

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

УДК 537.874; 537.624

ВЛИЯНИЕ АНИЗОТРОПИИ ЧЕТВЕРТОГО ПОРЯДКА НА ПРЕЦЕССИЮ ПОЛОЖЕНИЯ РАВНОВЕСИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ В УСЛОВИЯХ ОРИЕНТАЦИОННОГО ПЕРЕХОДА

© 2024 г. В. С. Власов^a, В. Г. Шавров^b, В. И. Щеглов^{b, *}

^aСыктывкарский государственный университет им. П.Сорокина,
Октябрьский просп., 55, Сыктывкар, 167001 Российская Федерация

^bИнститут радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

*E-mail: vshcheg@cplire.ru

Поступила в редакцию 02.08.2022 г.

После доработки 05.04.2023 г.

Принята к публикации 23.05.2023 г.

Рассмотрена прецессия положения равновесия намагниченности в среде с одноосной анизотропией второго и четвертого порядков. В геометрии нормально намагниченной ферритовой пластины найдены условия ориентационного перехода, необходимые для возбуждения прецессии равновесия. Получены зависимости колебаний поперечных компонент намагниченности от времени. Построены прецессионные портреты для случаев анизотропии второго и четвертого порядков. Показано, что оба они имеют вид большого кольца, заполненного по образующей малыми кольцами. Показано, что при достаточно большой величине анизотропии четвертого порядка в распределении малых колец наблюдаются сгущения, соответствующие изломам зависимостей поперечных компонент намагниченности от времени.

Ключевые слова: прецессия намагниченности, анизотропия, ориентационный переход

DOI: 10.31857/S0033849424120056, **EDN:** HNCKIA

ВВЕДЕНИЕ

Магнитные кристаллы и пленки находят широкое применение в устройствах аналоговой обработки информации (СВЧ) диапазона [1–5]. Главным рабочим элементом таких устройств является образец феррита, намагниченный постоянным полем. Не все устройства способны работать на высоком уровне мощности, так как линейной полностью упорядоченной обработке сигнала мешает параметрическое возбуждение обменных спиновых волн [6–8]. Исключение такого возбуждения достигается выбором геометрии нормально намагниченной ферритовой пластины [9, 10].

Особый интерес представляет применение магнитостатических волн в случае, когда вектор намагниченности находится в условиях ориентационного перехода. Эти условия обеспечивают широкий диапазон рабочих частот — от сотен мегагерц до десятков гигагерц, причем волны могут иметь как прямой, так и обратный характер [11, гл. 12–14].

В работе [12, гл. 9, 10] было показано, что в условиях ориентационного перехода, т.е. когда

вектор намагниченности в стационарном состоянии отклонен от направления поля, вынужденная прецессия намагниченности приобретает характер прецессии положения равновесия, которая является как бы прецессией второго порядка по отношению к вектору намагниченности. Прецессионный портрет имеет вид большого кольца, заполненного по образующей малыми кольцами.

Магнитная анизотропия накладывает существенные особенности на такую прецессию, что проявляется в виде сгущений и разрежений малых колец на прецессионном портрете. Рассмотренные в цитированных работах случаи одноосной анизотропии касаются только анизотропии второго порядка, когда потенциал имеет конфигурацию квадратичной параболы. В то же время в ряде экспериментов по распространению магнитостатических волн в пленках с доменами проявляется одноосная анизотропия более высоких порядков, в первую очередь — четвертого [11, с. 296 и 304; 13–15].

Данная работа посвящена более подробному рассмотрению влияния одноосной анизотропии

четвертого порядка на прецессию положения равновесия в условиях ориентационного перехода.

1. ГЕОМЕТРИЯ ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

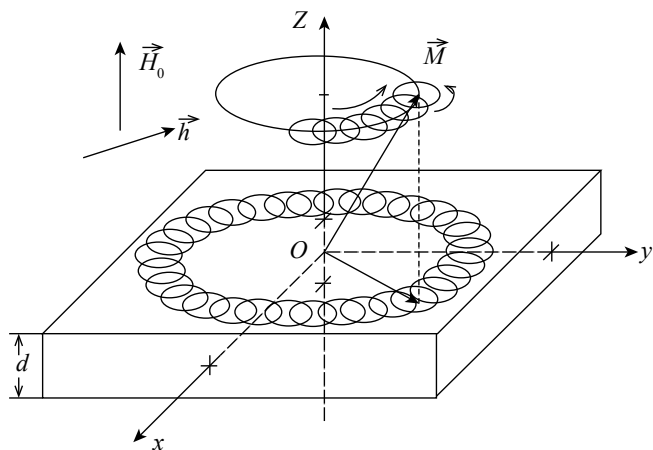


Рис. 1. Схема геометрии прецессии положения равновесия намагниченности.

