

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.2.2>

УДК: 537.874; 537.624

**ВЛИЯНИЕ МАГНИТОУПРУГОЙ СВЯЗИ
НА ПРЕЦЕССИЮ ПОЛОЖЕНИЯ РАВНОВЕСИЯ
НАМАГНИЧЕННОСТИ В СТРУКТУРЕ:
ТОНКАЯ МАГНИТНАЯ ПЛЕНКА – ТОЛСТАЯ УПРУГАЯ ПОДЛОЖКА**

В.С. Власов ¹, В.Н. Шапоров ¹, В.Г. Шавров ², В.И. Щеглов ²

¹ Сыктывкарский государственный университет им. П. Сорокина
167001, Сыктывкар, Октябрьский просп., 55

² Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН
125009, Москва, ул. Моховая, 11 к. 7

Статья поступила в редакцию 19 ноября 2024 г.

Аннотация. Рассмотрена задача о возбуждении связанных магнитных и упругих колебаний в плоскопараллельной структуре, состоящей из нормально намагниченной тонкой магнитной пленки, наложенной на толстую немагнитную упругую подложку. В качестве основного предмета исследования выбрана прецессия положения равновесия намагниченности. Были выделены две области развития колебаний во времени – область установления и область стационарного режима. В области установления по мере уменьшения постоянного поля выявлены четыре режима: регулярные колебания, релаксирующие биения, прецессия равновесия намагниченности, нерегулярные биения. В области стационарного режима в области поля меньшего поля размагничивания всегда присутствует только прецессия положения равновесия намагниченности. Колебания представляют собой две крупные синусоиды, соответствующие компонентам намагниченности m_x и m_y , имеют одинаковую амплитуду и сдвинуты относительно друг друга на 90 градусов. Рассмотрена зависимость

периода прецессии положения равновесия от постоянного поля при различных значениях константы магнитоупругого взаимодействия, Показано, что увеличение магнитоупругого взаимодействия приводит к уменьшению периода прецессии, тем более проявляющемуся, чем поле больше. Отмечено, что в качестве возможной причины такого поведения зависимостей может выступить нагружение магнитной системы упругой, что приводит к замедлению движения магнитной системы и дает увеличение периода. Рассмотрена зависимость периода прецессии положения равновесия от величины переменного поля при различных значениях константы магнитоупругого взаимодействия. Показано, что увеличение магнитоупругого взаимодействия приводит к уменьшению периода прецессии. В качестве возможной причины уменьшения периода предложено увеличение жесткости системы в целом. Рассмотрена зависимость амплитуды колебаний прецессии положения равновесия от магнитоупругой связи при различных значениях постоянного поля. Показано, что увеличение магнитоупругой связи вызывает стремление амплитуд к среднему значению между максимальным и минимальным в отсутствие связи. Рассмотрено поведение упругой составляющей колебаний при увеличении магнитоупругого взаимодействия. Показано, что зависимости амплитуды колебаний упругой составляющей от параметра магнитоупругой связи имеют линейный характер. Приведены некоторые замечания о возможном развитии работы.

Ключевые слова: прецессия намагниченности, магнитоупругое взаимодействие, развитие колебаний во времени.

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

Автор для переписки: Щеглов Владимир Игнатьевич, vshcheg@cplire.ru

Введение

Среди широкого многообразия материалов, обладающих одновременно магнитными и упругими свойствами, ярко выделяется железоиттриевый гранат (ЖИГ), которому свойственна рекордно малая ширина линии ферромагнитного резонанса (менее 0,5 Э) в сочетании с крайне высокой упругой добротностью (до 10^7) [1, 2, 3]. Столь уникальные параметры позволяют положить ЖИГ в основу широкого класса высокоэффективных устройств обработки информации в диапазоне СВЧ [4, 5]. Особенности перспективы открывает использование эпитаксиальных пленок ЖИГ, выращенных на подложках из гадолиний-галлиевого граната [6, 7, 8, 9, 10, 11], имеющего столь же высокие упругие свойства [12-17].

В работах [18-24] было установлено, что при возбуждения пленки СВЧ магнитным полем, на линию ферромагнитного резонанса накладывается широкая сетка линий упругих резонансов подложки, В работе [25] подобная сетка упругих осцилляций накладывалась на частотные характеристики коэффициента передачи поверхностных магнитостатических волн в структуре «пленка-подложка», возбуждаемой копланарными преобразователями.

Несмотря на множество экспериментов, теоретическая трактовка наблюдаемых явлений была недостаточно полной. Так, в работах [18, 20, 21, 26] была предложена модель связанных осцилляторов, соответствующих модам упругих колебаний подложки, однако подробный вывод приведенной в работе [21] системы уравнений отсутствовал. В работе [19] была предложена модель, представляющая возбуждение ФМР как Бозе-конденсацию магнонов, однако расчетный аппарат должным образом также не был представлен.

В связи с определенной недостаточностью упомянутых теоретических положений, в работе [27] была предложена последовательная трактовка наложения на линию ФМР сетки резонансов подложки, использующая модель распространения граничного режима [28, стр.106-110]. Дальнейшее развитие эта модель получила в работах [29, 30], а также в работе [31]. Подробно было

рассмотрено формирование амплитудно-частотной характеристики колебаний намагниченности, имеющей вид широкого колоколообразного максимума, на который наложена эквидистантная сетка узких упругих резонансов, отстоящих друг от друга на частоту, равную частоте упругого резонанса по толщине подложки. Предложен механизм наложения упругих резонансов на характеристику намагниченности, состоящий в совпадении фазы волны после двукратного прохождения по толщине подложки с фазой начального возбуждения. Обнаружено явление вторичного упругого резонанса, состоящее в превышении частоты максимума огибающей сетки упругих резонансов над частотой максимума характеристики намагниченности. В качестве гипотезы такого превышения предложена аналогия с расщеплением амплитудно-частотной характеристики системы из двух связанных резонаторов. На эквидистантной сетке амплитудно-частотной характеристики упругих резонансов в широком диапазоне частот обнаружены узкие эквидистантно расположенные резонансные провалы, соответствующие уменьшению амплитуды колебаний более чем на два порядка. Для интерпретации формирования провалов предложена модель, учитывающая противофазность в точке регистрации между волной, выходящей из точки возбуждения, и волной, отраженной от противоположного конца структуры. Выполнено подробное исследование зависимости перечисленных явлений от параметров материала, таких как коэффициенты затухания магнитной и упругой систем, а также константа магнитоупругого взаимодействия.

Все перечисленные исследования выполнены при намагничивании пленки постоянным полем, обеспечивающим условия, близкие к возбуждению ферромагнитного резонанса. В то же время, в работах [32-34], частично обобщенных в монографии [35] показано, что при поле, соответствующем ориентационному переходу, положение равновесия намагниченности испытывает прецессию, частота которой значительно ниже частоты возбуждающего поля. При этом влияние подложки никак не учитывалось.

Однако в работах [18-31] в факте наложения на линию ФМР эквидистантной сетки упругих резонансов, влияние подложки было решающим.

Настоящая работа посвящена исследованию возможности существования и изучению свойств прецессии положения равновесия намагниченности в условиях ориентационного перехода в структуре тонкая магнитная пленка – толстая упругая подложка, причем на влияние подложки обращается особое внимание.

1. Геометрия задачи

Будем рассматривать задачу в геометрии, принятой в работах [27, 29-31]. Схема такой геометрии представлена на рис. 1.

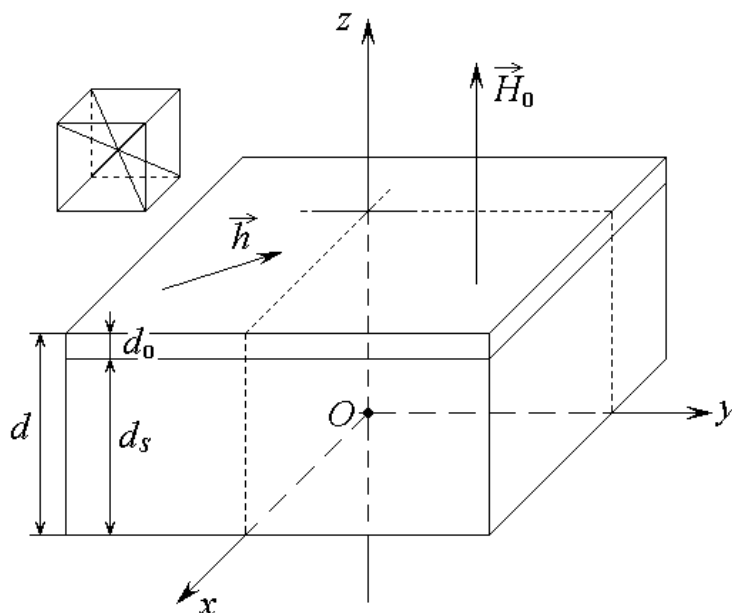


Рис. 1. Геометрия задачи.

В основе геометрии лежит пластина, состоящая из пленки на подложке, общей толщиной d , из которой на пленку приходится толщина d_0 , на подложку – d_s . Пленка обладает магнитными, упругими и магнитоупругими свойствами, подложка является немагнитной, однако упругие и кристаллографические свойства пленки и подложки совпадают. Материал пластины в целом имеет кубическую кристаллографическую симметрию, плоскость (100) которой совпадает с плоскостью пластины. Внешнее постоянное магнитное поле \vec{H}_0

приложено перпендикулярно плоскости пластины, в плоскости которой действует переменное магнитное поле \vec{h} .

Задача решается в декартовой системе координат $Oxyz$, плоскость Oxy которой совпадает с плоскостью пластины, а оси Ox , Oy и Oz параллельны ребрам куба кристаллографической ячейки. Центр системы координат O находится на нижней по рисунку поверхности пластины, так что ее верхняя поверхность соответствует координате $z = d$.

