tau \sin\vartheta_i}\,\omega_{\vartheta_i} - \frac{\alpha}{\tau}\,\omega_{\varphi_i} - \frac{1}{\tau \sin^2\vartheta_i} \times \sum_{j=1,\,2}\left(\overline{V}_{\varphi_i\vartheta_j}\Delta\vartheta_j + \overline{V}_{\varphi_i\varphi_j}\Delta\varphi_j\right). \quad (6)$$

В уравнениях (5) и (6) все функции и производные $\overline{V}_{x_i x_j}$ вычисляются при $\vartheta_i = \vartheta_i^{\min}$ и $\varphi_i = \varphi_i^{\min}$. Это условие гарантирует, что для функции $V(\vartheta_1, \varphi_1, \vartheta_2, \varphi_2)$ все ее производные по ϑ_i и φ_i в точке $\boldsymbol{\theta}_{\min} = \{\vartheta_1^{\min}, \varphi_1^{\min}, \vartheta_2^{\min}, \varphi_2^{\min}\}$ четырехмерного пространства равны нулю, а именно $\overline{V}_{\vartheta_1}\big|_{\boldsymbol{\theta}_{\min}} = 0$ и $\overline{V}_{\varphi_i}\big|_{\boldsymbol{\theta}_{\min}} = 0$. В результате используются следующие линейные аппроксимации

$$\frac{\partial\overline{V}}{\partial\vartheta_i} \approx \sum_{j=1}^{2}\left(\frac{\partial^2\overline{V}}{\partial\vartheta_i\partial\vartheta_j}\bigg|_{\boldsymbol{\theta}_{\min}}\Delta\vartheta_j + \frac{\partial^2\overline{V}}{\partial\vartheta_i\partial\varphi_j}\bigg|_{\boldsymbol{\theta}_{\min}}\Delta\varphi_j\right), \quad (7)$$

$$\frac{\partial\overline{V}}{\partial\varphi_i} \approx \sum_{j=1}^{2}\left(\frac{\partial^2\overline{V}}{\partial\varphi_i\partial\vartheta_j}\bigg|_{\boldsymbol{\theta}_{\min}}\Delta\vartheta_j + \frac{\partial^2\overline{V}}{\partial\varphi_i\partial\varphi_j}\bigg|_{\boldsymbol{\theta}_{\min}}\Delta\varphi_j\right). \quad (8)$$

Система линейных дифференциальных уравнений может быть сведена к матричному уравнению

$$\mathbf{C}(t) + \mathbf{A}\mathbf{C}(t) = 0, \quad (9)$$

где вектор $\mathbf{C}(t)$ состоит из восьми переменных, а именно

$$\mathbf{C}(t) = \left(\Delta\vartheta_1(t), \Delta\varphi_1(t), \Delta\vartheta_2(t), \Delta\varphi_2(t), \omega_{\vartheta_1}(t), \omega_{\varphi_1}(t), \omega_{\vartheta_2}(t), \omega_{\varphi_2}(t)\right)^T. \quad (10)$$

Здесь символ „T“ означает транспонирование строки в столбец. Системная матрица $\mathbf{A}$ включает в себя четыре подматрицы

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \mathbf{Z} & -\mathbf{I} \\ \mathbf{V} & \mathbf{D} \end{pmatrix}, \quad (11)$$

где $\mathbf{Z}$ и $\mathbf{I}$ — нулевая и единичная подматрицы, соответственно. Подматрица $\mathbf{V}$ определяется вторыми производными от функции $V(\vartheta_1, \varphi_1, \vartheta_2, \varphi_2)$

$$\mathbf{V} = \frac{1}{\tau}\begin{pmatrix} \overline{V}_{\vartheta_1\vartheta_1} & \overline{V}_{\vartheta_1\varphi_1} & \overline{V}_{\vartheta_1\vartheta_2} & \overline{V}_{\vartheta_1\varphi_2} \\ \dfrac{\overline{V}_{\varphi_1\vartheta_1}}{\sin^2\vartheta_1} & \dfrac{\overline{V}_{\varphi_1\varphi_1}}{\sin^2\vartheta_1} & \dfrac{\overline{V}_{\varphi_1\vartheta_2}}{\sin^2\vartheta_1} & \dfrac{\overline{V}_{\varphi_1\varphi_2}}{\sin^2\vartheta_1} \\ \overline{V}_{\vartheta_2\vartheta_1} & \overline{V}_{\vartheta_2\varphi_1} & \overline{V}_{\vartheta_2\vartheta_2} & \overline{V}_{\vartheta_2\varphi_2} \\ \dfrac{\overline{V}_{\varphi_2\vartheta_1}}{\sin^2\vartheta_2} & \dfrac{\overline{V}_{\varphi_2\varphi_1}}{\sin^2\vartheta_2} & \dfrac{\overline{V}_{\varphi_2\vartheta_2}}{\sin^2\vartheta_2} & \dfrac{\overline{V}_{\varphi_2\varphi_2}}{\sin^2\vartheta_2} \end{pmatrix}, \quad (12)$$

тогда как матрица $\mathbf{D}$ задается как

$$\mathbf{D} = \frac{1}{\tau}\begin{pmatrix} \alpha & -\sin\vartheta_1 & 0 & 0 \\ \sin^{-1}\vartheta_1 & \alpha & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \alpha & -\sin\vartheta_2 \\ 0 & 0 & \sin^{-1}\vartheta_2 & \alpha \end{pmatrix}. \quad (13)$$

В общем виде решение уравнения (9) имеет вид [43]

$$\mathbf{C}(t) = \exp[-\mathbf{A}t]\mathbf{C}(0) = \mathbf{U}e^{-\lambda t}\mathbf{U}^{-1}\mathbf{C}(0), \quad (14)$$

где λ — диагональная матрица, составленная из собственных значений $\{\lambda_k\}$ системной матрицы $\mathbf{A}$, $\mathbf{U}$ — правосторонняя матрица, составленная из собственных векторов матрицы $\mathbf{A}$. Собственные значения системы