Рассмотрим прецессию положения равновесия намагниченности в геометрии, совпадающей с приведенной в работах [12, гл. 9, 10; 16, рис. 1]. Схема геометрии представлена на рис. 1.

Магнитная пластина толщиной d намагничена по нормали постоянным полем \vec{H}_0 . В плоскости пластины приложено переменное поле \vec{h} , имеющее круговую поляризацию. Плоскость Oxy декартовой системы координат $Oxyz$ совпадает с плоскостью пластины. Внешнее поле \vec{H}_0 предполагается меньшим поля размагничивания $4\pi M_0$, так что вектор намагниченности \vec{M} в равновесном положении отклонен от нормали к плоскости пластины, т.е. находится в условиях ориентационного перехода. Поляризованное по кругу поле \vec{h} заставляет вектор намагниченности прецессировать вокруг положения равновесия, которое само в свою очередь приходит в прецессионное движение по большому кругу. Получающийся в результате прецессионный портрет, представляющий собой большое кольцо, заполненное по образующей малыми кольцами, показан на рис. 1 в плоскости пластины.

Положим, что приложенное к пластине поле имеет вид

$$\vec{H}_e = \{h_x; h_y; H_z\}, \quad (1)$$

где $H_z = H_0 - H_p + H_a$ — эффективное поле, действующее по нормали к плоскости пластины. Это поле состоит из внешнего поля H_0 ,

поля размагничивания H_p , направленного против внешнего поля, а также поля анизотропии H_a , ориентированного соосно с внешним полем. Поле размагничивания стремится «уложить» вектор намагниченности в плоскость пластины, а поле H_0 в сочетании с H_a — «вывернуть» вектор из этой плоскости. Если суммарной силы H_0 и H_a не хватает, чтобы выстроить намагниченность точно вдоль своей оси (т.е. Oz), то ориентационный переход вектора намагниченности от плоскости пластины к направлению поля остается незаконченным и равновесный вектор \vec{M} отклоняется от оси Oz на угол θ , определяемый выражением

$$\theta_0 = \arccos \left(\frac{H_0 + H_a}{4\pi M_0} \right). \quad (2)$$

В таких условиях прецессия намагниченности определяется решением уравнения Ландау—Лифшица [1–5, 16]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_x}{\partial t} = & -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} \left[(m_y + \alpha m_x m_z) H_{ez} - \right. \\ & \left. - (m_z - \alpha m_y m_x) H_{ey} - \right. \\ & \left. - \alpha (m_y^2 + m_z^2) H_{ex} \right], \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_y}{\partial t} = & -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} \left[(m_z + \alpha m_y m_x) H_{ex} - \right. \\ & \left. - (m_x - \alpha m_z m_y) H_{ez} - \right. \\ & \left. - \alpha (m_z^2 + m_x^2) H_{ey} \right], \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_z}{\partial t} = & -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} \left[(m_x + \alpha m_z m_y) H_{ey} - \right. \\ & \left. - (m_y - \alpha m_x m_z) H_{ex} - \right. \\ & \left. - \alpha (m_x^2 + m_y^2) H_{ez} \right], \end{aligned} \quad (5)$$

где $m_{x,y,z}$ — компоненты нормированной на M_0 намагниченности, γ — гиромагнитная постоянная ($\gamma > 0$), α — параметр затухания Гильберта.

2. ПЛОТНОСТЬ ЭНЕРГИИ АНИЗОТРОПИИ

Будем полагать, что анизотропия является одноосной, ось которой совпадает с осью Oz . В общем случае плотность энергии одноосной анизотропии может быть записана в виде [12, с. 191]:

$$U_a = \alpha_2 m_z^2 + \alpha_4 m_z^4 + \dots + \alpha_{2n} m_z^{2n} + \dots, \quad (6)$$

где α_{2n} — константы анизотропии порядка $2n$, m_z — нормированная на M_0 компонента намагниченности: $m_z = M_z/M_0$. В такой

записи присутствуют слагаемые только четных порядков, так как нечетные антисимметричны по поперечным осям. Ограничимся далее анизотропией только второго и четвертого порядков. С учетом того, что $m_x^2 + m_y^2 + m_z^2 = 1$, а также в силу симметрии полагая $m_x = m_y$, приведем (6) к виду

$$U_a = K_2 m_x^2 + K_4 m_x^4, \quad (7)$$

где K_2 и K_4 — константы анизотропии соответственно второго и четвертого порядков.