Для удобства рассмотрения введем параметр толщины подложки, равный отношению толщины подложки к толщине пленки:

$$N_d = \frac{d_s}{d_0}, \quad (1)$$

таким образом, полная толщина подложки равна

$$d_s = d_0 \cdot N_d, \quad (2)$$

а полная толщина структуры:

$$d = d_0 + d_s = d_0 + d_0 N_d = d_0 (N_d + 1). \quad (3)$$

2. Общая постановка задачи

Следуя работе [27], приведем общую постановку задачи. Уравнение движения для компоненты намагниченности m_x , нормированной на намагниченность насыщения M_0 , имеет вид:

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

а уравнения для m_y , m_z получаются циклической перестановкой индексов x, y, z .

При этом γ – гиромагнитная постоянная ($\gamma > 0$), α – параметр затухания Гильберта, $H_{ex, ey, ez}$ – эффективные поля, определяемые выражениями:

$$H_{ex} = h_x - \frac{B_2}{M_0} m_z \frac{\partial u_x}{\partial z}, \quad (5)$$

$$H_{ey} = h_y - \frac{B_2}{M_0} m_z \frac{\partial u_y}{\partial z}, \quad (6)$$

$$H_{ez} = H_0 - 4\pi M_0 m_z - \frac{B_2}{M_0} \left(m_x \frac{\partial u_x}{\partial z} + m_y \frac{\partial u_y}{\partial z} \right), \quad (7)$$

где $u_{x,y,z}$ – компоненты упругого смещения, H_0 – постоянное поле, перпендикулярное плоскости пластины, B_2 – константа магнитоупругого взаимодействия, а поле $h_{x,y}$ имеет гармоническую зависимость от времени вида:

$$h_x = h_{0x} \sin(\omega t), \quad (8)$$

$$h_y = -h_{0y} \cos(\omega t), \quad (9)$$

где $h_{0x,0y}$ – постоянные.

Уравнения для компонент упругого смещения $u_{x,y}$, имеют вид:

$$\frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial u_x}{\partial t} - \frac{c_{44}}{\rho} \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} = 0, \quad (10)$$

$$\frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial u_y}{\partial t} - \frac{c_{44}}{\rho} \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2} = 0, \quad (11)$$

где β – параметр упругого затухания, c_{44} – компонента модуля упругости, ρ – плотность материала пластины.

Граничные условия для компоненты упругого смещения u_x , задаваемые на внешних поверхностях пластины, имеют вид:

$$\left. \frac{\partial u_x}{\partial t} \right|_{z=d} = -\frac{B_2}{c_{44}} m_x m_z, \quad (12)$$

$$u_x \Big|_{z=0} = 0. \quad (13)$$

Аналогичные условия для компоненты u_y получаются заменой индекса x на y .

Принципиальным отличием от граничных условий, принятых в работах [32-34] является равенство нулю упругого смещения в виде (13), что соответствует закреплению нижней поверхности подложки. Так, в работах [32-34] граничные условия на обеих поверхностях пластины имеют вид, подобный (12), так как там намагниченностью обладает пластина по всей ее толщине и упругое смещение на обеих поверхностях связано с

намагниченностью, тогда как здесь намагниченностью обладает только тонкая пленка, а дальше расположена немагнитная подложка, так что упругое смещение на внешней поверхности подложки (то есть при $z = 0$) с намагниченностью пленки напрямую не связано и для простоты положено равным нулю.

Можно полагать, что решение полной задачи в виде системы уравнений (4)-(11) с граничными условиями (12)-(13), вполне возможно с использованием того же приема разбиения задачи на две составляющие, одна из которых вбирает в себя неоднородные граничные условия, а вторая сводится к неоднородному уравнению с нулевыми граничными условиями, подобно тому, как это было сделано в работе [36], Однако при этом решение представляется в виде ряда по собственным функциям однородной задачи, что позволяет достаточно удобно получить только первую упругую моду, а уже введение второй приводит к неоправданной громоздкости вычислений. В то же время, в работах [18-26] в эксперименте наблюдается именно многомодовый характер амплитудно-частотных характеристик ферромагнитного резонанса, так что возможность использование аппарата, подобного работе [36] становится проблематичным. Поэтому для обеспечения многомодовости в работе [27] предложен упрощенный механизм, основанный на распространении граничного возбуждения, создаваемого в упругой подложке магнитной пленкой, находящейся на одной из ее поверхностей.

3. Полная система уравнений

Следуя [27], выполним сначала решение задачи для упругости (10)-(11) с граничными условиями (12)-(13), после чего, используя полученное решение, подставим его в выражения для эффективных полей, чем определим задачу для намагниченности. Таким образом, получаем полную систему уравнений для трех компонент намагниченности m_x , m_y , m_z и двух компонент упругого смещения u_x и u_y при заданном значении z имеющую вид:

$$\frac{\partial m_x}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} \left[(m_y + \alpha m_x m_z) H_{ez} - (m_z - \alpha m_y m_x) H_{ey} - \alpha (m_y^2 + m_z^2) H_{ex} \right], \quad (14)$$

$$\frac{\partial m_y}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} \left[(m_z + \alpha m_y m_x) H_{ex} - (m_x - \alpha m_z m_y) H_{ez} - \alpha (m_z^2 + m_x^2) H_{ey} \right], \quad (15)$$

$$\frac{\partial m_z}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} \left[(m_x + \alpha m_z m_y) H_{ey} - (m_y - \alpha m_x m_z) H_{ex} - \alpha (m_x^2 + m_y^2) H_{ez} \right], \quad (16)$$

два уравнения для упругого смещения:

$$\frac{\partial u_x}{\partial z} = \frac{B_2}{c_{44}} m_x m_z \frac{\cos(kz)}{\sin(kd)}, \quad (17)$$

$$\frac{\partial u_y}{\partial z} = \frac{B_2}{c_{44}} m_y m_z \frac{\cos(kz)}{\sin(kd)}. \quad (18)$$

При этом входящие в уравнения для намагниченности (14-16) эффективные поля имеют вид:

$$H_{ex} = h_x - \frac{B_2^2}{M_0 c_{44}} m_x m_z^2 \frac{\cos(kz)}{\sin(kd)}, \quad (19)$$

$$H_{ey} = h_y - \frac{B_2^2}{M_0 c_{44}} m_y m_z^2 \frac{\cos(kz)}{\sin(kd)}, \quad (20)$$

$$H_{ez} = H_0 - 4\pi M_0 m_z - \frac{B_2^2}{M_0 c_{44}} (m_x^2 + m_y^2) m_z \frac{\cos(kz)}{\sin(kd)}. \quad (21)$$

Возбуждение колебаний структуры в целом осуществляется переменными полями (8), (9), входящими в (19)-(20).

Получаемые при решении задачи компоненты упругого смещения имеют вид:

$$u_x = \frac{B_2}{c_{44}} m_x m_z \frac{\sin(kz)}{k \sin(kd)}, \quad (22)$$

$$u_y = \frac{B_2}{c_{44}} m_y m_z \frac{\sin(kz)}{k \sin(kd)}, \quad (23)$$

где волновое число k определяется формулой:

$$k = \eta - i\xi, \quad (24)$$

в которой:

$$\eta = \frac{\omega}{v} \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4\beta^2}{\omega^2}} \right)}, \quad (25)$$

$$\xi = \frac{\omega}{v} \sqrt{\frac{1}{2} \left(-1 + \sqrt{1 + \frac{4\beta^2}{\omega^2}} \right)}. \quad (26)$$

В рамках работы [27] система (14)-(18) с учетом (19)-(21) решалась численно методом Рунге-Кутты четвертого порядка, в результате чего получалось развитие колебаний во времени, на основе которого затем строились амплитудно-частотные характеристики для намагниченности и упруго смещения. В рамках настоящей работы основной задачей будет исследование развития колебаний во времени.

4. Основные параметры задачи

В работе использовались типичные параметры пленки железиттриевого граната на подложке из гадолиний-галлиевого граната: намагниченность насыщения $4\pi M_0 = 1750$ Гс, константа магнитоупругого взаимодействия $B_2 = 6.96 \times 10^6$ эрг см⁻³, константа упругости $c_{44} = 7.64 \times 10^{11}$ эрг см⁻³, плотность $\rho = 5.17$ г см⁻³. Параметры c_{44} и ρ в пленке и подложке считались одинаковыми. При этом скорость упругой волны равнялась: $v = \sqrt{c_{44}/\rho} = 3.84 \times 10^5$ см⁻¹. Параметры магнитного и упругого затухания равнялись соответственно: $\alpha = 0,02$ (или $\alpha = 0,4$, что будет оговорено особо), $\beta = 10^8$ с⁻¹.

В настоящей работе в ряде случаев будет использоваться значение константы магнитоупругого взаимодействия, отличное от такового для железиттриевого граната, которое здесь принято базовым. Для удобства рассмотрения введем коэффициент нормировки магнитоупругого взаимодействия N_B , определяемый как отношение требуемой константы B_2 к константе для железиттриевого граната $B_2(YIG) = 6.96 \times 10^6$ эрг см⁻³, то есть:

$$N_B = \frac{B_2}{B_2(YIG)}, \quad (27)$$

так что:

$$B_2 = N_B \cdot B_2(YIG). \quad (28)$$

Базовое значение постоянного поля H_0 равнялось 2750 Э, что при $\gamma = 2.8$ МГц Э⁻¹ обеспечивало частоту ферромагнитного резонанса равной 2800 МГц. Поле варьировалось в меньшую сторону, так что конкретные его значения будут указаны в тексте.

Важнейшим параметром являлось соотношение толщин пленки и подложки, определяемое параметром N_d . При этом толщина пленки железиттриевого граната всегда принималась равной $d_0 = 0.6865$ мкм, что при заданных выше параметрах материала соответствовало частоте упругого резонанса на толщине пленки равной 2800 МГц, то есть совпадающей с частотой ферромагнитного резонанса. Толщина структуры в целом d , как правило, была в 35 раз больше толщины пленки, то есть составляла 24.03 мкм.

Значение координаты z , на уровне которой регистрировалось упругое смещение, равнялась 0.6865 мкм то есть точка регистрации находилась вблизи поверхности структуры, противоположной местонахождению пленки.

В большинстве рассматриваемых случаев действительная часть волнового числа k (25) значительно превышала мнимую (26), что позволило в расчетах ограничиться действительной частью (25).

В некоторых случаях приведенные параметры варьировались, так что их значения будут указаны в тексте.