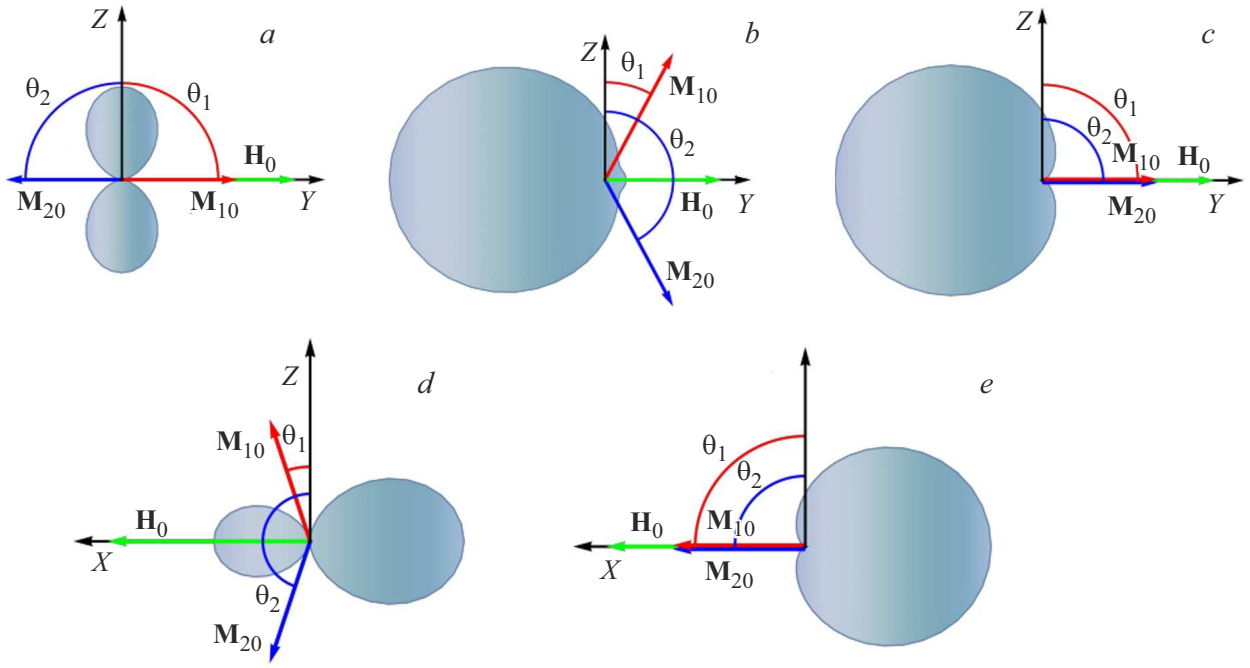


Рис. 1. Геометрия задачи: a–c — легкая ось расположена вдоль оси Y, $\mathbf{n} = \mathbf{e}_Y$, внешнее поле направлено вдоль легкой оси $\mathbf{H}_0 = H_0\mathbf{e}_Y$; d, e — легкая ось расположена вдоль оси Z, $\mathbf{n} = \mathbf{e}_Z$, внешнее магнитное поле $\mathbf{H}_0$ приложено перпендикулярно легкой оси $\mathbf{H}_0 = H_0\mathbf{e}_X$.

$\lambda_k = -i\omega_k = -i(\omega'_k + i\omega''_k)$, определяющие частоты собственных колебаний ω'_k и их скорость затухания ω''_k, находятся из решения характеристического уравнения

$$\det(\mathbf{A} - \lambda\mathbf{I}) = 0. \tag{15}$$

Если обменная связь между подрешетками пренебрежимо мала, переменные в плотности свободной энергии разделяются $V(\vartheta_1, \varphi_1, \vartheta_2, \varphi_2) = V(\vartheta_1, \varphi_1) + V(\vartheta_2, \varphi_2)$, и две подрешетки ведут себя подобно двум независимым ФМ с аналогичными уравнениями для собственных значений ($\vartheta_i = \vartheta$ и $\varphi_i = \varphi$), а именно,

$$\lambda^2\big((\tau\lambda - \alpha)^2 + 1\big) + \frac{\gamma\lambda(\tau\lambda - \alpha)}{\mu_0 M_0}\left(V_{\vartheta\vartheta} + \frac{V_{\varphi\varphi}}{\sin^2\vartheta}\right) + \frac{\gamma^2(V_{\vartheta\vartheta}V_{\varphi\varphi} - V_{\vartheta\varphi}^2)}{(\mu_0 M_0 \sin\vartheta)^2} = 0 \tag{16}$$

Решение уравнения (16) приведено в [23] для $\alpha = 0$ и в [41] для $\alpha \neq 0$. В безынерционном пределе $\tau = 0$ для $\alpha = 0$ решение уравнения (16) дает известную формулу Сула-Смита для частот ферромагнитного резонанса [6].

3. Решение характеристического уравнения при продольном и поперечном направлениях внешнего поля

Далее мы рассматриваем АФМ с двумя подрешетками, имеющими одну ось циклической симметрии магнитокристаллического анизотропного потенциала (одноосная магнитная анизотропия). В общем случае плотность энергии $V(\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2)$ АФМ во внешнем постоянном магнитном поле $\mathbf{H}_0$ складывается из плотностей обменной энергии, энергии взаимодействия с внутренним полем, обусловленным магнитной анизотропией, и энергии зеемановского взаимодействия с внешним полем. Энергии взаимодействия с внутренним и внешним полями складываются из соответствующих энергий каждой подрешетки АФМ. Если принять $\mathbf{n}$ за единичный вектор вдоль легкой оси АФМ, то плотность свободной энергии $V(\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2)$ будет равна [6,26]

$$V(\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2) = \frac{\Lambda}{M_0^2}\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2 - \sum_{i=1,2}\left(K\frac{(\mathbf{M}_i \cdot \mathbf{n})^2}{M_0^2} + \mu_0\mathbf{H}_0 \cdot \mathbf{M}_i\right). \tag{17}$$

где Λ — параметр обменного взаимодействия между подрешетками, а $K = K_i$ — константа одноосной анизотропии подрешеток.

Нас интересуют два случая, когда внешнее магнитное поле направлено вдоль легкой оси ($\mathbf{H}_0 = H_0\mathbf{e}_Y$ и $\mathbf{n} = \mathbf{e}_Y$) и перпендикулярно ей ($\mathbf{H}_0 = H_0\mathbf{e}_X$ и $\mathbf{n} = \mathbf{e}_Z$) (см. рис. 1). Здесь $\mathbf{e}_X$, $\mathbf{e}_Y$ и $\mathbf{e}_Z$ — единичные векторы вдоль осей X, Y и Z, соответственно. Положения минимумов функции $V(\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2)$ (или ориентации устойчивых положений намагниченностей $\mathbf{M}_{10}$ и $\mathbf{M}_{20}$ подрешеток, соответствующих координатам минимумов $\vartheta_i^{\min}$ и $\varphi_i^{\min}$) меняются в зависимости от величины поля $\mathbf{H}_0$. При этом в случае, когда поле $\mathbf{H}_0$ направлено вдоль легкой оси возможны

Таблица 1. Состояниях АФМ и положения минимумов в них

Направление поля	Диапазон значений поля (рис. 1).	Позиции минимумов
$\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{n}$	(a) $0 < H_0 < \sqrt{H_K H_+^C}$	$\vartheta_1^{\min_a} = \vartheta_2^{\min_a} = \pi/2$, $\varphi_1^{\min_a} = \pi/2$, $\varphi_2^{\min_a} = 3\pi/2$
	(b) $\sqrt{H_K H_-^C} < H_0 < H_-^C$	$\vartheta_1^{\min_b} = \arcsin[\omega_0/\omega_-^C]$, $\vartheta_2^{\min_b} = \pi - \vartheta_1^{\min_b}$, $\varphi_1^{\min_b} = \varphi_2^{\min_b} = \pi/2$
	(c) $H_0 > H_-^C$	$\vartheta_1^{\min_c} = \vartheta_2^{\min_c} = \pi/2$, $\varphi_1^{\min_c} = \varphi_2^{\min_c} = \pi/2$,
$\mathbf{H}_0 \perp \mathbf{n}$	(d) $0 < H_0 < H_+^C$	$\vartheta_1^{\min_d} = \arcsin[\omega_0/\omega_+^C]$, $\vartheta_2^{\min_d} = \pi - \vartheta_1^{\min_d}$, $\varphi_1^{\min_d} = \varphi_2^{\min_d} = 0$
	(e) $H_+^C < H_0$	$\vartheta_1^{\min_e} = \vartheta_2^{\min_e} = \pi/2$, $\varphi_1^{\min_e} = \varphi_2^{\min_e} = 0$,

Таблица 2. Уравнения для собственных частот в различных состояниях АФМ

Рис. 1.	Уравнение
(a)	$\big(\omega(\tau\omega - i\alpha) - \omega_+^C\big)\big(\omega(\tau\omega - i\alpha) - \omega_K\big) - (\omega_0 \pm \omega)^2 = 0$
(b)	$(\omega\tau - i\alpha)\big[\omega_0^2 - (\omega_-^C)^2\big] + \big[(\omega\tau - i\alpha)^2 - 1\big]\omega\omega_-^C = 0$ $(\omega_-^C)^2\big(\omega^2(\omega\tau - i\alpha)^2 - \omega^2 - (\omega\tau - i\alpha)\omega\omega_-^C - 2\omega_K\omega_\Lambda\big) - \omega_+^C\omega_0^2\big(\omega(\omega\tau - i\alpha) - 2\omega_\Lambda\big) = 0$
(c)	$\big(\omega(\tau\omega - i\alpha) - \omega_0 - \omega_K \pm \omega\big)\big(\omega(\tau\omega - i\alpha) - \omega_0 + \omega_-^C \pm \omega\big) = 0$
(d)	$\omega^2\big[(\omega\tau - i\alpha)^2 - 1\big](\omega_+^C)^2 + \omega_+^C\big(\omega_0^2\omega_-^C + (\omega_+^C)^2\omega_K\big) - \omega(\omega\tau - i\alpha)\big[\omega_0^2\omega_-^C + 2(\omega_+^C)^2(\omega_K + \omega_\Lambda)\big] = 0$ $\omega^2\big((\omega\tau - i\alpha)^2 - 1\big)\omega_+^C + \big((\omega_+^C)^2 - \omega_0^2\big)\omega_K + \omega(\omega\tau - i\alpha)\big(\omega_0^2 - 2\omega_+^C(\omega_K + \omega_\Lambda)\big) = 0$
(e)	$(\omega(\omega\tau - i\alpha) - \omega_0)^2 + (\omega(\omega\tau - i\alpha) - \omega_0)\omega_K - \omega^2 = 0$ $(\omega(\tau\omega - i\alpha) - \omega_0 + \omega_+^C)(\omega(\tau\omega - i\alpha) - \omega_0 + 2\omega_\Lambda) - \omega^2 = 0$