Как видим, оба слагаемых представляют собой параболы, ветви которых при увеличении m_x неограниченно возрастают (во всяком случае до $m_x \rightarrow 1$). Если обе константы положительны, то потенциал U_a имеет единственный минимум, соответствующий $m_x = 0$, т.е. намагниченность в равновесии будет выстроена точно вдоль оси Oz . Однако если константа K_4 положительна, а K_2 отрицательна, то слагаемые потенциала действуют в противоположных направлениях, так что возможно существование двух минимумов, разделенных максимумом.

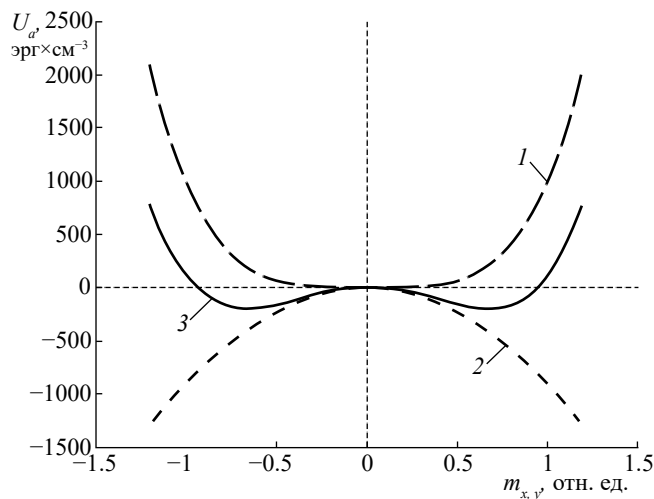


Рис. 2. Зависимость плотности энергии анизотропии различных порядков от нормированных поперечных компонент намагниченности (масштаб условный): 1 — четвертый порядок; 2 — второй порядок; 3 — сумма четвертого и второго порядков.

Такая ситуация представлена на рис. 2, где кривая 1 соответствует второму слагаемому потенциала (7) с положительной константой K_4 , а кривая 2 — первому слагаемому (7) с отрицательной константой K_2 . Кривая 3 соответствует сумме первых двух, так что на ней четко наблюдаются два минимума, разделенные максимумом.

Из рис. 2 видно, что при постоянном уровне потенциала, превышающем нулевое значение, ветви кривой 3 расходятся в стороны значительно

сильнее, чем кривой 1, а ниже нулевого уровня на кривой 3 имеются два минимума, на кривой 1 вообще отсутствующие. Таким образом, равновесный угол отклонения вектора намагниченности от оси Oz в условиях двух констант разных знаков может значительно превышать подобный угол при одной константе.

3. ПРЕЦЕССИЯ ПОЛОЖЕНИЯ РАВНОВЕСИЯ

Рассмотрим теперь свойства прецессии положения равновесия при таком характере анизотропии. Будем использовать следующие параметры: $4\pi M_0 = 280$ Гс, $H_0 = 185$ Э, $h_{x,y} = 3$ Э, $F = 100$ МГц, $\alpha = 0.3$, $K_2 = 900$ эрг×см⁻³, $K_4 = -1000$ эрг×см⁻³. Поле анизотропии второго порядка равно: $H_{a2} = -2K_2/M_0$, откуда при значениях $K_2 = 900$ эрг×см⁻³, $M_0 = 22.28$ Гс получаем $H_{a2} = -80.8$ Э.