5. Типичные амплитудно-частотные характеристики для намагниченности при различных уровнях возбуждения

Для обеспечения сравнения с данными работ [27, 29, 30], на рис. 2 приведены типичные значения амплитудно-частотных характеристик для намагниченности и упругого смещения (рис. 2 из работы [29]). Рис. 2а соответствует линейному режиму возбуждения, рис. 2б – нелинейному. Видно, что в обоих случаях частоты резонансных пиков остаются на одних и тех же местах, так что частоты возбуждаемых упругих колебаний от уровня возбуждения не зависят.

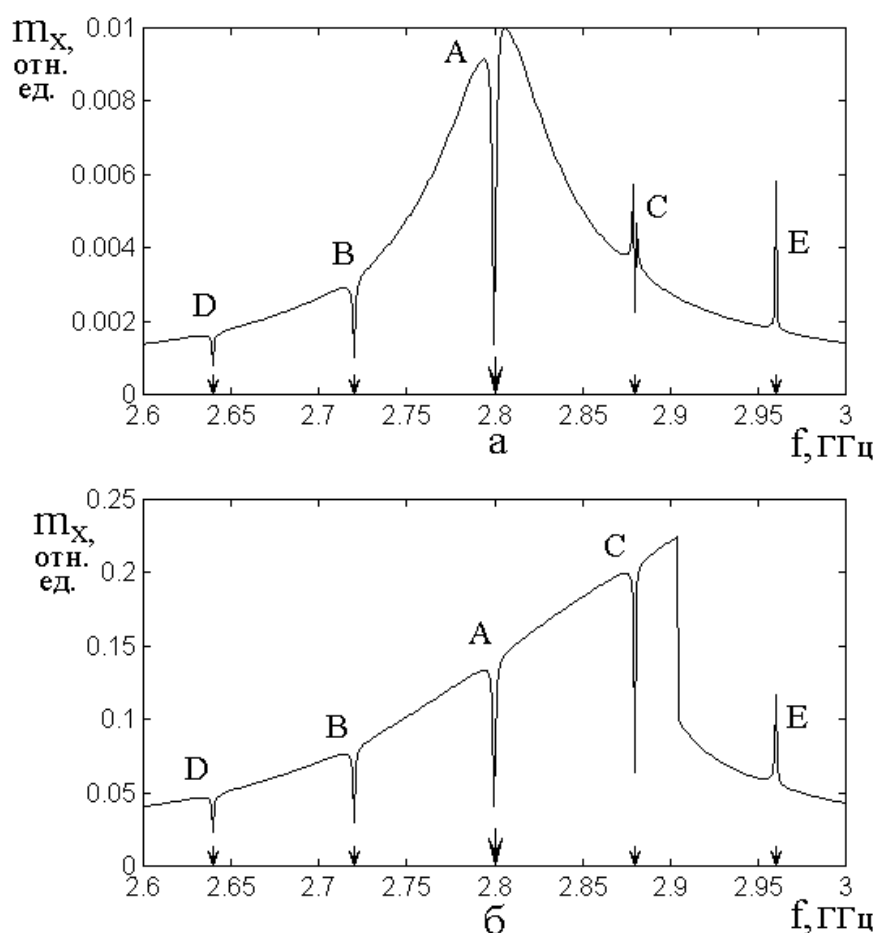


Рис. 2. Амплитудно-частотные характеристики колебаний намагниченности в линейном (а) и нелинейном (б) режимах возбуждения по переменному полю:

$$а - h_{0x} = h_{0y} = 0,1 \text{ Э}; \quad б - h_{0x} = h_{0y} = 3,0 \text{ Э}.$$

$$\text{Параметры: } d = 24,03 \text{ мкм } (N_d = 35); \quad \beta = 10^6 \text{ с}^{-1}.$$

6. Две области прецессии положения равновесия

Главным предметом рассмотрения в настоящей работе является прецессия положения равновесия намагниченности. Необходимым условием такой прецессии является значение постоянного поля меньше поля размагничивания [35]. При этом четко различаются две области существования прецессии равновесия, различающиеся временем, прошедшим после начала возбуждения.

Схема развития колебаний в общем случае показана на рис. 3. Для наглядности изображения рисунок разделен на две части, соответствующие двум компонентам намагниченности, чтобы соответствующие кривые не налегали друг на друга. По времени используется логарифмический масштаб, чтобы на одном рисунке можно было изобразить обе области, непрерывно переходящие друг в друга.

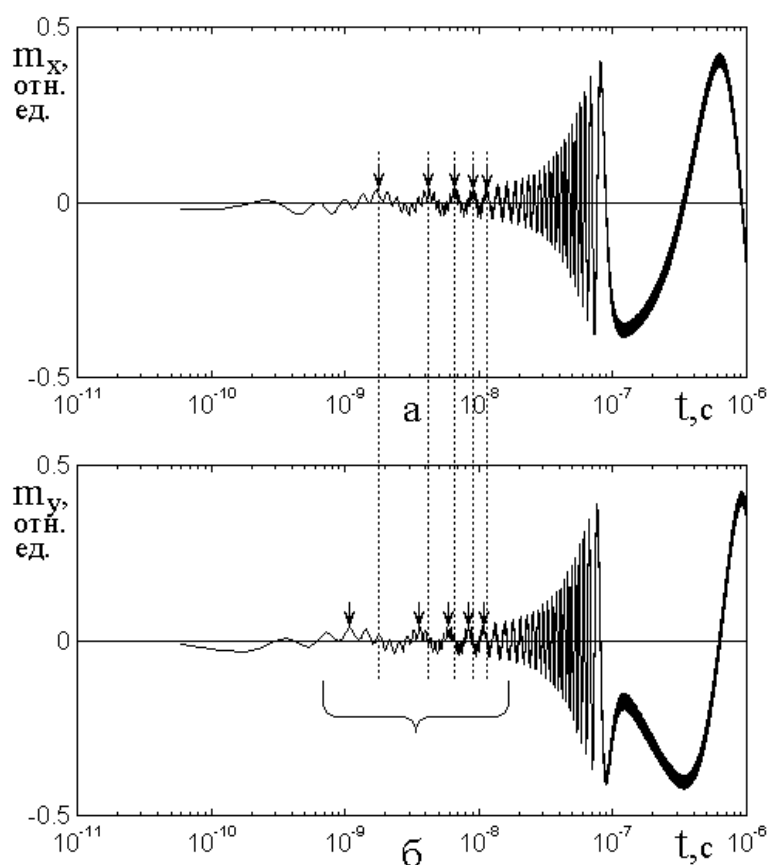


Рис. 3. Развитие колебаний намагниченности в большом интервале времени.

а – компонента m_x ; б – компонента m_y .

Параметры: постоянное поле $H_0 = 1600$ Э;

амплитуда переменного поля $h_{0x,y} = 20$ Э, параметр затухания $\alpha = 0,02$.

Остальные параметры приведены в разделе 4.

Из рисунка видно, что при малом значении прошедшего времени, когда структура не пришла еще в стационарное состояние, прецессия равновесия возбуждается в области между 10^{-9} и $2 \cdot 10^{-8}$ с. Эта область по времени отмечена ниже горизонтальной оси фигурной скобкой. Колебания прецессии равновесия в этой области отмечены стрелками. Видно, что максимумы кривых на рис. 3а и рис. 3б сдвинуты относительно друг друга на 90 градусов. Эти колебания имеют место при сколь угодно малом значении возбуждающего поля и характер их при увеличении возбуждения не меняется, увеличивается только амплитуда. Такая область имеет место при ограниченном интервале времени, причем по уровню возбуждения является линейной.

При достаточно большом времени, прошедшем после начала возбуждения, на рис. 3 – после 10^{-7} с, в структуре устанавливаются стационарный режим и прецессия положения равновесия существует при сколь угодно большом промежутке времени (проверялось до 10^{-4} с). В этой области прецессия равновесия является нелинейной, требует достаточно большого уровня возбуждения, причем период колебаний сильно зависит от этого уровня.

Будем считать первую область – областью режима установления, а вторую область – областью стационарного режима. Рассмотрим эти области по отдельности.

7. Область режима установления

Главным предметом рассмотрения в настоящем разделе является прецессия положения равновесия в режиме установления. Условием существования прецессии равновесия является задание постоянного поля несколько меньшим поля размагничивания. При принятых значениях параметров поле размагничивания равно 1750 Э, так что постоянное поле должно быть установлено несколько ниже этого уровня.

Проверка показывает, что колебания упругого смещения при условии регистрации на поверхности подложки, удаленной от пленки, во всем интервале постоянного и переменного полей по структуре повторяют колебания

намагниченности, поэтому сначала рассмотрим поведение колебаний намагниченности при уменьшении постоянного поля.

Предварительное исследование показывает, что при уменьшении постоянного поля от значения, соответствующего ферромагнитному резонансу на частоте возбуждения, имеют место несколько разных режимов развития колебаний.

Обратимся к рис. 4, где показано развитие во времени колебаний обеих компонент намагниченности m_x и m_y при постепенно уменьшающихся значениях постоянного поля.