три различных состояния (рис. 1, a–c), а в случае, когда поле $\mathbf{H}_0$ перпендикулярно легкой оси возможны два различных состояния (рис. 1, d и 1, e) [6].

Нормированная плотность свободной энергии $\overline{V}$ в сферической системе координат имеет вид

$$\overline{V}_\parallel = \omega_\Lambda(\sin\vartheta_1 \sin\vartheta_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) + \cos\vartheta_1 \cos\vartheta_2) - \sum_{i=1,2}\left(\frac{\omega_K}{2}\sin^2\vartheta_i \sin^2\varphi_i + \omega_0 \sin\vartheta_i \sin\varphi_i\right) \quad (18)$$

для $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{n}$ и

$$\overline{V}_\perp = \omega_\Lambda(\sin\vartheta_1 \sin\vartheta_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) + \cos\vartheta_1 \cos\vartheta_2) - \sum_{i=1,2}\left(\frac{\omega_K}{2}\cos^2\vartheta_i + \omega_0 \sin\vartheta_i \cos\varphi_i\right) \quad (19)$$

для $\mathbf{H}_0 \perp \mathbf{n}$, где $\omega_\Lambda = \gamma H_\Lambda$, $H_\Lambda = \Lambda/(\mu_0 M_0)$ — поле обусловленное обменным взаимодействием подрешеток, $\omega_K = \gamma H_K$, $H_K = 2K/(\mu_0 M_0)$ — поле, обусловленное магнитной анизотропией, а $\omega_0 = \gamma H_0$ — ларморовская частота прецессии во внешнем магнитном поле.

Из симметрии задачи следует, что устойчивые направления намагниченности $\mathbf{M}_{10}$ и $\mathbf{M}_{20}$, поле $\mathbf{H}_0$ и легкая ось магнитной анизотропии лежат в одной плоскости [6].

Потенциалы $\overline{V}_{\parallel,\perp}(\vartheta_1, \varphi_1, \vartheta_2, \varphi_2)$, заданные уравнениями (18) и (19), спроектированные на эти плоскости, представляют собой контуры, показанные на рис. 1 для всех рассматриваемых случаев. Эти контуры в полярных координатах $\{r, \theta\}$ задаются как

$$r_j(\theta) = \overline{V}_{\parallel,\perp}(\theta, \varphi_1^{\min_j}, \pi - \theta, \varphi_2^{\min_j}) - \overline{V}_{\parallel,\perp}(\boldsymbol{\theta}_{\min_j}), \quad (20)$$

где $j = a, b, c, d, e$, $\boldsymbol{\theta}_{\min_j}(\vartheta_1^{\min_j}, \varphi_1^{\min_j}, \vartheta_2^{\min_j}, \varphi_2^{\min_j})$ — точка минимума для состояния j. Более общая процедура нахождения минимумов и переходов между состояниями с изменением внешнего поля $\mathbf{H}_0$ описана, например, в работе [6], где рассмотрена безынерционная динамика намагниченности.

Положения минимумов, соответствующие различным направлениям и диапазонам напряженности внешнего поля $\mathbf{H}_0$, приведены в табл. 1. Так, в случае продольно направленного относительно слабого внешнего поля ($0 < H_0 < \sqrt{H_K H_+^C}$, где $H_\pm^C = \omega_\pm^C/\gamma = 2H_\Lambda \pm H_K$) имеет место антипараллельная ориентация устойчивых состояний намагниченностей $\mathbf{M}_{10}$ и $\mathbf{M}_{20}$ (не путать с ориентациями самих намагниченностей $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$) (рис. 1, a). При увеличении поля происходит переход в неколлинеарное состояние (рис. 1, b), известный как „спин-флоп“ переход [2,6].

Таблица 3. Собственные частоты для различных состояний АФМ

Рис. 1	Частоты
(a)	$\omega_{\pm}^{p} \approx \sqrt{\omega_K \omega_+^C} \pm \omega_0 - (\omega_K + \omega_\Lambda)\left(\sqrt{\omega_K \omega_+^C} \pm \omega_0\right)\left[\tau\left(\sqrt{\omega_K \omega_+^C} \pm \omega_0\right) - i\alpha\right] / \sqrt{\omega_K \omega_+^C}$ $\omega_{\pm}^{n} \approx \tau^{-1}(1 - i\alpha) + \omega_K + \omega_\Lambda \pm \omega_0$
(b)	$\omega_1^{p,n} = \frac{1}{\sqrt{2}\tau}\sqrt{1 + \tau\omega_-^C + \frac{\tau\omega_0^2\omega_+^C}{(\omega_-^C)^2} \mp D_1^{1/2}} + \frac{i\alpha}{2\tau}\left(1 \mp D_1^{-1/2}\right)$, $\omega_2^{p,n} = \frac{\delta_{1\mp1}}{\tau} D_2^{1/2} + \frac{i\alpha}{2\tau}(2 - \delta_{1\mp1})\left(1 \mp D_2^{-1}\right)$, $D_1 = \left(1 + \tau\omega_-^C + \frac{\tau\omega_0^2\omega_+^C}{(\omega_-^C)^2}\right)^2 + 8\tau^2\omega_\Lambda\left(\omega_K - \frac{\omega_0^2\omega_+^C}{(\omega_-^C)^2}\right)$, $D_2 = 1 + \tau\omega_-^C - \frac{\tau\omega_0^2}{\omega_-^C}$
(c)	$\omega_1^{p,n} = \frac{\mp1 + i\alpha + \sqrt{(1\mp i\alpha)^2 + 4\tau(\omega_0 + \omega_K)}}{2\tau}$, $\omega_2^{p,n} = \frac{\mp1 + i\alpha + \sqrt{(1\mp i\alpha)^2 + 4\tau(\omega_0 - \omega_-^C)}}{2\tau}$,
(d)	$\omega_1^{p,n} = \frac{1}{\sqrt{2}\tau}\left(1 + 2\tau\left(\omega_+^C - \omega_\Lambda + \frac{\omega_0^2\omega_-^C}{2(\omega_+^C)^2}\right) \mp D_1^{1/2}\right)^{1/2} + \frac{i\alpha}{2\tau}\left(1 \mp D_1^{-1/2}\right) + O(\alpha^2)$ $\omega_2^{p,n} = \frac{1}{\sqrt{2}\tau}\left(1 + 2\tau\left(\omega_K + \omega_\Lambda - \frac{\omega_0^2}{2\omega_+^C}\right) \mp D_2^{1/2}\right)^{1/2} + \frac{i\alpha}{2\tau}\left(1 \mp D_2^{-1/2}\right) + O(\alpha^2)$ $D_1 = 4\tau\omega_+^C + \left(1 + 2\tau\left(\frac{\omega_0^2\omega_-^C}{2(\omega_+^C)^2} - \omega_\Lambda\right)\right)^2$, $D_2 = 4\tau\omega_K + \left(1 + 2\tau\left(\omega_\Lambda - \frac{\omega_0^2}{2\omega_+^C}\right)\right)^2$
(e)	$\omega_1^{p,n} = \frac{1}{\sqrt{2}\tau}(1 + \tau(2\omega_0 - \omega_K) \mp D_1^{1/2})^{1/2} + \frac{i\alpha}{2\tau}(1 \mp D_1^{-1/2}) + O(\alpha^2)$ $\omega_2^{p,n} = \frac{1}{\sqrt{2}\tau}(1 + \tau(2\omega_0 - \omega_K - 4\omega_\Lambda) \mp D_2^{1/2})^{1/2} + \frac{i\alpha}{2\tau}(1 \mp D_2^{-1/2}) + O(\alpha^2)$ $D_1 = 4\tau\omega_0 + (1 - \tau\omega_K)^2$, $D_2 = 4\tau\omega_0 + (1 - \tau\omega_K)^2 - 8\tau\omega_\Lambda$