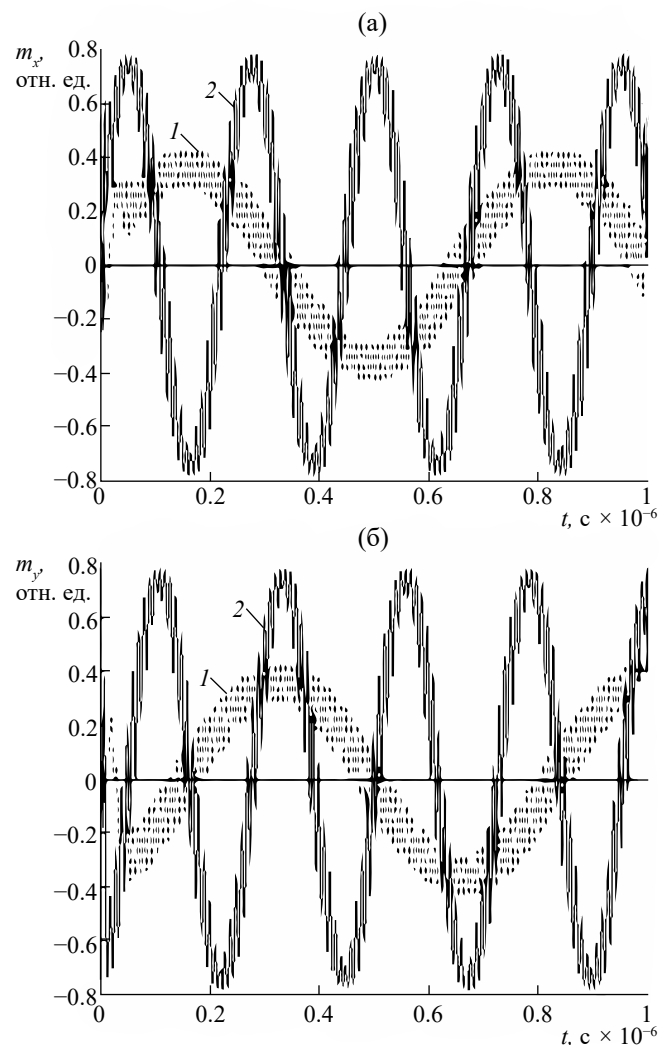


Рис. 3. Колебания компонент намагниченности m_x (а) и m_y (б) во времени при различных видах анизотропии: кривая 1 — $K_2 \neq 0$, $K_4 \neq 0$; кривая 2 — $K_2 = 0$, $K_4 = 0$.

Развертки колебаний по времени показаны на рис. 3а (m_x) и рис. 3б (m_y). На этих рисунках рассмотрены два крайних случая: первый при наличии анизотропии обоих порядков (кривые 1), второй — когда оба вида анизотропии отсутствуют (кривые 2).

Из рисунка видно, что колебания обеих компонент в каждом из рассмотренных случаев имеют одинаковый вид с учетом сдвига по фазе на четверть периода, что соответствует круговому характеру поляризации прецессии намагниченности. Амплитуда колебаний в отсутствие анизотропии (кривые 2) значительно превышает амплитуду колебаний с анизотропией (кривые 1). Частота в отсутствие анизотропии также значительно выше, чем с анизотропией. Такое различие обусловлено тем, что в обоих случаях постоянное поле одно и то же (185 Э), тогда как анизотропия сильно различается. В работе [12, с. 400, рис. 9.7] показано, что период прецессии равновесия при увеличении постоянного поля вплоть до критического значения, когда намагниченность выстраивается вдоль поля, увеличивается, т.е. частота уменьшается. Критическое значение поля в отсутствие анизотропии составляет 280 Э. Поэтому уменьшение поля до принятой здесь величины 185 Э приводит к значительному увеличению частоты.

Вместе с тем уменьшение поля с 280 Э до принятого здесь значения 185 Э приводит к значительно большему отклонению намагниченности от нормали, чем наблюдалось в [12, рис. 9.2] (там — около 15° , здесь — около 30°). Поэтому и размах колебаний здесь значительно больше (там — около 0.4, здесь — до 0.8). Однако из обоих рисунков видно, что введение анизотропии приводит зависимости к виду, как по частоте, так и по амплитуде, значительно более близкому к соответствующему полю 280 Э [12, рис. 9.2].

Таким образом, снижение поля с 280 до 185 Э приводит к увеличению как размаха, так и частоты колебаний, а введение анизотропии возвращает то и другое на место. Таким образом, введение анизотропии в значительной степени как бы компенсирует уменьшение поля. Такая компенсация происходит за счет уменьшения критического значения поля, связанного здесь с анизотропией. В отсутствие анизотропии критическое поле равно полю размагничивания $4\pi M_0$, т.е. 280 Э. Поле анизотропии второго порядка равно: $H_{a2} = -2K_2/M_0$, откуда при значениях $K_2 = 900 \text{ эрг} \times \text{см}^{-3}$, $M_0 = 22.3 \text{ Гс}$ получаем $H_{a2} = -81 \text{ Э}$. Поскольку поле анизотропии второго порядка действует в том же направлении, что и внешнее поле, то критическое поле уменьшается как раз на эту величину, откуда получаем значение 199 Э.