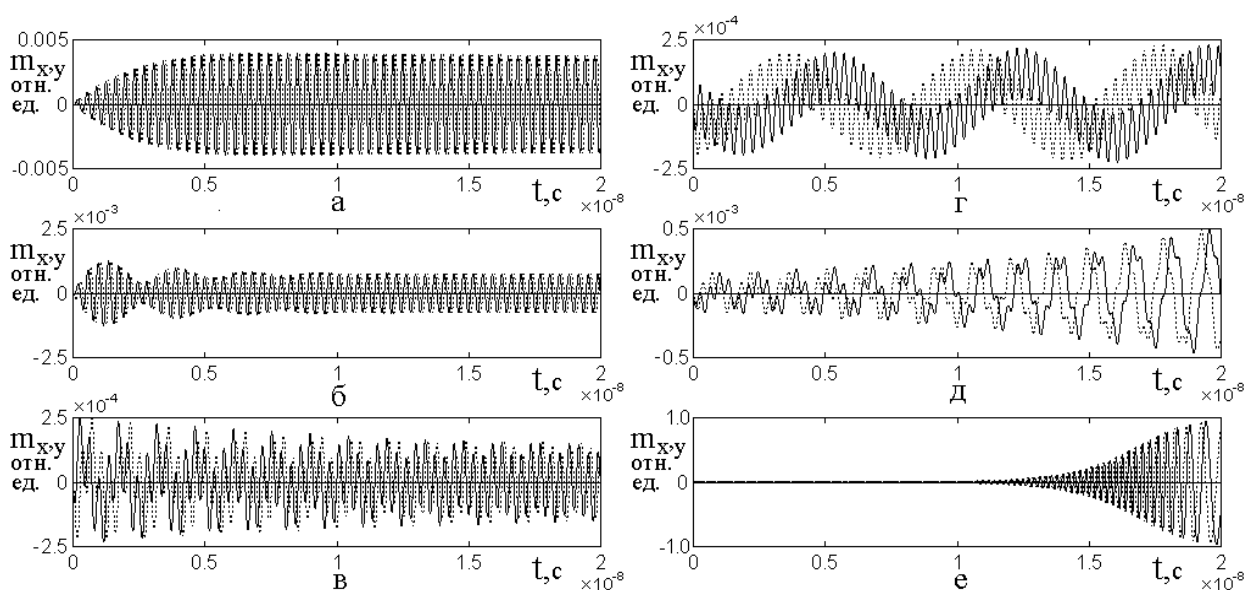


Рис. 4. Развитие колебаний намагниченности во времени при различных значениях постоянного поля: а – 2750 Э; б – 2600 Э; в – 2 000 Э; г – 1700 Э; д – 1500 Э; е – 100 Э. Сплошные линии – m_x , пунктирные линии – m_y .

Амплитуда переменного поля $h_{0,x,y} = 0.1$ Э. Параметр толщины подложки $N_d = 35$. Остальные параметры – те же, что в разделе 4.

Из рисунка можно видеть, что имеют место несколько различных режимов. Рассмотрим их в последовательности уменьшения постоянного поля.

Режим №1 – регулярные колебания, рис. 4а, Поле $H_0 = 2750$ Э. При этом поле колебания соответствуют классическому ферромагнитному резонансу намагниченности.

Режим №2 – релаксирующие биения, рис. 4б, рис. 4в. Поле H_0 меняется вниз от 2750 Э до 1750 Э, так что равновесное состояние намагниченности

ориентировано вдоль поля. При этом колебания соответствуют возбуждению вне резонанса, на рис. 4б малая отстройка поля, период биений большой, на рис. 4в – большая отстройка поля, период биений малый. Такое поведение колебаний также соответствует классическому в случае, когда частота возбуждения меньше резонансной. В режимах №1 и №2 поле больше размагничивания, так что прецессия положения равновесия отсутствует.

Режим №3 – прецессия равновесия намагниченности, рис. 4г. Поле H_0 меняется вниз от 1750 Э до 1600 Э, так что ориентация равновесной намагниченности несколько отклонена от направления поля, что и требуется для прецессии положения равновесия. При этом колебания компонент намагниченности представляют собой синусоиды, сдвинутые по времени на 90 градусов, заполненные синусоидальными колебаниями частоты возбуждения. Картина колебаний близка к классической прецессии положения равновесия [35].

Режим №4 – развернутая прецессия намагниченности, нерегулярные биения с возрастающей амплитудой, рис. 4д, рис. 4е. Поле меняется вниз от 1600 Э до близкого к нулю, ориентация равновесной намагниченности сильно отклонена от направления поля и по мере уменьшения поля приближается к плоскости пластины, становясь почти перпендикулярной направлению поля. Классическая прецессия равновесия отсутствует. Колебания компонент намагниченности по-прежнему сдвинуты на 90 градусов, однако теперь их форма сильно искажена, что говорит о присутствии множества гармоник. При увеличении времени амплитуда колебаний увеличивается, по мере уменьшения постоянного поля сначала медленно (рис. 4д), затем быстрее (рис. 4е), в конечном счете приближаясь к постоянному уровню (здесь – единица), где насыщается.

Важно отметить, что колебания в режимах №1 и №2, то есть при поле, большем размагничивания, при стремлении времени к бесконечности по амплитуде стремятся к постоянным значениям, тогда как в режимах №3 и №4, то есть при поле, меньшем размагничивания, амплитуды колебаний, монотонно

увеличиваясь стремятся к полному развороту намагниченности, как это видно из рис. 4е, где амплитуда стремится к единице. Размах колебаний прецессии положения равновесия, то есть режима №3, также постепенно увеличивается и при времени порядка 10^{-6} колебания переходят в режим развернутой прецессии, подобной режиму №4.

По характеру колебаний режим прецессии равновесного положения намагниченности (режим №3) по полю сверху ограничен величиной 1750 Э, соответствующей началу отклонения равновесного положения намагниченности от направления поля, а снизу – величиной поля, близкой к 1600 Э, где он переходит в режим №4, в котором намагниченность развернута уже близко к плоскости пластины, перпендикулярной полю.

Рассмотрим этот режим несколько более подробно, для чего обратимся к рис. 5, где показано развитие во времени колебаний намагниченности (а) и упругого смещения (в), а также соответствующие параметрические портреты (б) и (г).

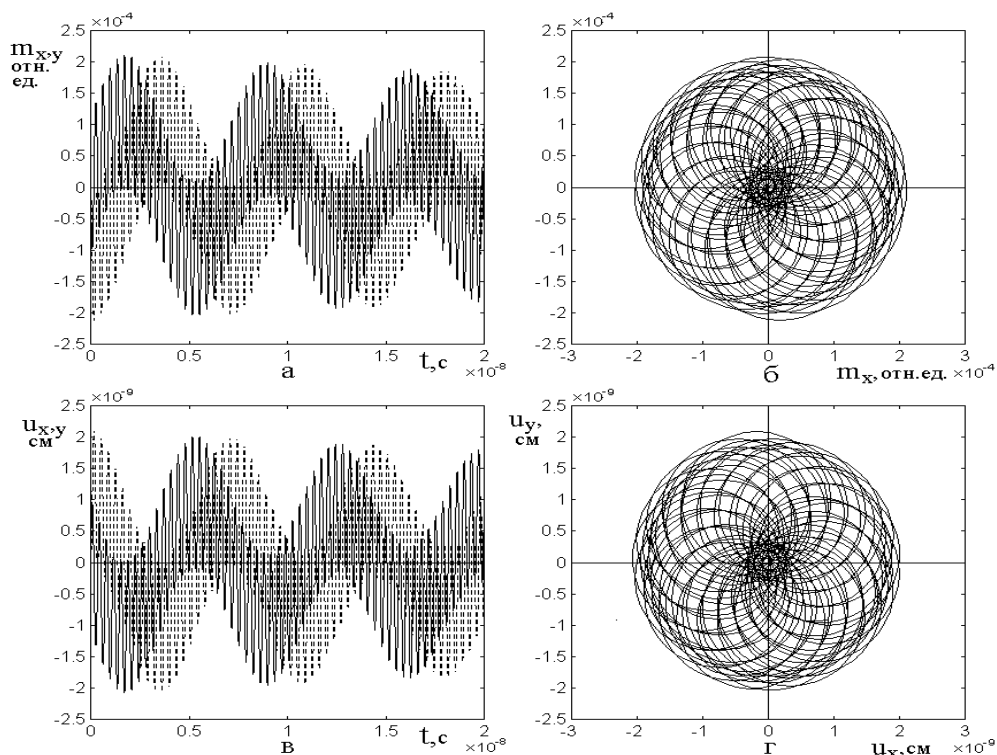


Рис. 5. Развитие во времени (а) и параметрический портрет (б) колебаний намагниченности и развитие во времени (в) и параметрический портрет (г) упругого смещения. Постоянное поле $H_0 = 1700$ Э. Параметр толщины подложки $N_d = 35$. Остальные параметры – те же, что приведены в разделе 4.

Из рисунка видно, что характер колебаний упругого смещения полностью тождественен характеру колебаний намагниченности. В обоих случаях x и y компоненты имеют одинаковую амплитуду и сдвинуты относительно друг друга на 90 градусов. Параметрические портреты также полностью тождественны и соответствуют классическому режиму «с охватом центра» [35], причем охват здесь довольно небольшой, центр портрета совсем замазан, так как перекрытие нулевой линии компонентами намагниченности и смещения весьма малое.

Завершая этот раздел, еще раз напомним, что приведенные здесь режимы имеют место только при установлении колебаний от начала возбуждения до стационарного режима, время установления которого составляет около 10^{-7} с,

8. Область стационарного режима

Главным предметом рассмотрения в настоящем разделе является прецессия положения равновесия в области стационарного режима. Как и в предыдущем случае, учитывая, что колебания упруго смещения при условии регистрации на поверхности подложки, удаленной от пленки, по структуре повторяют колебания намагниченности, ограничимся рассмотрением только магнитной составляющей общих колебаний.

Обратимся к рис. 6, где показано развитие во времени колебаний намагниченности (а,б) и соответствующие параметрические портреты (в,г).