В интервале полей $\sqrt{H_K H_-^C} < H_0 < \sqrt{H_K H_+^C}$ возможны оба состояния (a) и (b). Этот интервал довольно узкий, так как для большинства АФМ $H_K \ll H_\Lambda$. В силу этого можно пренебречь разницей между H_+^C и H_-^C и считать $H_+^C \sim H_-^C \sim 2H_\Lambda$. При дальнейшем увеличении внешнего поля угол между направлениями $\mathbf{M}_{10}$ и $\mathbf{M}_{20}$ уменьшается, и при $H_0 > H_-^C$ происходит переход в третье состояние с параллельными направлениями $\mathbf{M}_{10}$ и $\mathbf{M}_{20}$ (рис. 1, c). Этот переход известен как „спин-флип“ [2,6]. Примерами АФМ, в которых наблюдались переходы „спин-флоп“ и/или „спин-флип“, являются MnF_2, $FeCl_2$, $GdAlO_3$, $K_2[FeCl_5(H_2O)]$, FeF_2 [2,6]. Поле „спин-флоп“ ($H_0 \sim \sqrt{2H_K H_\Lambda}$), необходимое для возникновения перехода, варьируется от ~ 1 T ($GdAlO_3$) до ~ 42 T (FeF_2) [2,6]. В случае поперечного направления постоянного поля угол между $\mathbf{M}_{10}$ и $\mathbf{M}_{20}$ постепенно уменьшается с увеличением H_0 (рис. 1, d). При $H_0 > H_+^C$ происходит переход в состояние с сонаправленными $\mathbf{M}_{10}$ и $\mathbf{M}_{20}$ (рис. 1, e).

При наличии диссипации и инерционного члена собственные частоты АФМ находятся из решения уравнения четвертой степени. Эти уравнения, соответствующие различным состояниям АФМ, приведены в табл. 2. Решения уравнений являются комплексными. Их можно найти в аналитическом виде, используя, например, метод Феррари [44]. В табл. 3 эти решения (частоты прецессии $\omega_{1,2}^p$ и нутации $\omega_{1,2}^n$) для простоты приведены в виде разложения по параметру α с сохранением только линейного члена по α. Исключение составляют случаи (a) и (c). Для случая (a) упрощение сложных решений достигается разложением по двум параметрам малости τ и α, тогда как для случая (c) общие решения имеют достаточно простой вид. Учитывая тот факт, что как экспериментальные, так и теоретические оценки параметра α дают значения порядка $0.001-0.1$ [42], для многих вычислительных целей достаточно использовать выражения из табл. 3. Следует заметить, что при $\alpha = 0$ представленные решения согласуются с результатами, полученными в работе [27], где диссипация в системе не рассматривалась, что позволило найти собственные частоты АФМ из решения уравнения второго порядка. Приравнивание инерционного времени релаксации τ к нулю позволяет получить известные выражения для частот антиферромагнитного резонанса [6].

4. Компоненты тензора восприимчивости

Рассмотрим динамику намагниченностей подрешеток АФМ под воздействием слабого переменного поля $\mathbf{H}_\sim(t) = \mathbf{H}_\sim \exp[i\omega t]$, где амплитуда поля задается как $\mathbf{H}_\sim = H_\sim(\sin\vartheta_\sim\cos\varphi_\sim, \sin\vartheta_\sim\sin\varphi_\sim, \cos\vartheta_\sim)$. В этом случае к плотности свободной энергии $V(\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2)$ до-

бавится зеемановская энергия в переменном поле

$$\tilde{V}(\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2) = -\mu_0 \mathbf{H}_\sim \cdot (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2) = -\mu_0 M_0 H_\sim \exp[i\omega t] \times \sum_{i=1,2} (\cos\vartheta_\sim \cos\vartheta_i + \sin\vartheta_\sim \sin\vartheta_i \cos(\varphi_\sim - \varphi_i)). \quad (21)$$

Решение уравнений (3) и (4) ищем в виде $\vartheta_i(t) = \vartheta_i^{\min} + \Delta\vartheta_i \exp[i\omega t]$ и $\varphi_i(t) = \varphi_i^{\min} + \Delta\varphi_i \exp[i\omega t]$. После подстановки этих выражений в уравнения (3) и (4) и их линеаризации с учетом выражения (21) получим систему алгебраических уравнений, которую можно представить в матричном виде

$$(\omega^2 \mathbf{I} - i\omega \mathbf{D} - \mathbf{V})\mathbf{X} = \mathbf{F}, \quad (22)$$

где

$$\mathbf{X} = \begin{pmatrix} \Delta\vartheta_1 \\ \Delta\varphi_1 \\ \Delta\vartheta_2 \\ \Delta\varphi_2 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} = \frac{1}{\tau} \begin{pmatrix} \tilde{\overline{V}}_{\vartheta_1} \\ \sin^{-2}\vartheta_1 \tilde{\overline{V}}_{\varphi_1} \\ \tilde{\overline{V}}_{\vartheta_2} \\ \sin^{-2}\vartheta_2 \tilde{\overline{V}}_{\varphi_2} \end{pmatrix}. \quad (23)$$

Здесь учтено, что в общем случае $\tilde{\overline{V}}_{\vartheta_i}\big|_{\boldsymbol{\theta}_{\min}} \neq 0$ и $\tilde{\overline{V}}_{\varphi_i}\Big|_{\boldsymbol{\theta}_{\min}} \neq 0$. Следует заметить, что условие наличия нетривиального решения однородной системы, а именно $\det[\omega^2 \mathbf{I} - i\omega \mathbf{D} - \mathbf{V}] = 0$ приводит к тем же решениям, что и уравнение (15), при этом решения обоих уравнений связаны как $\lambda_k = -i\omega_k$. Решение матричного уравнения (22) формально можно записать в виде

$$\mathbf{X} = (\omega^2 \mathbf{I} - i\omega \mathbf{D} - \mathbf{V})^{-1} \mathbf{F}. \quad (24)$$

Решение (24) позволяет определить компоненты тензора комплексной восприимчивости $\chi_{GG} = \chi'_{GG} - i\chi''_{GG}$ $(G = X, Y, Z)$.