Таким образом, если в отсутствие анизотропии критическое поле равно 280 Э, то здесь оно составляет всего 199 Э. Контрольная проверка по критерию стремления периода к бесконечности

полностью подтверждает это значение. При этом промежуток между критическим значением поля и тем, при котором были получены зависимости, подобные приведенным на рис. 3 и 4, в отсутствие анизотропии составлял 15 Э, а в присутствии 14 Э, т.е. практически ту же самую величину, что и дало

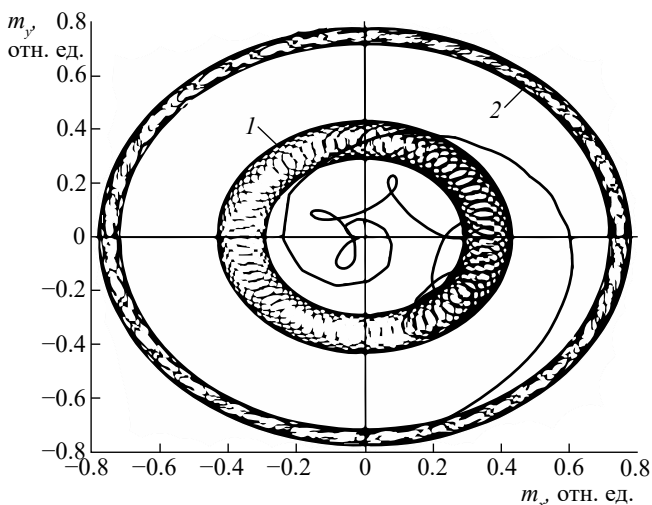


Рис. 4. Прецессионные портреты колебаний намагниченности при различных видах анизотропии: кривая 1 — $K_2 \neq 0$, $K_4 \neq 0$; кривая 2 — $K_2 = 0$, $K_4 = 0$.

одинаковое отклонение равновесного положения намагниченности от нормали и, как следствие, уменьшение амплитуды и увеличение периода до практически той же величины.

На рис. 4 приведены прецессионные портреты колебаний намагниченности при различных видах анизотропии, построенные в соответствии с предыдущими рисунками.

Из рисунка видно, что оба портрета представляют собой правильные окружности, заполненные по периферии малыми кольцами. По всей длине образующих окружностей кольца распределены равномерно. Диаметр окружности 1 меньше диаметра окружности 2 в соответствии с соотношением амплитуд колебаний, приведенных на рис. 3а и 3б. Ширина образующих окружностей также полностью соответствует амплитуде высокочастотных колебаний на тех же рисунках. Таким образом, оба портрета имеют классический вид, так что наличие анизотропии проявляется только в количественных характеристиках, рассмотренных выше.

4. ВЛИЯНИЕ АНИЗОТРОПИИ ЧЕТВЕРТОГО ПОРЯДКА

Приведенные в предыдущем разделе данные соответствуют довольно малой величине константы

анизотропии четвертого порядка K_4 , так что основной вид кривых определялся величиной константы второго порядка K_2 . Рассмотрим теперь роль анизотропии четвертого порядка более подробно.

В предыдущих разделах константы полагались равными $K_2 = 900 \text{ эрг} \times \text{см}^{-3}$, $K_4 = -1000 \text{ эрг} \times \text{см}^{-3}$. Теперь константу K_2 оставим той же самой, а K_4 увеличим до величины $15000 \text{ эрг} \times \text{см}^{-3}$. Провер-

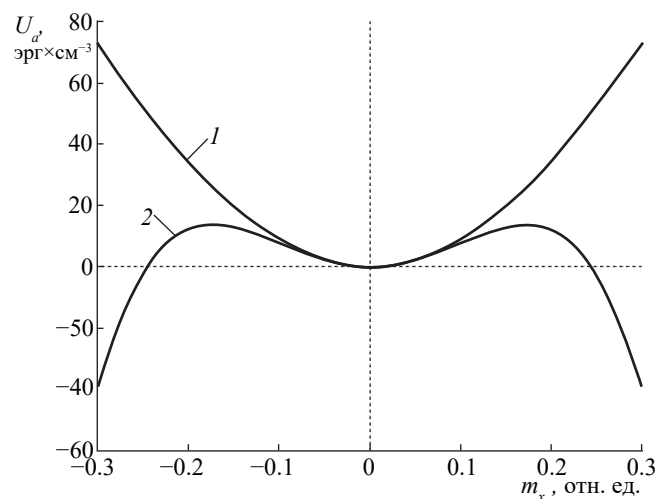


Рис. 5. Зависимости плотности энергии анизотропии обоих порядков от нормированной поперечной компоненты намагниченности m_x при различных значениях констант: кривая 1 — $K_2 = 900 \text{ эрг} \times \text{см}^{-3}$, $K_4 = -1000 \text{ эрг} \times \text{см}^{-3}$; кривая 2 — $K_2 = 900 \text{ эрг} \times \text{см}^{-3}$, $K_4 = -15000 \text{ эрг} \times \text{см}^{-3}$.

ка показывает, что при этом критическое значение поля остается равным 199 Э. Таким образом, в дальнейшем рассмотрении постоянное поле H_0 зададим на уровне 190 Э.