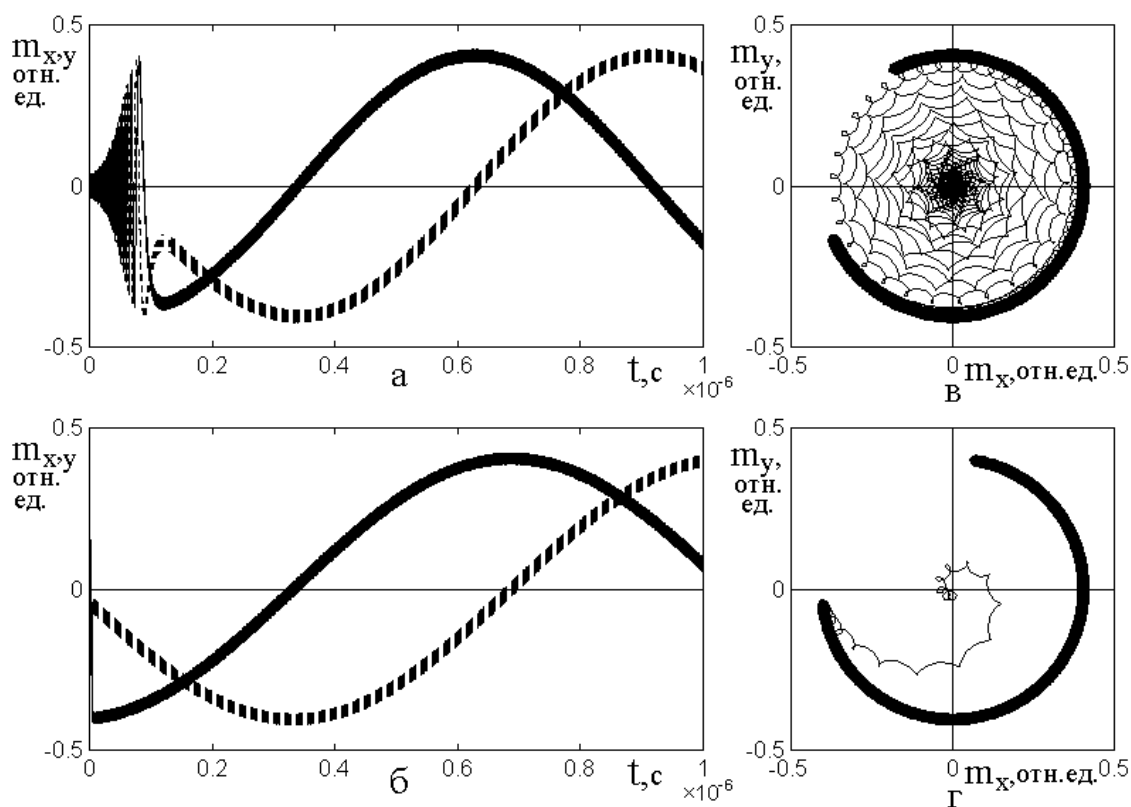


Рис. 6. Развитие во времени колебаний компонент намагниченности (а,б) m_x (сплошные линии) и m_y (пунктирные линии) и соответствующие параметрические портреты (в,г) при различных коэффициентах магнитного затухания : а, в – $\alpha = 0,02$, б,г – $\alpha = 0,4$.

На рис. 6а, соответствующем малому затуханию, при времени около $0,1 \cdot 10^{-6}$ с виден переход от области установления к области стационарного режима, подобно показанному на рис. 3, но теперь в линейном масштабе по времени. Левее этой границы колебания происходят с высокой частотой, соответствующей частоте возбуждения, а амплитуда их сначала растет, после чего насыщается, подобно тому, как это показано на рис. 4е. Правее границы колебания представляют собой медленно развивающуюся крупную синусоиду, период которой значительно больше периода колебаний в области установления и составляет около $1,4 \cdot 10^{-6}$ с, а амплитуда равна амплитуде, достигнутой колебаниями в области установления на границе областей. Основная крупная синусоида образована колебаниями малой амплитуды (около 0.05 отн.ед.), происходящими также с частотой возбуждения. Крупные синусоиды,

соответствующие компонентам намагниченности m_x и m_y , имеют одинаковую амплитуду и сдвинуты относительно друг друга на 90 градусов.

Соответствующий параметрический портрет представлен на рис. бв. Область стационарного режима представляет здесь крупное кольцо, диаметр которого определяется амплитудой синусоид на рис. ба, а ширина образующей – амплитудой высокочастотных колебаний с частотой возбуждения, определяющих ширину кривых на рис. ба. Большое кольцо не замкнуто из-за того, что колебания рассматриваются в ограниченном интервале времени – от нуля до $1,0 \cdot 10^{-6}$ с (как на рис. ба), так что при достаточном интервале времени (хотя бы в полтора-два раза) кольцо замыкается. Внутренняя часть кольца заполнена частой сеткой траекторий, образованных концентрическими кольцами циклоидального характера с увеличивающимися диаметрами, образованными режимом установления. Такое заполнение соответствует развитию колебаний на рис. ба от нуля до времени $0,1 \cdot 10^{-6}$ с, то есть области установления.

Обратимся теперь к рис. бб, где показано то же развитие колебаний, что на рис. ба, однако при большом значении параметра магнитного затухания. Здесь область установления заканчивается почти сразу после включения возбуждения, так что высокочастотные колебания проявиться не успевают. При этом область стационарности начинается почти от нуля и крупные колебания развиваются таким же образом, как на рис. ба. Параметрический портрет, представленный на рис. бг, здесь имеет такое же большое кольцо, соответствующее режиму стационарности, однако заполнение этого кольца траекториями режима установления почти отсутствует, видна только одна траектория, которая из центра сразу устремляется к образующей большого кольца.

Таким образом, можно полагать, что для подробного изучения режима стационарности более предпочтительным является выбор достаточно большого затухания магнитных колебаний, например большего, чем приведенное здесь значение $\alpha = 0,4$, что обеспечивает исключение из рассмотрения создающей излишние помехи области установления.

9. Зависимость периода от постоянного поля при влиянии упругой системы

Рассмотрим влияние упругой системы на характер прецессии равновесия при различных параметрах задачи. В первую очередь обратимся к изменению постоянного поля. На рис. 7 приведены зависимости периода прецессии положения равновесия T от постоянного поля H_0 при различных значениях коэффициента нормировки константы магнитоупругого взаимодействия N_B . Предварительная проверка показала, что достаточно сильное изменение характеристик прецессии получается только при довольно больших значениях коэффициента N_B , начиная с 4-5. поэтому на рис. 7 выбрана сетка значений коэффициента 0 – 20 – 40 – 60. Дальнейшее увеличение коэффициента N_B приводило к перегрузке разрядной сетки машины, поэтому не исследовалось.

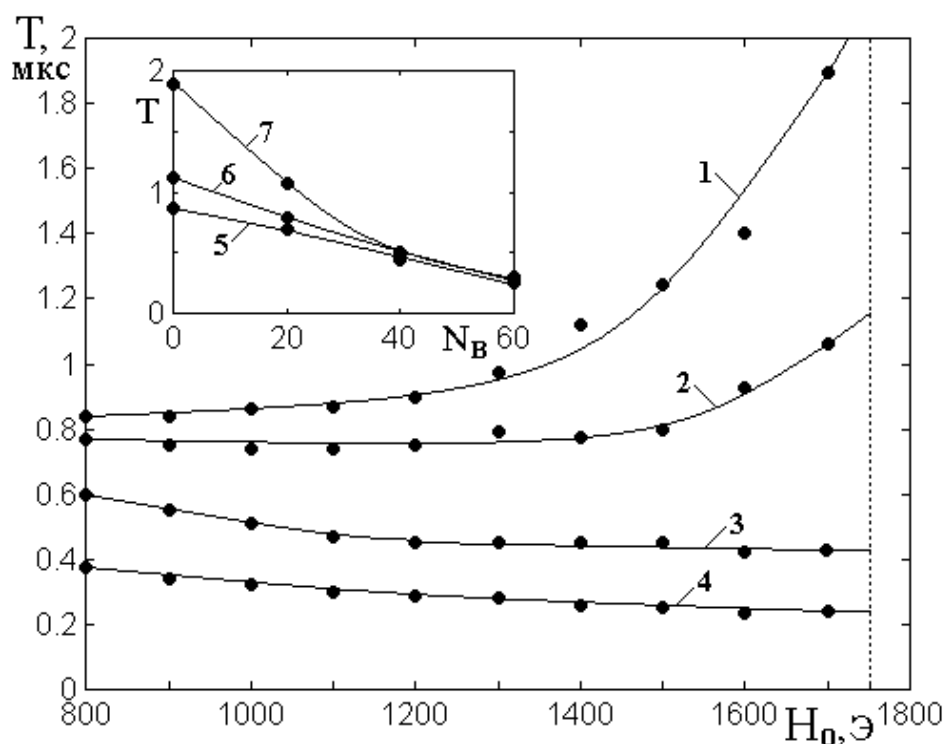


Рис. 7. Зависимость периода прецессии положения равновесия от постоянного поля при различных значениях коэффициента нормировки константы магнитоупругого взаимодействия,

1 – $N_B = 0$; 2 – $N_B = 20$; 3 – $N_B = 40$; 4 – $N_B = 60$.

На врезке – зависимости периода от коэффициента нормировки при различных значениях поля: 5 – $H_0 = 1100$ Э; 6 – $H_0 = 1400$ Э; 7 – $H_0 = 1700$ Э.

Амплитуда переменного поля $h_{0,x,y} = 20$ Э.

Остальные параметры – те же, что в разделе 4.

Из рисунка видно, что в отсутствие магнитоупругого взаимодействия, то есть при $N_B = 0$ (кривая 1) период по мере увеличения поля увеличивается тем быстрее, чем больше поле. Такое поведение периода совпадает с классическим [35, стр.400, рис. 9.7], где для его интерпретации приведена векторная модель [35, стр.395-398], дающая для зависимости периода от поля формулу [35, форм.(9.19) на стр.398]:

$$T = \frac{A}{h^2 \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{H_0}{4\pi M_0}\right)^2}}, \quad (29)$$

где A – нормировочный множитель, зависящий от параметров материала.

Наличию магнитоупругого взаимодействия соответствуют кривые 2, 3, 4, которые располагаются тем ниже, чем взаимодействие больше, причем подъем их сначала замедляется (кривая 2), а затем переходит в спад (кривые 3, 4). Можно полагать, что такое поведение зависимостей происходит из-за того, что при увеличении взаимодействия упругая система нагружает магнитную тем сильнее, чем взаимодействие больше, что приводит к замедлению движения магнитной системы и дает увеличение периода.

На врезке приведены построенные по тем же точкам зависимости периода от коэффициента нормировки при различных значениях поля, которые выбраны равномерно вдоль горизонтальной оси основного рисунка. Можно видеть, что по мере увеличения коэффициента взаимодействия период уменьшается тем сильнее, чем этот коэффициент больше. Такое поведение периода можно интерпретировать как увеличение частоты колебаний за счет увеличения жесткости системы, происходящего из-за увеличения связи между магнитной системой и упругой.