Направим переменное поле по одной из осей X, Y, Z и рассмотрим проекцию намагниченности на эту ось. Для проекций намагниченности справедливы выражения

$$M_X(t)/M_0 = \sum_{i=1,2} \sin\vartheta_i(t) \cos\varphi_i(t) = M_X^C(t)/M_0 + \chi_{XX}(\omega) \exp[i\omega t], \quad (25)$$

$$M_Y(t)/M_0 = \sum_{i=1,2} \sin\vartheta_i(t) \sin\varphi_i(t) = M_Y^C(t)/M_0 + \chi_{YY}(\omega) \exp[i\omega t], \quad (26)$$

$$M_Z(t)/M_0 = \sum_{i=1,2} \cos\vartheta_i(t) = M_Z^C(t)/M_0 + \chi_{ZZ}(\omega) \exp[i\omega t]. \quad (27)$$

Постоянные составляющие в выражениях (25)–(27) определяются как (могут быть нулевыми в различных конфигурациях)

$$M_X^C/M_0 = \sum_{i=1,2} \sin\vartheta_i^{\min} \cos\varphi_i^{\min}, \quad (28)$$

$$M_Y^C/M_0 = \sum_{i=1,2} \sin\vartheta_i^{\min} \sin\varphi_i^{\min}, \quad (29)$$

$$M_Z^C/M_0 = \sum_{i=1,2} \cos\vartheta_i^{\min}. \quad (30)$$

Компоненты тензора восприимчивости $\chi_{GG}(\omega)$ выражаются через элементы вектора $\mathbf{X}$, а именно через $\Delta\vartheta_i$ и $\Delta\varphi_i$, как

$$\chi_{XX}(\omega) = \sum_{i=1,2} (\cos\vartheta_i^{\min} \cos\varphi_i^{\min} \Delta\vartheta_i - \sin\vartheta_i^{\min} \sin\varphi_i^{\min} \Delta\varphi_i), \quad (31)$$

$$\chi_{YY}(\omega) = \sum_{i=1,2} (\cos\vartheta_i^{\min} \sin\varphi_i^{\min} \Delta\vartheta_i + \sin\vartheta_i^{\min} \cos\varphi_i^{\min} \Delta\varphi_i), \quad (32)$$

$$\chi_{ZZ}(\omega) = -\sum_{i=1,2} \sin\vartheta_i^{\min} \Delta\vartheta_i, \quad (33)$$

5. Результаты и их обсуждение

На рис. 2 показаны частоты прецессий $\omega'^p_i = \mathrm{Re}[\omega_i^p]$ суммарной намагниченности подрешеток АФМ и отклонений $\Delta\omega_i^n = \mathrm{Re}[\omega_i^n] - \tau^{-1}$ нутационных частот намагниченностей подрешеток АФМ от основной частоты, задаваемой обратным значением времени инерционной релаксации τ^{-1}, в зависимости от величины внешнего поля H_0. Величины $\Delta\omega_i^n$ зависят от поля H_Λ, обусловленного обменным взаимодействием, и от поля H_K, обусловленного магнитной анизотропией. Изменения характера кривых, представленных на рис. 2, при $H_0 = \sqrt{2H_\Lambda H_K}$ и при $H_0 = H_\pm^C = 2H_\Lambda \pm H_K$ объясняются переходами между состояниями АФМ („спин-флоп“ и „спин-флип“ переходы) и аналогичны подобным изменениям, наблюдаемым для прецессионных частот [2]. Следует заметить, что в выражениях для отдельных собственных частот АФМ в инерционных поправках доминирует фактор с безразмерным множителем $\tau\omega_\pm^C \sim 2\tau\omega_\Lambda$ (см. табл. 3), тогда как в ФМ аналогичный множитель формально оценивается как $\tau\omega_\pm^C = \tau\omega_K$ $(\omega_\Lambda = 0)$. Так как обычно в АФМ $\omega_\Lambda \gg \omega_K$, то такие инерционные поправки в АФМ существенно больше по сравнению с подобными поправками для собственных частот ФМ. Этот эффект увеличения вклада инерционности в поправку для собственных частот АФМ по сравнению с ФМ отмечался в работе[26] при рассмотрении случая (a). Однако, как следует из табл. 3, в других состояниях он наблюдается не для всех собственных частот (см., например, выражение для $\omega_1^{p,n}$ в случае (c)).

На рис. 3 показаны мнимые части комплексных частот прецессии и нутации намагниченности АФМ в зависимости от величины внешнего поля H_0. Следует отметить, что мнимые части комплексных выражений для собственных частот АФМ определяют полуширины резонансных линий, наблюдаемых на этих частотах. Как видно из рис. 3 увеличение величины внешнего поля ведет к изменению (увеличению или уменьшению в

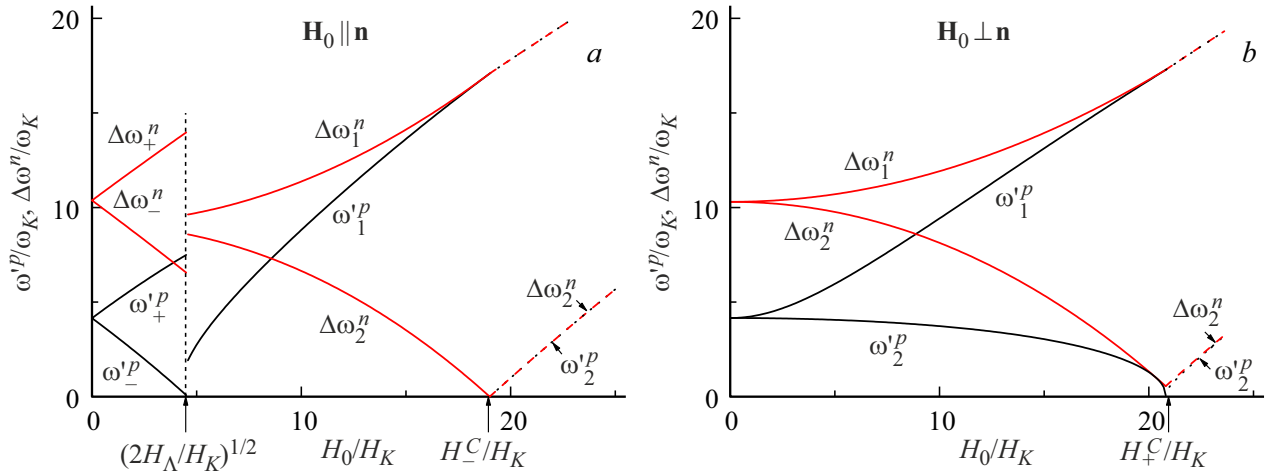


Рис. 2. Частота прецессии $\omega'^p_i = \mathrm{Re}[\omega_i^p]$ суммарной намагниченности подрешеток АФМ и отклонение нутационной частоты намагниченности $\Delta\omega_i^n = \mathrm{Re}[\omega_i^n] - 1/\tau$ в зависимости от величины внешнего поля H_0 для $\alpha = 0.01$, $\tau\omega_K = 0.01$, $\omega_\Lambda/\omega_K = 10$: ($a$) поле направлено вдоль легкой оси; (b) поле направлено перпендикулярно легкой оси.

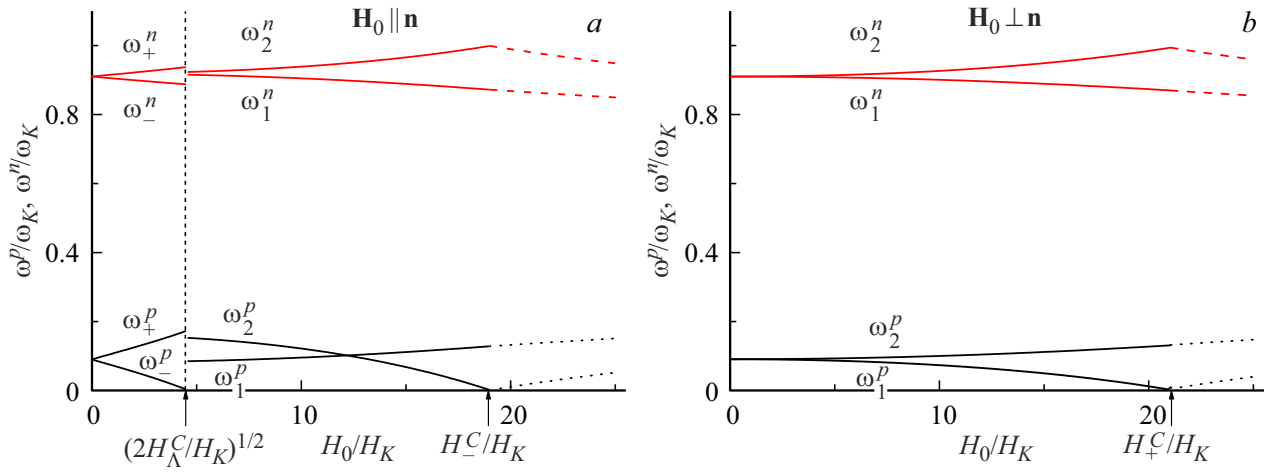


Рис. 3. Мнимые части $\omega_i''^{p,n} = \mathrm{Im}[\omega_i^{p,n}]$ комплексных частот прецессии и нутации намагниченности АФМ в зависимости от величины внешнего поля H_0 для $\alpha = 0.01$, $\tau\omega_K = 0.01$, $\omega_\Lambda/\omega_K = 10$: ($a$) поле направлено вдоль легкой оси; (b) поле направлено перпендикулярно легкой оси.