На рис. 5 приведены зависимости плотности энергии анизотропии обоих порядков от нормированной поперечной компоненты намагниченности m_x при различных значениях констант.

Кривая 1 соответствует случаю, рассмотренному выше, кривая 2 — при увеличенном значении константы анизотропии четвертого порядка. Отметим, что здесь знаки констант обратные по сравнению с приведенными на рис. 2. То есть здесь в любом случае кривая имеет только один минимум, однако при большом значении константы K_4 (кривая 2) по обе стороны от минимума имеются два максимума, после чего зависимость уходит на минус бесконечность. Контрольная проверка показывает, что такой выбор знаков констант не является единственно возможным, так что при обоих обратных знаках (подобно выбору на рис. 3) описываемые далее явления также имеют место, хотя

и в несколько другом соотношении величин констант. Здесь такие знаки выбраны для большей наглядности, однако авторы полагают, что вопрос о знаках мог бы составить предмет для отдельного рассмотрения.

На рис. 6а показаны колебания компоненты намагниченности m_x во времени при двух различных значениях константы анизотропии четвертого порядка. Кривая 1 соответствует прежнему значению константы, кривая 2 — увеличенному. Амплитуда и период кривой 2 определяются теми же параметрами, что кривой 1 на рис. 3, однако здесь поле больше на 5 Э (там — 185, здесь 190 Э при том же значении критического поля), так что период увеличился в согласии с [12, рис. 9.7], а амплитуда осталась прежней.

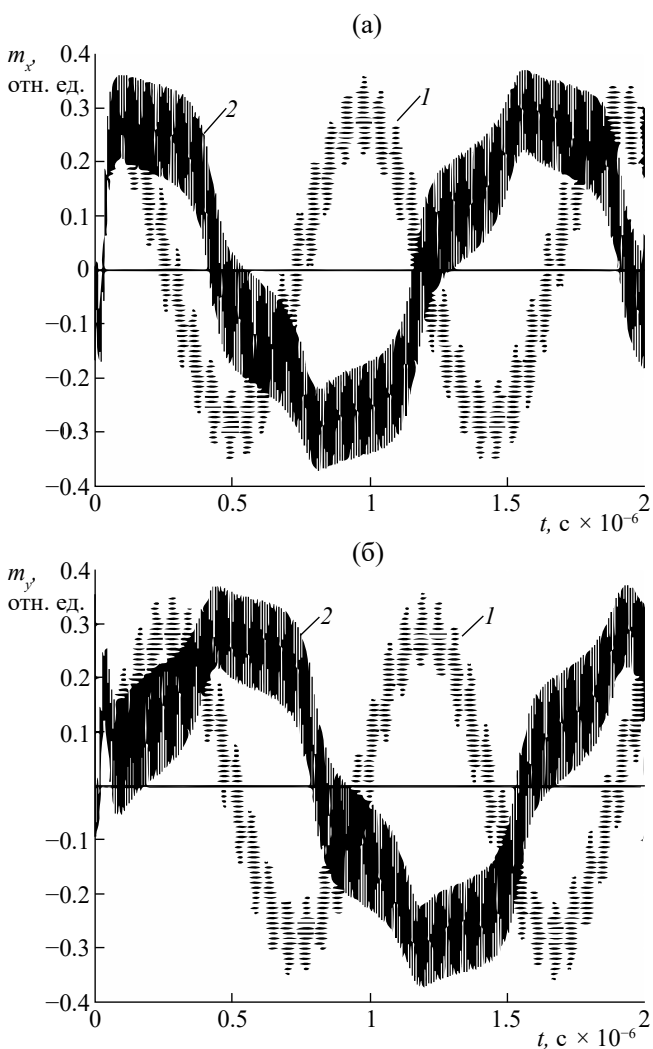


Рис. 6. Колебания компонент намагниченности m_x (а) и m_y (б) во времени при различных значениях константы анизотропии четвертого порядка: -1000 (1) и $-15000 \text{ эрг} \times \text{см}^{-3}$ (2); для наглядности полное время развертки по сравнению с рис. 3 увеличено в два раза.

На рис. 6б представлены колебания компоненты намагниченности m_x во времени при тех же условиях, что приняты при построении рис. 6а. Видно, что характер всех колебаний тот же, однако здесь, как и при сопоставлении рис. 3а и 3б, имеет место сдвиг по фазе на четверть периода, что также обусловлено круговым характером поляризации прецессии намагниченности.