10. Зависимость периода от переменного поля при влиянии упругой системы

Рассмотрим влияние упругой системы на характер прецессии равновесия при изменении переменного поля. На рис. 8 приведены зависимости периода прецессии положения равновесия T от амплитуды переменного поля $h_{0,x,y}$ при различных значениях коэффициента нормировки константы магнитоупругого взаимодействия N_B . Как и в предыдущем разделе, значения коэффициента нормировки выбраны в том же диапазоне от 0 до 60 единиц с шагами по 20 единиц.

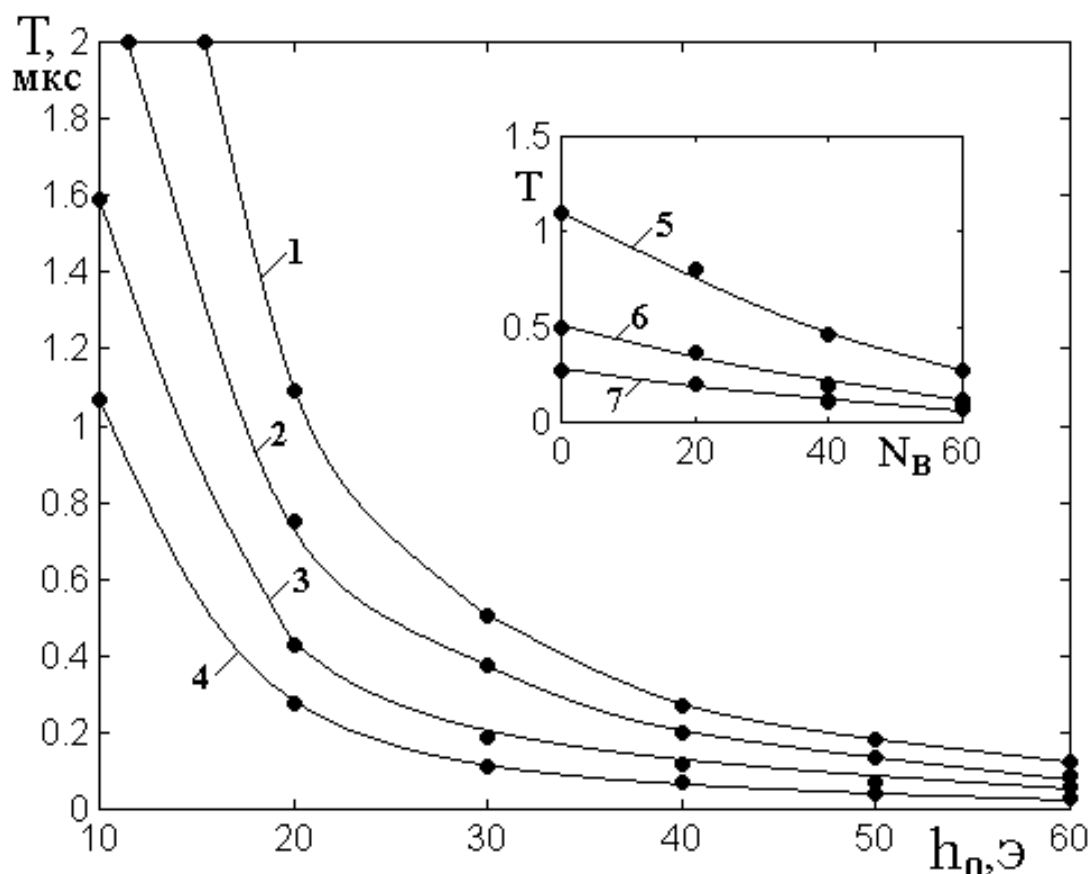


Рис. 8. Зависимость периода прецессии положения равновесия от амплитуды переменного поля при различных значениях коэффициента нормировки константы магнитоупругого взаимодействия,
 1 – $N_B = 0$; 2 – $N_B = 20$; 3 – $N_B = 40$; 4 – $N_B = 60$.

На врезке – зависимости периода от коэффициента нормировки при различных значениях амплитуды переменного поля:

$$5 - h_{0,x,y} = 20 \text{ Э}; 6 - h_{0,x,y} = 30 \text{ Э}; 7 - h_{0,x,y} = 40 \text{ Э}.$$

Постоянное поле $H_0 = 1400$ Э. Остальные параметры – те же, что в разделе 4.

Из рисунка видно, что в отсутствие магнитоупругого взаимодействия, то есть при $N_B = 0$ (кривая 1) период по мере увеличения поля уменьшается, в пределе асимптотически стремясь к нулю. Такое поведение периода совпадает с классическим [35, стр.399, рис. 9.6], где для его интерпретации приведена векторная модель [35, стр.395-398], дающая для зависимости периода от поля ту же формулу (29), что при вариации постоянного поля.

Наличию магнитоупругого взаимодействия соответствуют кривые 2, 3, 4, которые располагаются тем ниже, чем взаимодействие больше. При этом, в отличие от предыдущего случая (рис. 7), общий характер конфигурации, то есть стремление к бесконечности при малых величинах $h_{0x,y}$ и к нулю при больших, сохраняется.

Общий спад кривых при увеличении переменного поля происходит из-за того, что большее поле заставляет магнитную систему двигаться быстрее, что и приводит к уменьшению периода. Увеличение магнитоупругого взаимодействия (переход от кривой 1 к кривым 2, 3, 4) увеличивает жесткость системы, в результате чего частота колебаний прецессии равновесия увеличивается, то есть период уменьшается, причем тем сильнее, чем взаимодействие больше.

На врезке приведены построенные по тем же точкам зависимости периода от коэффициента нормировки при различных значениях амплитуды переменного поля, которые выбраны равномерно вдоль горизонтальной оси основного рисунка в наиболее характерном его участке. Можно видеть, что по мере увеличения коэффициента взаимодействия период уменьшается тем сильнее, чем этот коэффициент больше. Такое поведение периода также можно интерпретировать как увеличение частоты колебаний за счет увеличения жесткости системы, вызванное увеличением влияния упругой системы на магнитную при увеличении связи между ними.

11. Амплитуда прецессии равновесия намагниченности при влиянии упругой системы

Предыдущие два раздела были посвящены исследованию влияния упругой системы на период прецессии. Рассмотрим теперь, какое влияние упругая система оказывает на амплитуду прецессии. Сначала обратим внимание на колебания намагниченности. Для этого случая на рис. 9 представлены зависимости амплитуды колебаний прецессии положения равновесия от нормировочного коэффициента магнитоупругой связи при различных значениях постоянного поля.

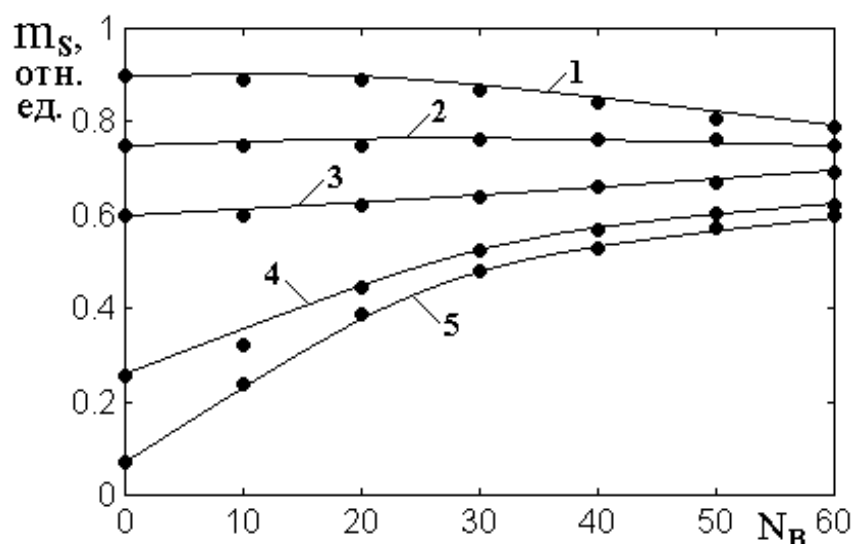


Рис. 9. Зависимости амплитуды колебаний прецессии положения равновесия m_s от нормировочного коэффициента магнитоупругой связи N_B при различных значениях постоянного поля. 1 – $H_0 = 800$ Э; 2 – $H_0 = 1100$ Э; 3 – $H_0 = 1400$ Э; 4 – $H_0 = 1700$ Э; 5 – $H_0 = 1748$ Э. Амплитуда переменного поля $h_{0,x,y} = 20$ Э. Остальные параметры – те же, что в разделе 4.

Представленная на рисунке величина m_s соответствует максимальной составляющей намагниченности, перпендикулярной направлению постоянного поля, то есть $m_s = \max(m_{x,y})$. Можно видеть, что в отсутствие магнитоупругой связи, то есть при $N_B = 0$ (левый край рисунка) кривая 1, для которой поле составляет всего 800 Э, что значительно меньше поля размагничивания 1750 Э, величина m_s близка к единице, а кривая 2, для которой поле 1748 Э весьма

близко к полю размагничивания, величина m_s близка к нулю. То есть первый случай соответствует почти полному развороту прецессии в плоскость пленки (угол отклонения около 64 градусов), а второй – когда намагниченность близка к нормали к той же плоскости (угол отклонения около 4 градусов).

При увеличении магнитоупругого взаимодействия обе кривые и все между ними расположенные стремятся к величине m_s около 0.6 отн.ед., что соответствует углу отклонения около 37 градусов. При этом увеличение N_B приводит к удалению зависимости как от нормали (кривые 4, 5), так и от плоскости (кривые 1, 2). Кривая 3 занимает промежуточное положение, то есть магнитоупругость не меняет ориентации равновесной намагниченности, которая остается определенной только полем.