зависимости от выбранной моды) полуширины резонансных линий НР. Кроме того, изменение полуширины наблюдается при реализации „спин-флоп“ перехода.

На рис. 4 представлены частотные зависимости действительной χ'_{zz} и мнимой χ''_{zz} частей компоненты тензора линейной восприимчивости АФМ χ_{zz} в случае (a). В слабом внешнем поле наблюдается общая прецессия намагниченности подрешеток, что приводит к возникновению только одного пика АФМР. При увеличении внешнего поля относительно поля анизотропии происходит разделение АФМР на два пика. Частоты этих резонансов можно оценить как $\omega_\pm^p \sim \sqrt{\omega_K\omega_+^C} \pm \omega_0$ (для более точной оценки (см. табл. 3, случай (a)). Как видно на рис. 4, в дополнение к парному антиферромагнитному резонансу, обусловленному прецессионным движением намагниченностей подрешеток АФМ, появляется более слабый парный НР на частотах, превышающих на два порядка частоты АФМ резонанса $\omega_\pm^n \sim \tau^{-1} + \omega_K + \omega_\Lambda \pm \omega_0$. С уменьшением величины внешнего поля H_0 частотное разделение между пиками сокращается, и они сливаются при $\omega_0 = \gamma H_0 = 0$. Из выражений для частот резонансов видно, что относительный сдвиг частоты НР, обусловленный внешним полем $\Delta\omega_\pm^n/\tau^{-1} \sim \tau\omega_0$, не столь значителен, как аналогичный относительный сдвиг частоты АФМ резонанса $\Delta\omega_\pm^p/\sqrt{\omega_K\omega_+^C} \sim \omega_0/\sqrt{\omega_K\omega_+^C}$. Согласно выражению для $\omega_\pm^p$ из табл. 3 (случай (a)) инерционная коррекция к частотам АФМ резонанса оценивается как $\sim \tau\omega_\Lambda(\omega_K\omega_\Lambda)^{1/2}$. Эту поправку можно сравнить с инерционной коррекцией к частотам ФМ резонанса, которую формально можно оценить как $\sim \tau\omega_K^2$, если в выражениях для $\omega_\pm^p$ положить $\omega_\Lambda = 0$. Таким образом,

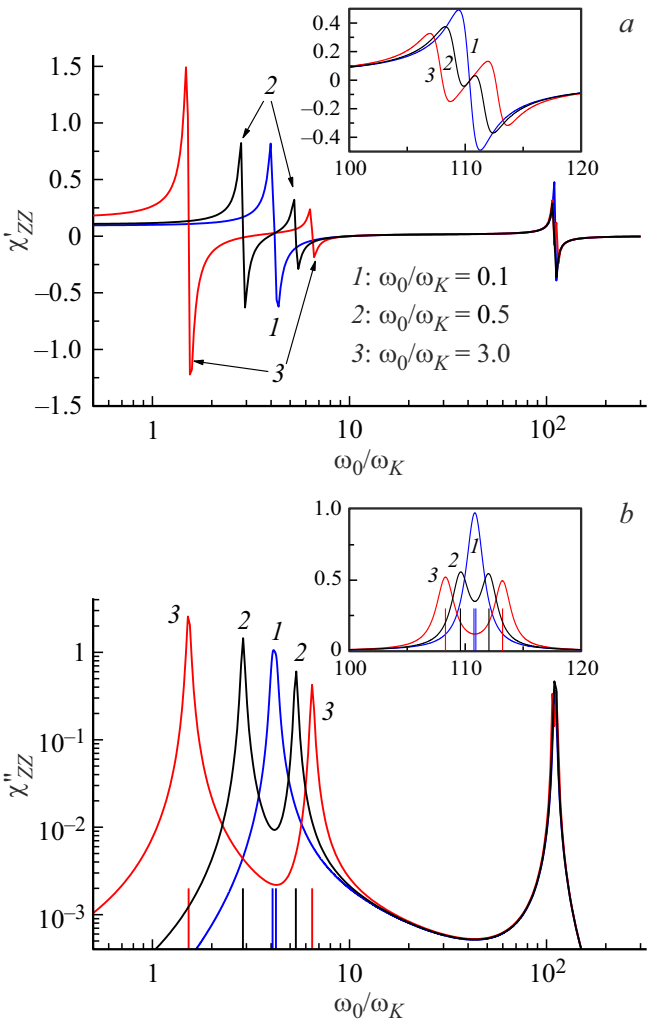


Рис. 4. Действительная χ'_{ZZ} (a) и мнимая χ''_{ZZ} (b) части компоненты тензора линейной восприимчивости $\chi_{ZZ} = \chi'_{ZZ} - i\chi''_{ZZ}$ (уравнение (33)) АФМ в зависимости от ω/ω_K для $\alpha = 0.01$, $\tau\omega_K = 0.001$, $\omega_\Lambda/\omega_K = 10$ и различных значений ω_0/ω_K, соответствующих состоянию (a). Частотные метки — решения уравнения (a) из табл. 2 для $\alpha = 0$.

отношение поправок определяется отношением частот как $\sim (\omega_\Lambda/\omega_K)^{3/2}$, что означает, что инерционная поправка для АФМ существенно больше, чем для ФМ, поскольку $\omega_\Lambda \gg \omega_K$ [24].

На рис. 5 и 6 представлены зависимости для компонент тензора восприимчивости для состояний (b) и (d), соответственно. На рис. 5 видно, что с увеличением величины внешнего поля резонансные частоты $\omega_1^{p,n}$ (см. табл. 3, случай (b)), смещаются в высокочастотную область для $\chi_{ZZ}(\omega)$, тогда как резонансные частоты ω_2^n смещаются в низкочастотную область для $\chi_{YY}(\omega)$. Аналогичная картина наблюдается и на рис. 6, где с увеличением величины внешнего поля резонансные частоты $\omega_1^{p,n}$ (см. табл. 3, случай (d)) смещаются в высокочастотную область для $\chi_{ZZ}(\omega)$, а резонансные частоты $\omega_2^{p,n}$ смещаются в низкочастотную область для $\chi_{XX}(\omega)$.

6. Заключение

Метод линеаризации системы инерционных уравнений ЛЛГ, описывающих инерционную динамику намагниченностей подрешеток АФМ с учетом диссипации в них, позволил получить аналитические выражения для собственных частот АФМ. Реальные части этих выражений определяют частоты как антиферромагнитного резонанса, так и НР, тогда как мнимые части ответственны за полуширины этих резонансных линий. Представлены зависимости как резонансных частот, так и полуширин линий от величины внешнего поля с учетом диссипации в АФМ материале. Показано, что направление сдвига резонансных частот с увеличением поля зависит от состояния АФМ и рассматриваемой резонансной моды в этом состоянии. Рассчитаны отдельные компоненты