Из рис. 6а и 6б видно, что введение анизотропии четвертого порядка сохраняет периодический характер колебаний, однако здесь период увеличивается примерно в два раза, хотя критическое поле остается тем же. То есть анизотропия четвертого порядка замедляет прецессию равновесного положения намагниченности. Характерным моментом является изломанный характер кривых 2 на обоих рисунках. Контрольная проверка показывает, что изломы обусловлены влиянием именно константы K_4 и при изменении K_2 остаются

всегда, когда прецессия намагниченности вообще имеет место. Из обоих рисунков можно видеть, что на каждом периоде кривых 2 наблюдаются четыре равномерно расставленных расширения и столько же сужений, что и дает рисунок изломов.

На рис. 7а и рис. 7б приведены прецессионные портреты для тех же двух случаев. Портрет на рис. 7а соответствует малому значению константы K_4 , на рис. 7б — большому значению той же константы.

Из сравнения рис. 7а и 7б видно, что при малом значении константы K_4 заполнение большого круга прецессии малыми кольцами полностью однородно, тогда как при большом значении той же константы на заполнении большого круга имеются четко наблюдаемые четыре сгущения малых колец. Из сопоставления рис. 6а и 6б видно, что сгущения как раз соответствуют изломанному характеру зависимостей компонент намагниченности от времени.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена прецессия положения равновесия намагниченности в среде с одноосной анизотропией второго и четвертого порядков. В геометрии нормально намагниченной ферритовой пластины найдены условия ориентационного перехода, необходимые для возбуждения прецессии равновесия. Получены уравнения движения намагниченности, учитывающие нелинейный характер явления.

Приведена плотность энергии анизотропии второго и четвертого порядков. Показано, что различие знаков констант того и другого порядков приводит к формированию потенциала, обладающего двумя минимумами, разделенными максимумом. Рассмотрена прецессия положения равновесия намагниченности в условиях преобладания константы второго порядка. Получены зависимости колебаний поперечных компонент намагниченности от времени. Отмечено, что такие зависимости имеют вид совокупности синусоиды с большим периодом, на которую наложены малоамплитудные колебания с периодом, соответствующим частоте возбуждения. Отмечен сдвиг по фазе колебаний компонент намагниченности по поперечным осям координат, соответствующий круговой поляризации прецессии. Установлено, что при одном и том же значении поля в отсутствие анизотропии амплитуда основной синусоиды прецессии значительно превышает амплитуду прецессии при наличии анизотропии. Показано, что такое соотношение амплитуд обусловлено уменьшением за счет анизотропии критического поля, соответствующего окончанию ориентационного перехода.

Построены прецессионные портреты для случаев отсутствия и наличия анизотропии второго порядка. Показано, что оба они имеют вид большого кольца, заполненного по образующей малыми кольцами, причем диаметр большого кольца

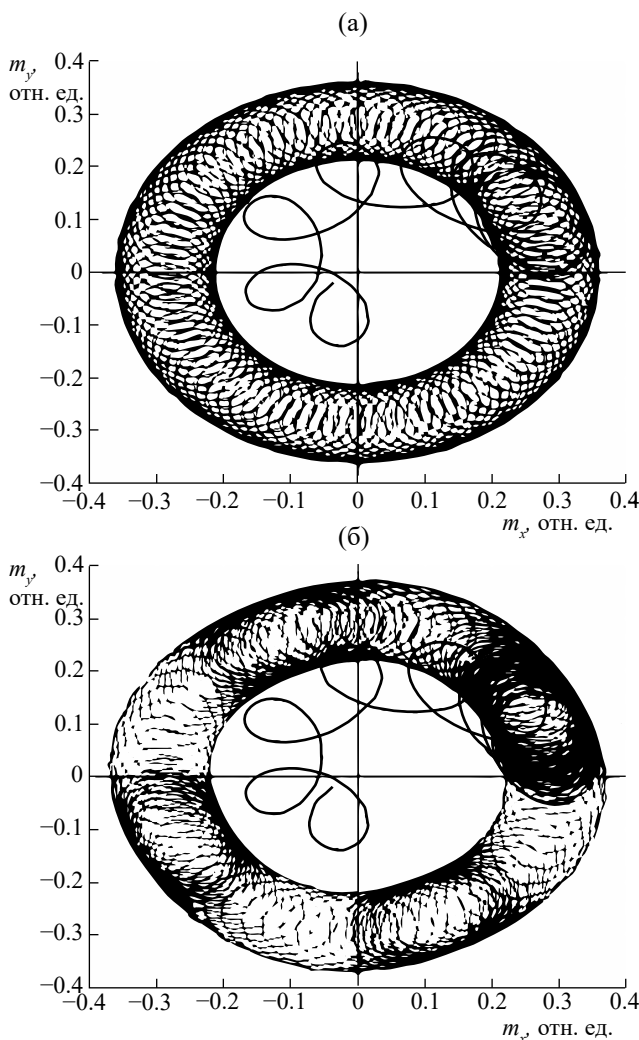


Рис. 7. Прецессионный портрет колебаний намагниченности при малом (а) и большом (б) значениях константы анизотропии четвертого порядка: $K_4 = -1000$ (а) и -15000 эрг \times см $^{-3}$ (б).