Замечание. Можно полагать, что влияние упругой системы на магнитную в общем случае определяется равновесным положением намагниченности в условиях ориентационного перехода [32, 37], Однако в работах [32, 37] показано, что поле магнитострикции увеличивает поле перехода, то есть уменьшает отклонение равновесного положения намагниченности от нормали. Такое положение соответствует кривым 1, 2 на рис. 9, тогда как для кривых 4, 5 зависимость обратная. Можно полагать, что различие вызвано тем, что в работах [32, 37] рассмотрена статическая задача, здесь же речь идет о прецессии положения равновесия, то есть задача является существенно динамической. При этом увеличение магнитоупругости не просто ориентирует намагниченность, а приводит к увеличению жесткости системы в целом, что для динамики имеет решающее значение. Авторы полагают, что более подробное рассмотрение динамической задачи, в том числе на примере двухслойной структуры [38], может составить предмет для отдельной работы.

Рассмотрим теперь упругую составляющую колебаний упругой системы при увеличении магнитоупругого взаимодействия. Обратимся к рис. 10, где показаны зависимости амплитуды колебаний упругой составляющей прецессии положения равновесия u_s от нормировочного коэффициента магнитоупругой связи N_B при различных значениях постоянного поля.

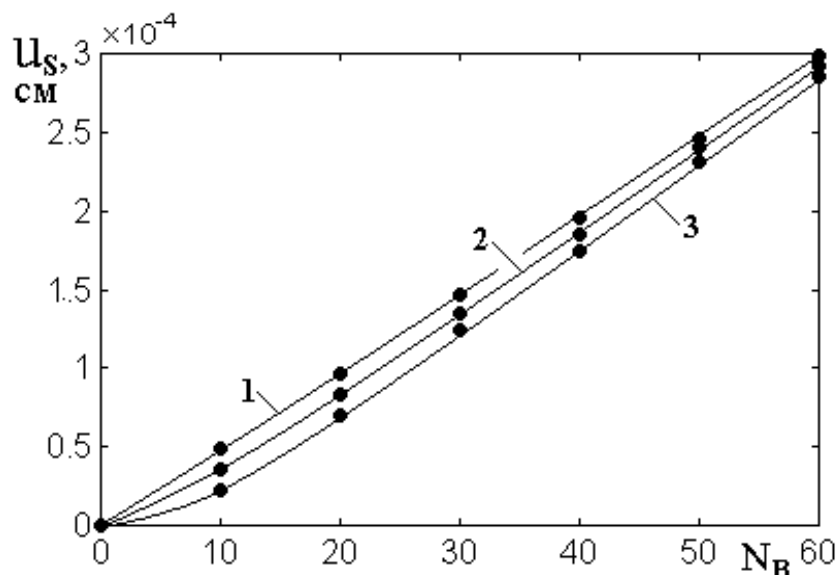


Рис. 10. Зависимости амплитуды колебаний упругой составляющей прецессии положения равновесия u_s от нормировочного коэффициента магнитоупругой связи N_B при различных значениях постоянного поля. 1 – $H_0 = 800$ Э; 2 – $H_0 = 1400$ Э; 3 – $H_0 = 1748$ Э. Амплитуда переменного поля $h_{0,x,y} = 20$ Э. Остальные параметры – те же, что на рис. 9.

Из рисунка видно, что во всех случаях амплитуда упругой составляющей при увеличении магнитоупругого взаимодействия увеличивается, причем почти линейно с нормирующим коэффициентом. Зависимости при различных полях мало отличаются друг от друга, хотя четко можно отметить, что при меньшем значении поля (кривая 1) амплитуда упругой составляющей превышает такую амплитуду при большем значении поля (кривые 2 и 3). Наибольшее отличие (до 30-50%) имеет место при малых значениях коэффициента N_B , тогда как по мере увеличения этого коэффициента различие падает (при $N_B = 60$ составляет не более 5%), так что все зависимости почти сливаются вместе.

Линейность рассматриваемых зависимостей следует из линейности решения задачи для упругости, которая согласно [29, форм.(42), (43)] определяется следующей из (22), (23) формулой:

$$u_{x,y} = \frac{B_2}{c_{44}} m_{x,y} m_z \frac{\sin(kz)}{k \sin(kd)}, \quad (30)$$

откуда виден линейный характер зависимости амплитуды упругого смещения от константы B_2 .

Замечание. Заметим, что трактовка приведенной формулы для рассматриваемой задачи полностью безусловной не является, так как формула относится к простой прецессии намагниченности, тогда как в настоящей работе рассматривается прецессия положения равновесия, что может дать определенные отличия, требующие отдельного рассмотрения. Заметим однако, что линейный характер представленных на рис. 10 зависимостей вполне согласуется с приведенной формулой, так что, учитывая родственность явлений, можно считать предложенную трактовку вполне приемлемой.

12. Некоторые замечания о возможном развитии работы

В проделанном рассмотрении имеются некоторые особенности, требующие более подробного развития. Приведем некоторые из них, особенно ярко бросающиеся в глаза.

Прежде всего отметим, что в области стационарного режима рассмотрена прецессия равновесия в принятой терминологии [35, стр.409-414] характеризуемая как «без охвата центра». В проделанном рассмотрении такой вид прецессии является преобладающим. Однако, как и в классическом случае, возможны другие виды прецессии. Так, проверка показывает, что при полях, близких к полю размагничивания, имеет место прецессия «с охватом центра». Далее, представляет интерес рассмотрение зависимости амплитуды колебаний прецессии положения равновесия от величины магнитоупругой связи, представленное кривым 4 и 5 на рис. 9, которая проявляется также в области

полей, близких к полю размагничивания. Можно полагать, что рассмотрение полного набора режимов прецессии и поведения зависимостей амплитуды от величины магнитоупругой связи, в первую очередь в области полей вблизи поля размагничивания, может явиться предметом для отдельной работы.

В настоящей работе геометрические размеры пленки и подложки приняты постоянными. В то же время, проверка показывает, что амплитуда и период прецессии положения равновесия при изменении толщины подложки относительно толщины пленки имеет довольно сложный характер, определяемый фазой волны, совершающей многократный пробег по структуре туда и обратно. Для простой прецессии намагниченности некоторые моменты такого характера отмечены в работе [29], однако проверка показывает, что прецессия равновесия вносит ряд особенностей, более подробное рассмотрение которых также может составить предмет для отдельного исследования.

Заключение

Основные результаты настоящей работы сводятся к следующему.

Рассмотрена задача о возбуждении связанных магнитных и упругих колебаний в плоскопараллельной структуре, состоящей из нормально намагниченной тонкой магнитной пленки, наложенной на толстую немагнитную упругую подложку. Для решения задачи предложена модель распространения периодического граничного режима. Решение полученной системы уравнений выполнено методом Рунге-Кутты в результате чего было получено развитие магнитных и упругих колебаний во времени.

В качестве основного предмета исследования была выбрана прецессия положения равновесия намагниченности, для реализации которой постоянное поле выбиралось несколько меньшим поля размагничивания. При исследовании колебаний были выделены две области развития во времени – область установления и область стационарного режима. При этом область установления продолжалась от нуля до момента достижения колебаниями постоянной

амплитуды (около 10^{-7} с), после чего начиналась область стационарного режима, продолжающаяся во времени до бесконечности.

В области установления по мере уменьшения постоянного поля выявлены четыре режима. Режим №1 – поле выше поля размагничивания и соответствует полю ферромагнитного резонанса. При этом колебания являются полностью регулярными и имеют постоянную амплитуду, определяемую параметрами возбуждения и затухания. Режим №2 – поле имеет значение промежуточное между соответствующему ферромагнитному резонансу и полю размагничивания. Колебания имеют характер релаксирующих биений, свойственных возбуждению резонансной системы на небольшом расстоянии от частоты резонанса. Режим №3 – поле имеет величину, меньшую поля размагничивания, но большую поля, при котором колебания приобретают нерегулярный характер. Здесь имеет место прецессия положения равновесия намагниченности, колебания компонент намагниченности представляют собой синусоиды, сдвинутые по времени на 90 градусов, заполненные синусоидальными колебаниями частоты возбуждения. Картина колебаний близка к классической прецессии положения равновесия. Режим №4 – поле имеет величину, ниже которой колебания приобретают вид нерегулярных биений, прецессия равновесия отсутствует, колебания намагниченности имеют развернутый характер, в процессе которых ориентация намагниченности приближается к плоскости пленки.

В области стационарного режима поле имеет величину несколько меньшую поля размагничивания. Колебания имеют стационарную амплитуду, представляют собой две крупные синусоиды, соответствующие компонентам намагниченности m_x и m_y , имеют одинаковую амплитуду и сдвинуты относительно друг друга на 90 градусов. Параметрический портрет имеет вид большого правильного кольца, заполненного по образующей малыми кольцами. При этом частота крупных синусоид, определяемая постоянным полем и уровнем возбуждения, является значительно меньшей частоты возбуждения, а частота малых колец параметрического портрета равна частоте возбуждения.

Отмечено, что для подробного изучения режима стационарности более предпочтительным является выбор достаточно большого затухания магнитных колебаний, обеспечивающего исключение из рассмотрения создающей излишние помехи области установления.

Рассмотрена зависимость периода прецессии положения равновесия от постоянного поля при различных значениях коэффициента нормировки константы магнитоупругого взаимодействия. Показано, что в отсутствие магнитоупругого взаимодействия период прецессии равновесия по мере увеличения поля увеличивается тем быстрее, чем больше поле. Такое поведение периода совпадает с классическим, интерпретированным на основе векторной модели. Увеличение магнитоупругого взаимодействия приводит к уменьшению периода прецессии, тем более проявляющемуся, чем поле больше. Отмечено, что в качестве возможной причины такого поведения зависимостей может выступить нагружение магнитной системы упругой, что приводит к замедлению движения магнитной системы и дает увеличение периода. Дополнительно установлено, что по мере увеличения коэффициента взаимодействия период уменьшается тем сильнее, чем этот коэффициент больше. Такое поведение периода можно интерпретировать как увеличение частоты колебаний за счет увеличения жесткости системы, происходящего из-за увеличения связи между магнитной системой и упругой.

Рассмотрена зависимость периода прецессии положения равновесия от величины переменного поля при различных значениях коэффициента нормировки константы магнитоупругого взаимодействия. Показано, что в отсутствие магнитоупругого взаимодействия период по мере увеличения поля уменьшается, в пределе асимптотически стремясь к нулю. Такое поведение периода также совпадает с классическим, интерпретированным на основе той же векторной модели. Увеличение магнитоупругого взаимодействия приводит к уменьшению периода прецессии, тем менее проявляющемуся, чем переменное поле больше.