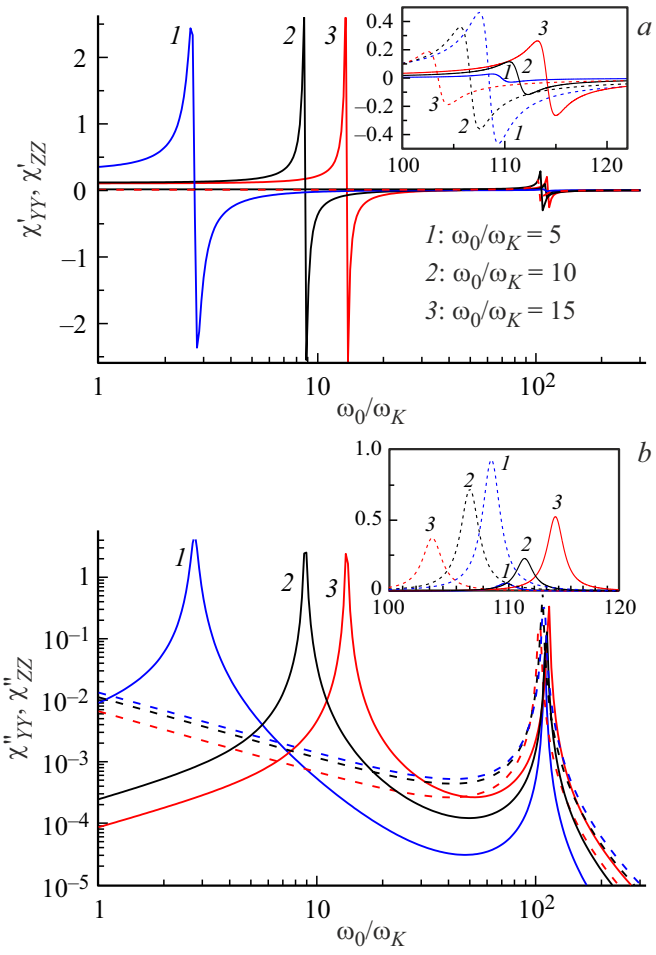


Рис. 5. Действительная χ'_{GG} (a) и мнимая χ''_{GG} (b) части компоненты тензора линейной восприимчивости $\chi_{GG} = \chi'_{GG} - i\chi''_{GG}$ (уравнение (33)) АФМ в зависимости от ω/ω_K для $\alpha = 0.01$, $\tau\omega_K = 0.001$, $\omega_\Lambda/\omega_K = 10$ и различных значений ω_0/ω_K, соответствующих состоянию (b). Сплошные линии: $G = Z$, штриховые линии: $G = Y$.

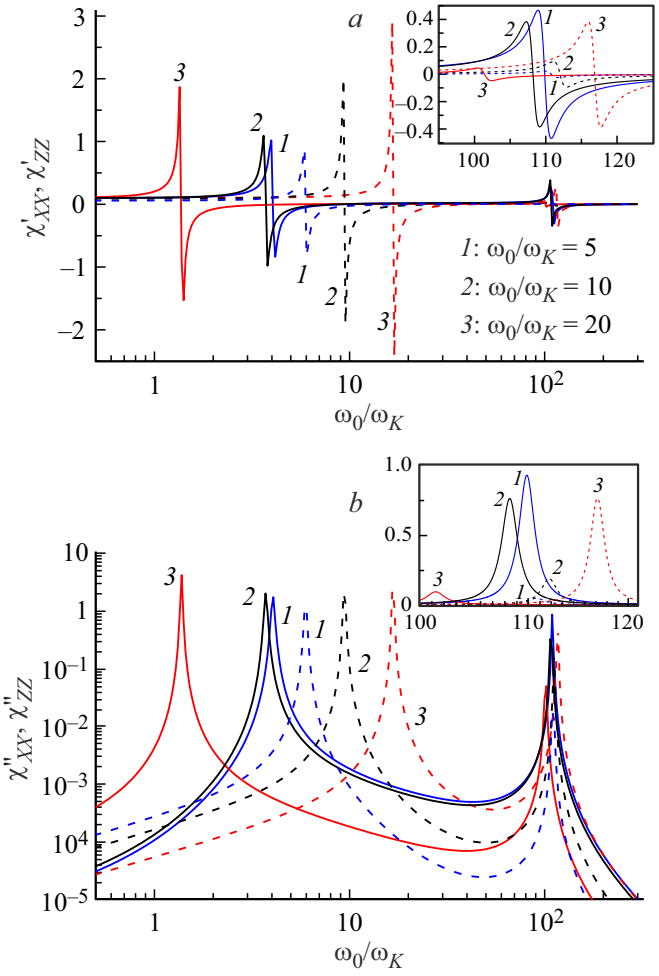


Рис. 6. Действительная χ'_{GG} (a) и мнимая χ''_{GG} (b) части компоненты тензора линейной восприимчивости $\chi_{GG} = \chi'_{GG} - i\chi''_{GG}$ (уравнение (33)) АФМ в зависимости от ω/ω_K для $\alpha = 0.01$, $\tau\omega_K = 0.001$, $\omega_\Lambda/\omega_K = 10$ и различных значений ω_0/ω_K, соответствующих состоянию (d). Сплошные линии: $G = X$, штриховые линии: $G = Z$.

тензора намагниченности АФМ в инерционном режиме. Продемонстрировано, как переключение состояния АФМ внешним полем отражается на частотах НР в АФМ. Полученные выражения позволяют также оценить влияние инерционности намагниченности на резонансные частоты и полуширины линий в различных состояниях АФМ. Отмечено, что в различных состояниях АФМ для отдельных резонансных мод инерционные поправки тем больше аналогичных поправок для ФМ, чем больше отношение ω_Λ/ω_K. Уменьшение внешним полем полуширины линий НР на отдельных модах (см. рис. 3) при сохранении площади под резонансной кривой (интегральное правило Гордона [45]) приводит к увеличению амплитуды резонанса, что может быть полезным в разработке методики экспериментального наблюдения нутационных резонансов. Кроме того, в некоторых состояниях АФМ эффективная полуширина линии нутационного резонанса, определяемая как отношение мнимой части комплексной резонансной частоты (см. табл. 3) к ее действительной части $\mathrm{Im}[\omega_i^n]/\mathrm{Re}[\omega_i^n]$, уменьшается с ростом отношения $H_\Lambda/H_K = \Lambda/2K$. Соответственно, в таких АФМ амплитуда резонанса будет больше, что делает их более удобными для наблюдения нутационного резонанса [26]. Например, к таким АФМ относятся структуры, содержащие NiO [46,47] и CrPt [48,49]. Полученные результаты соответствуют слабым внешним переменным полям (условие линеаризации уравнений). Тот факт, что АФМ и ферримагнетики имеют схожую природу магнитного упорядочения [6,26], позволяет обобщить представленный метод для анализа резонансных частот ферримагнетиков. В дальнейшем представляет интерес исследование нелинейных поправок к компонентам тензора линейной восприимчивости и изучение нелинейных эффектов в АФМ в области нутационного резонанса. За основу могут быть взяты результаты по исследованию нелинейных эффектов в ФМ в условиях инерционной динамики намагниченности [50]. Мы надеемся, что представленные результаты будут полезны при постановке будущих экспериментов по исследованию НР в АФМ структурах.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда развития теоретической физики и математики „БАЗИС“ (грант: 22-1-1-28-1). Часть работы А.Ф. выполнена по гос. заданию Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] T. Jungwirth, X. Marti, P. Wadley, J. Wunderlich. Nat. Nanotechnol. **11**, 231 (2016). https://doi.org/10.1038/nnano.2016.18

[2] V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, Y. Tserkovnyak. Rev. Mod. Phys. **90**, 015005 (2018). https://doi.org/10.1103/RevModPhys.90.015005

[3] M. Jungfleisch, W. Zhang, A. Hoffmann. Phys. Lett. A **382**, 865 (2018). https://doi.org/10.1016/j.physleta.2018.01.008

[4] Ю.Л. Райхер, В.И. Степанов. ЖЭТФ **134**, 514 (2008). https://doi.org/10.1134/S1063776108090112

[5] P. Němec, M. Fiebig, T. Kampfrath, A.V. Kimel. Nat. Phys. **14**, 229 (2018). https://doi.org/10.1038/s41567-018-0051-x

[6] А.Г. Гуревич. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. Наука, М. (1973).