в отсутствие анизотропии значительно превышает диаметр такого при ее наличии.

Рассмотрено влияние анизотропии четвертого порядка на характер прецессии равновесия. Показано, что анизотропия четвертого порядка приводит к возникновению изломов на зависимостях поперечных компонент намагниченности от времени.

Построены прецессионные портреты для малого и большого значения константы четвертого порядка. Показано, что в отсутствие анизотропии четвертого порядка заполнение большого кольца портрета малыми кольцами является полностью однородным, а при наличии анизотропии в распределении малых колец наблюдаются сгущения, соответствующие изломам зависимостей поперечных компонент намагниченности от времени. В расположении сгущений на портрете отмечена центральная симметрия четвертого порядка.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гуревич А. Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. М.: Физматгиз, 1960.
2. Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973.
3. Гуревич А. Г., Мелков Г. А. Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994.
4. Шавров В. Г., Щеглов В. И. Магнитостатические волны в неоднородных полях. М.: Физматлит, 2016.
5. Шавров В. Г., Щеглов В. И. Магнитостатические и электромагнитные волны в сложных структурах. М.: Физматлит, 2017.
6. Моносов Я. А. Нелинейный ферромагнитный резонанс. М.: Наука, 1971.
7. Львов В. С. Нелинейные спиновые волны. М.: Наука, 1987.
8. Захаров В. Е., Львов В. С., Старобинец С. С. // Успехи физ. наук. 1974. Т. 114. № 4. С. 609.
9. Зильберман П. Е., Темирязов А. Г., Тихомирова М. П. // ЖЭТФ. 1995. Т. 108. № 1. С. 281.
10. Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Темирязов А. Г., Тихомирова М. П. // ФТТ. 2000. Т. 42. № 6. С. 1062.
11. Шавров В. Г., Щеглов В. И. Динамика намагниченности в условиях изменения ее ориентации. М.: Физматлит, 2019.
12. Шавров В. Г., Щеглов В. И. Ферромагнитный резонанс в условиях ориентационного перехода. М.: Физматлит, 2018.
13. Локк Э. Г. Магнитостатические волны в ферритовых пленках и структурах на их основе. Дисс. ... д-ра физ.-мат. наук. М.: ИРЭ РАН, 2007. 280 с.
14. Вашковский А. В., Локк Э. Г., Щеглов В. И. // ЖЭТФ. 1998. Т. 114. № 4. С. 1430.
15. Вашковский А. В., Локк Э. Г., Щеглов В. И. // ФТТ. 1999. Т. 41. № 11. С. 2034.
16. Власов В. С., Шавров В. Г., Щеглов В. И. // Журн. радиоэлектроники. 2021. № 3.
<http://doi.org/10.30898/1684-1719.2021.3.2>

INFLUENCE OF FOURTH-ORDER ANISOTROPY ON PRECESSION OF THE MAGNETIZATION EQUILIBRIUM POSITION UNDER THE CONDITIONS OF ORIENTATIONAL TRANSITION

V. S. Vlasov^a, V. G. Shavrov^b, V. I. Shcheglov^{b, *}

^a*Syktyvkar State University named after P. Sorokin,
Oktyabrsky Prospekt, 55, Syktyvkar, 167001 Russian Federation*

^b*Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences,
Mokhovaya Str., 11, Build. 7, Moscow, 125009 Russian Federation*

**E-mail: vshcheg@cplire.ru*

Received August 02, 2022, revised April 05, 2023, accepted May 23, 2023

The precession of the magnetization equilibrium position in a medium with uniaxial anisotropy of the second and fourth orders is considered. In the geometry of the normally magnetized ferrite plate the conditions of orientational transition necessary for excitation of precession of equilibrium are found. Time dependences of the fluctuations of the transverse components of the magnetization are obtained. Precession portraits for the cases of anisotropy of the second and fourth orders are constructed. It is shown that both of them have the form of a large ring filled along the formation by small rings. It is shown that at sufficiently large magnitude of the fourth-order anisotropy in the distribution of small rings, thickenings corresponding to fractures of the time dependences of the transverse magnetization components are observed.

Keywords: magnetization precession, anisotropy, orientational transition