Отмечено, что в качестве возможной причины уменьшения периода может выступить обусловленное увеличением магнитоупругого взаимодействия увеличение жесткости системы в целом, что приводит к увеличению частоты колебаний, то есть к уменьшению их периода.

Рассмотрена зависимость амплитуды колебаний прецессии положения равновесия от нормировочного коэффициента магнитоупругой связи при различных значениях постоянного поля. Показано, что в отсутствие магнитоупругой связи амплитуды колебаний соответствуют равновесным положения намагниченности в отсутствие возбуждения. Включение магнитоупругой связи вызывает стремление амплитуд к среднему значению между максимальным и минимальным в отсутствие связи, причем выявлено отсутствие изменения такого среднего значения от величины магнитоупругой связи.

Рассмотрено поведение упругой составляющей колебаний при увеличении магнитоупругого взаимодействия. Показано, что зависимости амплитуды колебаний упругой составляющей прецессии положения равновесия от нормировочного коэффициента магнитоупругой связи имеют линейный характер при всех значениях постоянного поля от нуля до поля размагничивания. Такой линейный характер интерпретирован на основе решения упругой части задачи, в соответствии с которой упругое смещение прямо пропорционально величине константы магнитоупругого взаимодействия.

Приведены некоторые замечания о возможном развитии работы.

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

Литература

1. Штраусс В. Магнитоупругие свойства иттриевого феррита-граната. // В кн.: У. Мэзон (ред.): Физическая акустика. Т.4Б. Применения физической акустики в квантовой физике и физике твердого тела. М.: Мир. 1970. С.241-316.
2. Адам Дж.Д. Аналоговая обработка сигналов с помощью СВЧ-ферритов. ТИИЭР. 1988. Т.76. №2. С.73-86.
3. Исхак В.С. Применение магнитостатических волн: обзор. // ТИИЭР. 1988. Т.76. №2. С.86-104,
4. Adam J.D., Davis L.E., Dionne G.F., Schloemann E.F., Stitzer S.N. Ferrite devices and materials. // IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. 2002. V.50. №3. P.721-737.
5. Шавров В.Г., Щеглов В.И. Магнитостатические волны в неоднородных полях. М.: Физматлит. 2016.
6. Курушин Е.П., Нефедов Е.И. Применение тонких монокристаллических пленок ферритов в устройствах СВЧ-микроэлектроники. // Микроэлектроника. 1977. Т.6, №6. С.549-561.
7. Serga A.A., Chumak A.V., Hillebrands B. YIG magnonics // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V.43. P.264002(16).
8. Ле-Кроу Р., Комсток Р. Магнитоупругие взаимодействия в ферромагнитных диэлектриках. // В кн.: У. Мэзон (ред.): Физическая акустика. Т.3Б. Динамика решетки. М.: Мир. 1968. С.156.
9. Калашникова А.М., Кимель А.В., Писарев Р.В. Сверхбыстрый оптомагнетизм. // УФН. 2015. Т.185. №10. С.1064-1076.
10. Janusonis J., Chang C.L., Jansma T., Gatilova A., Vlasov V.S., Lomonosov A.M., Temnov V.V., Tobey R.I. Ultrafast magnetoelastic probing of surface acoustic transients. // Phys. Rev. B. 2016. V.94. №2. P.024415(7).
11. Власов В.С., Голов А.В., Котов Л.Н., Щеглов В.И., Ломоносов А.М., Темнов В.В. Современные проблемы сверхбыстрой магнитоакустики. // АЖ (Акустический журнал). 2022. Т.68. №1. С.22-56.

12. Sparks M., Tittmann B.R., Mee J.E. Newkirk C. Ferromagnetic resonance in epitaxial garnet thin films // JAP. 1969. V.40. №3. P.1518.
13. Chen H., De Gasperis P., Marcelli R., Pardavi-Horvath M., McMichael R., Wigen P.E. Wide-band linewidth measurements in yttrium iron garnet films // JAP. 1990. V.67. №9. P.5530.
14. Телеснин Р.В., Козлов В.И., Дудоров В.Н. Ферромагнитный резонанс в эпитаксиальных пленках $Y_3Fe_{5-x}Ga_xO_{12}$ // ФТТ. 1974. Т.16. №11. С.3532.
15. Аваева И.Г., Лисовский Ф.В., Осика В.А., Щеглов В.И. Исследование эпитаксиальных пленок смешанных ферритов-гранатов методом ферромагнитного резонанса // ФТТ. 1975. Т.17. №10. С.3045.
16. Аваева И.Г., Лисовский Ф.В., Осика В.А., Щеглов В.И. Ферромагнитный резонанс в эпитаксиальных пленках смешанных ферритов-гранатов // РЭ. 1976. Т.21. №9. С.1894.
17. Аваева И.Г., Лисовский Ф.В., Осика В.А., Щеглов В.И. Ферромагнитный резонанс в эпитаксиальных пленках смешанных ферритов-гранатов с кубической анизотропией // ФТТ. 1976. Т.18. №12. С.3694.
18. An K. et al. Coherent long-rare transfer of angular momentum between magnon Kittel modes by phonons. // Phys. Rev. B. 2020. V.101. №6. P.060407(6)
19. Кузмичев А.Н., Ветошко П.М., Князев Г.А., Белотелов В.И., Буньков Ю.М. Особенности взаимодействия магнонного Бозе-конденсата с акустическими модами в пленках железиттриевого граната. // ПЖЭТФ. 2020. Т.112. №11-12. С.749-753.
20. Полулях С.Н., Бержанский В.Н., Семук Е.Ю., Белотелов В.И., Ветошко П.М., Попов В.В., Шапошников А.Н., Чернов А.И. Модуляция магнитоупругой связи при ферромагнитном резонанса в пленках феррит-гранатов. // ЖТФ. 2021. Т.91. №7. С.1124- 1131.
21. Полулях С.Н., Бержанский В.Н., Семук Е.Ю., Белотелов В.И., Ветошко П.М., Попов В.В., Шапошников А.Н., Шумилов А.Г., Чернов А.И. Ферромагнитный резонанс и упругие колебания в эпитаксиальных пленках феррит-граната иттрия. // ЖЭТФ. 2021. Т.159. №2. С.307-314.

22. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Казаков Г.Т., Сысоев В.Г., Тихонов В.В., Филимонов Ю.А., Нам Б.П., Хе А.С. Наблюдение быстрых магнитоупругих волн в тонких пластинах и эпитаксиальных пленках железиттриевого граната. // ПЖЭТФ. 1981. Т.39. №9. С.500-504.
23. Казаков Г.Т., Тихонов В.В., Зильберман П.Е. Резонансное взаимодействие магнитодипольных и упругих волн в пластинах и пленках железо-иттриевого граната // ФТТ. 1983. Т.25. №8. С.2307-2312.
24. Андреев А.С., Зильберман П.Е., Кравченко В.Б., Огрин Ю.Ф., Темиряев А.Г., Филимонова Л.М. Влияние импульсного магнитного поля на фазовый синхронизм упругих и магнитостатических волн в структурах ЖИГ—ГГГ // ПЖТФ. 1984. Т.10. №2. С.90-94.
25. Хивинцев Ю.В., Сахаров В.К., Высоцкий С.Л., Филимонов Ю.А., Стогний А.И., Никитов С.А. Магнитоупругие волны в субмикронных пленках ЖИГ, полученных ионно-лучевым распылением на подложках гадолиний-галлиевого граната. // ЖТФ. 2018. Т.88. №7. С.1060-1066.
26. Streib S., Keshtgar H., Bauer G.E.W. Damping of magnetization dynamics by phonon pumping. // Phys.Rev.Lett. 2018. V.121. №2. P.027202(6).
27. Ветошко П.М., Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Влияние упругих резонансов подложки на ферромагнитный резонанс в пленках железиттриевого граната. РЭ. 2023. Т.68. №2. С.157-164.
28. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. М.: Наука. 1972.
29. Власов В.С., Шапоров В.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Упругие резонансы в структуре: тонкая магнитная пленка – толстая упругая подложка. // Журнал радиоэлектроники. 2023. №11. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2023.11.12>
30. Власов В.С., Шапоров В.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Вторичный магнитоупругий резонанс в структуре: тонкая магнитная пленка – толстая упругая подложка. // Журнал радиоэлектроники. 2023. №11. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2023.11.25>

31. Шапоров В.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Особенности резонансно-связанных магнитоупругих мод в структуре ферромагнетик-диэлектрик. // РЭ. 2024. Т.69. №3. С.171-180.
32. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейная динамика установления намагниченности в ферритовой пластине с магнитоупругими свойствами в условиях ориентационного перехода. // РЭ. 2010. Т.55. №6. С.689-701.
33. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Вынужденная нелинейная прецессия вектора намагниченности в условиях ориентационного перехода. // РЭ. 2011. Т.56. №1. С.84-96.
34. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Мультирежимный характер нелинейной прецессии намагниченности второго порядка в условиях ориентационного перехода. // РЭ. 2011. Т.56. №9. С.1120-1131.
35. Шавров В.Г., Щеглов В.И. Ферромагнитный резонанс в условиях ориентационного перехода. М.: Физматлит. 2018.
36. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейное возбуждение гиперзвука в ферритовой пластине при ферромагнитном резонансе. // РЭ. 2009. Т.54. №7. С.863.
37. Власов В.С., Кирушев М.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Прецессия намагниченности второго порядка в магнитоупругой среде. // Электронный «Журнал радиоэлектроники» 2015. №4. <http://jre.cplire.ru/jre/apr15/16/text.pdf>.
38. Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейное возбуждение гиперзвука в двухслойной ферритовой структуре. // Журнал радиоэлектроники. 2013. №2. <http://jre.cplire.ru/jre/feb13/10/text.pdf>

Для цитирования:

Власов В.С., Шапоров В.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Влияние магнитоупругой связи на прецессию положения равновесия намагниченности в структуре тонкая магнитная пленка – толстая упругая подложка // Журнал радиоэлектроники. – 2025. – № 2. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.2.2>