[7] L.D. Landau. Phys. Zs. Sowjet **4**, 675 (1933). https://elib.biblioatom.ru/text/landau_sobranie-trudov_t1_1969/p100/

[8] L. Néel. C.R. Hebd. Seances Acad. Sci. **252**, 4075 (1961). https://hal.science/hal-02878431/document.

[9] L. Néel. C.R. Hebd. Seances Acad. Sci. **253**, 9 (1961). https://hal.science/hal-02878448v1/file/Doc.pdf

[10] L. Néel. C.R. Hebd. Seances Acad. Sci. **253**, 203 (1961). https://hal.science/hal-02878449/document
[11] L. Néel. C.R. Hebd. Seances Acad. Sci. **253**, 1286 (1961). https://hal.science/hal-02878450
[12] Handbook of Terahertz Technology for Imaging, Sensing and Communications / Ed. D. Saeedkia. Woodhead Publ. Lim., Sawston (2013).
[13] J.-Y. Bigot, M. Vomir, E. Beaurepaire. Nat. Phys. **5**, 515 (2009). https://doi.org/10.1038/nphys1285
[14] C.D. Stanciu, A. Tsukamoto, A.V. Kimel, F. Hansteen, A. Kirilyuk, A. Itoh, Th. Rasing. Phys. Rev. Lett. **99**, 217204 (2007). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.217204
[15] S. Mangin, M. Gottwald, C-H. Lambert, D. Steil, V. Uhlíř, L. Pang, M. Hehn, S. Alebrand, M. Cinchetti, G. Malinowski, Y. Fainman, M. Aeschlimann, E.E. Fullerton. Nature Mater **13**, 286 (2014). https://doi.org/10.1038/nmat3864
[16] A. Kimel, B. Ivanov, R. Pisarev, P.A. Usachev, A. Kirilyuk, Th. Rasing. Nature Phys. **5**, 727 (2009). https://doi.org/10.1038/nphys1369
[17] S. Wienholdt, D. Hinzke, U. Nowak. Phys. Rev. Lett. **108**, 247207 (2012). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.247207
[18] M.-C. Ciornei, J.M. Rubí, J.-E. Wegrowe. Phys. Rev. B **83**, 020410(R) (2011). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.83.020410
[19] J.-E. Wegrowe, M.-C. Ciornei. Amer. J. Phys. **80**, 607 (2012). https://doi.org/10.1119/1.4709188
[20] D. Böttcher, J. Henk. Phys. Rev. B **86**, 020404(R) (2012). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.86.020404
[21] S. Giordano, P.-M. Déjardin. Phys. Rev. B **102**, 214406 (2020). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.102.214406
[22] E. Olive, Y. Lansac, J.-E. Wegrowe. Appl. Phys. Lett. **100**, 192407 (2012). https://doi.org/10.1063/1.4712056
[23] S.V. Titov, W.J. Dowling, Yu.P. Kalmykov. J. Appl. Phys. **131**, 193901 (2022). https://doi.org/10.1063/5.0093226
[24] M. Cherkasskii, M. Farle, A. Semisalova. Phys. Rev. B **102**, 184432 (2020). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.102.184432
[25] S. Ghosh, M. Cherkasskii, I. Barsukov, R. Mondal, Theory of tensorial magnetic inertia in terahertz spin dynamics (2024). https://doi.org/10.48550/arXiv.2408.15594
[26] R. Mondal, S. Großenbach, L. Rózsa, U. Nowak. Phys. Rev. B **103**, 104404 (2021). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.103.104404
[27] S.V. Titov, W.J. Dowling, A.S. Titov, A.S. Fedorov. J. Appl. Phys. **135**, 093903 (2024). https://doi.org/10.1063/5.0196622
[28] M. Cherkasskii, M. Farle, A. Semisalova. Phys. Rev. B, **103**, 174435 (2021). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.103.174435
[29] A.M. Lomonosov, V.V. Temnov, J.-E. Wegrowe. Phys. Rev. B, **104**, 054425 (2021). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.104.054425
[30] S.V. Titov, W.J. Dowling, Y.P. Kalmykov, M. Cherkasskii. Phys. Rev. B, **105**, 214414 (2022). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.105.214414
[31] R. Mondal, L. Rózsa. Phys. Rev. B **106**, 134422 (2022). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.106.134422
[32] K. Neeraj, N. Awari, S. Kovalev, D. Polley, N.Z. Hagström, S.S.P.K. Arekapudi, A. Semisalova, K. Lenz, B. Green, J.-C. Deinert, I. Ilyakov, M. Chen, M. Bowatna, V. Scalera, M. D'Aquino, C. Serpico, O. Hellwig, J.-E. Wegrowe, M. Gensch, S. Bonetti. Nat. Phys. **17**, 245 (2021). https://doi.org/10.1038/s41567-020-01040-y
[33] A. De, J. Schlegel, A. Lentfert, L. Scheuer, B. Stadtmüller, P. Pirro, G. von Freymann, U. Nowak, M. Aeschlimann. Nutation: separating the spin from its magnetic moment (2024). https://doi.org/10.48550/arXiv.2405.01334
[34] V. Unikandanunni, R. Medapalli, M. Asa, E. Albisetti, D. Petti, R. Bertacco, E.E. Fullerton, S. Bonetti. Phys. Rev. Lett. **129**, 237201 (2022). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.129.237201
[35] D. Thonig, O. Eriksson, and M. Pereiro, Sci. Rep. **7**, 931 (2017). https://doi.org/10.1038/s41598-017-01081-z
[36] M. Fähnle, D. Steiauf, C. Illg. Phys. Rev. B **84**, 172403 (2011). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.84.172403
[37] S. Bhattacharjee, L. Nordström, J. Fransson. Phys. Rev. Lett. **108**, 057204 (2012). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.057204
[38] R. Mondal, M. Berritta, A.K. Nandy, P.M. Oppeneer. Phys. Rev. B **96**, 024425 (2017). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.96.024425
[39] T. Kikuchi, G. Phys. Rev. B **92**, 184410 (2015). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.92.184410
[40] R. Bastardis, F. Vernay, H. Kachkachi, Phys. Rev. B **98**, 165444 (2018). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.98.165444
[41] M. Cherkasskii, I. Barsukov, R. Mondal, M. Farle, A. Semisalova. Phys. Rev. B **106**, 054428 (2022). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.106.054428
[42] W.T. Coffey, Yu.P. Kalmykov, S.V. Titov. Thermal Fluctuations and Relaxation Processes in Nanomagnets, World Scientific, Singapore (2020).
[43] R. Bellman. Introduction to matrix analysis, McGraw-Hill, N.Y. (1960).
[44] G.A. Korn, T.M. Korn. Mathematical Handbook for Scientists and Engineers: Definitions, Theorems, and Formulas for Reference and Review, McGraw-Hill, N.Y. (1961).
[45] S.V. Titov, W.J. Dowling, A.S. Titov, S.A. Nikitov, M.A. Cherkasskii. Phys. Rev. B, **107**, 104416 (2023). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.107.104416
[46] M.T. Hutchings, E.J. Samuelsen. Phys. Rev. B **6**, 3447 (1972). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.6.3447
[47] T. Satoh, S.-J. Cho, R. Iida, T. Shimura, K. Kuroda, H. Ueda, Y. Ueda, B.A. Ivanov, F. Nori, and M. Fiebig, Phys. Rev. Lett. **105**, 077402 (2010). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.077402
[48] M.J. Besnus, A.J.P. Meyer. Physica Status Solidi B **58**, 533 (1973). https://doi.org/10.1002/pssb.2220580213
[49] R. Zhang, R. Skomski, X. Li, Z. Li, P. Manchanda, A. Kashyap, R.D. Kirby, S.-H. Liou, D.J. Sellmyer. J. Appl. Phys. **111**, 07D720 (2012). https://doi.org/10.1063/1.3677928
[50] S.V. Titov, W.J. Dowling, A.S. Titov, A.S. Fedorov. AIP Advances, **14**, 035216 (2024). https://doi.org/10.1063/5.0191413

Редактор А.Н. Смирнов