

В музыке нет ничего особенного. Надо просто ударять по правильным клавишам в правильное время – а инструмент играет сам.

Иоганн Себастьян Бах



Якоб Йорданс «Странствующие музыканты» (1650)

Секция 12. Магнитоакустика и магнитоупругие взаимодействия

УДК 537.86, 534.16

Влияние кристаллической магнитной анизотропии на СВЧ динамику магнитных и упругих колебаний в планарной трёхслойной структуре**Котов Л.Н.**

Д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой радиофизики и электроники,
Сыктывкарский государственный университет

Дианов М.Ю.

Старший преподаватель кафедры радиофизики и электроники,
Сыктывкарский государственный университет

Майбуров М.В.

Аспирант кафедры радиофизики и электроники,
Сыктывкарский государственный университет

***Аннотация.** В настоящей работе проведено исследование линейной и нелинейной динамики магнитных и упругих колебаний в планарной трёхслойной магнитной структуре при воздействии на них постоянных и переменных магнитных полей для разных констант магнитной кристаллографической анизотропии. В работе показано, что рост констант магнитной анизотропии слоя приводит к увеличению амплитуды и к уменьшению частоты низкочастотных магнитных и упругих колебаний. Амплитуда магнитных и упругих колебаний на частоте СВЧ переменного магнитного поля при этом уменьшается с ростом констант магнитной анизотропии. Полученные результаты проведённых исследований можно использовать для создания новых магнитных материалов с уникальными СВЧ магнитными и упругими свойствами.*

***Ключевые слова:** трёхслойные магнитные плёнки, СВЧ магнитное поле, магнитные и упругие колебания, магнитная кристаллическая анизотропия, магнитоупругая связь*

Influence of crystal magnetic anisotropy on the microwave dynamics of magnetic and elastic oscillations in a planar three-layer structure**Kotov L.N.**

Dr.Sc., Professor, Head of the Department of Radiophysics and Electronics,
Syktyvkar State University

Dianov M.Yu.

Senior Lecturer at the Department of Radiophysics and Electronics, Syktyvkar State University

Mayburov M.V.

Aspirant of the Department of Radiophysics and Electronics, Syktyvkar State University

***Annotation.** In this work, we study the linear and nonlinear dynamics of magnetic and elastic oscillations in a planar three-layer magnetic structure under the influence of constant and alternating magnetic fields for different constants of magnetic crystallographic anisotropy. The work shows that an increase in the magnetic anisotropy constants of the layer leads to an increase in the amplitude*

and a decrease in the frequency of low-frequency magnetic and elastic oscillations. The amplitude of magnetic and elastic oscillations at the frequency of a microwave alternating magnetic field decreases with increasing magnetic anisotropy constants. The results of the research can be used to create new magnetic materials with unique microwave magnetic and elastic properties.

Key words: *three-layer magnetic films, microwave magnetic field, magnetic and elastic vibrations, magnetic crystalline anisotropy, magnetoelastic coupling*

Исследования магнитных и упругих колебаний в многослойных магнитных структурах могут представлять собой большой практический интерес в связи с необходимостью дальнейшего уменьшения размеров структур и увеличения чувствительности к внешним полям, а также расширения рабочего диапазона частот [1, 2]. Планарные многослойные магнитные структуры и плёнки обладают большой универсальностью в проявлении квантовых магнитных свойств, включая спин-зависимое рассеяние, спиновое туннелирование, обменную анизотропию, орбитальную гибридизацию и наличие перпендикулярной магнитной анизотропии, управляемой внешними полями [1]. На основе реализации управления магнитными и упругими состояниями слоёв многослойных структур внешними электрическими и магнитными полями, возможно создание новых типов устройств записи, хранения и обработки данных, таких как оперативная память на основе многослойных структур и вычислительных устройств на мультиферроидной логике. В настоящей работе проведено исследование линейной и нелинейной динамики магнитных и упругих колебаний в планарной трёхслойной магнитной структуре при воздействии на них постоянных и переменных магнитных полей. Свойства и характеристики трёхслойной магнитной структуры изменялись за счёт вариации констант кристаллической магнитной анизотропии K_1 , K_2 одного слоя структуры, а также подбором релаксационных и резонансных частот упругой и магнитной подсистем всех слоёв.

В работе было изучено влияние магнитной кристаллографической анизотропии r -слоя на СВЧ динамику магнитных и упругих колебаний планарной трёхслойной магнитной структуры. Геометрия задачи была следующей: постоянное магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости слоёв структуры, а переменное магнитное было поляризовано по кругу и лежало в плоскости слоёв. Для решения задачи были использованы уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта для описания магнитных колебаний, а также уравнения для упругих смещений для описания динамики упругих колебаний в слоях структуры [2,3]. Рассматривалось возбуждение поперечных упругих колебаний слоёв. Взаимодействие соседних магнитных слоёв определялось с помощью граничных условий. В результате была получена система дифференциальных уравнений, которая описывала динамику магнитных и упругих колебаний каждого слоя структуры. Внутренние параметры слоёв структуры выбирались близкими к параметрам кристаллов железо-иттриевого граната с примесью алюминия $Y_3Fe_{5-x}Al_xO_{12}$ с разным соотношением концентраций ионов алюминия и железа [4]. Для решения системы уравнений использовался метод Рунге-Кутты-Фельберга 4-5 порядков с нормировкой единичного вектора намагниченности m на каждом шаге. Магнитные и упругие колебания в слоях структуры возбуждались переменным магнитным полем на частоте $f=2.5$ ГГц. Толщина слоёв p , d , r выбиралась с учетом выполнения условий акустического резонанса, когда суммарная толщина всех трёх слоёв структуры равнялась половине длине упругой волны. Размагничивающее поле для всех слоёв выбиралось равным $H_p=4\pi M_S=280$ Гс, где намагниченность насыщения $M_S=22.3$ Гс совпадала с намагниченностью кристалла $Y_3Fe_4Al_1O_{12}$ при комнатной температуре [4].

Были получены временные и частотные зависимости компонент единичного вектора намагниченности m , а также портреты колебаний для r -слоя при разных параметрах магнитной анизотропии $a=0, 0.1, 0.5, 1.2, 3.0$ (рис.1).

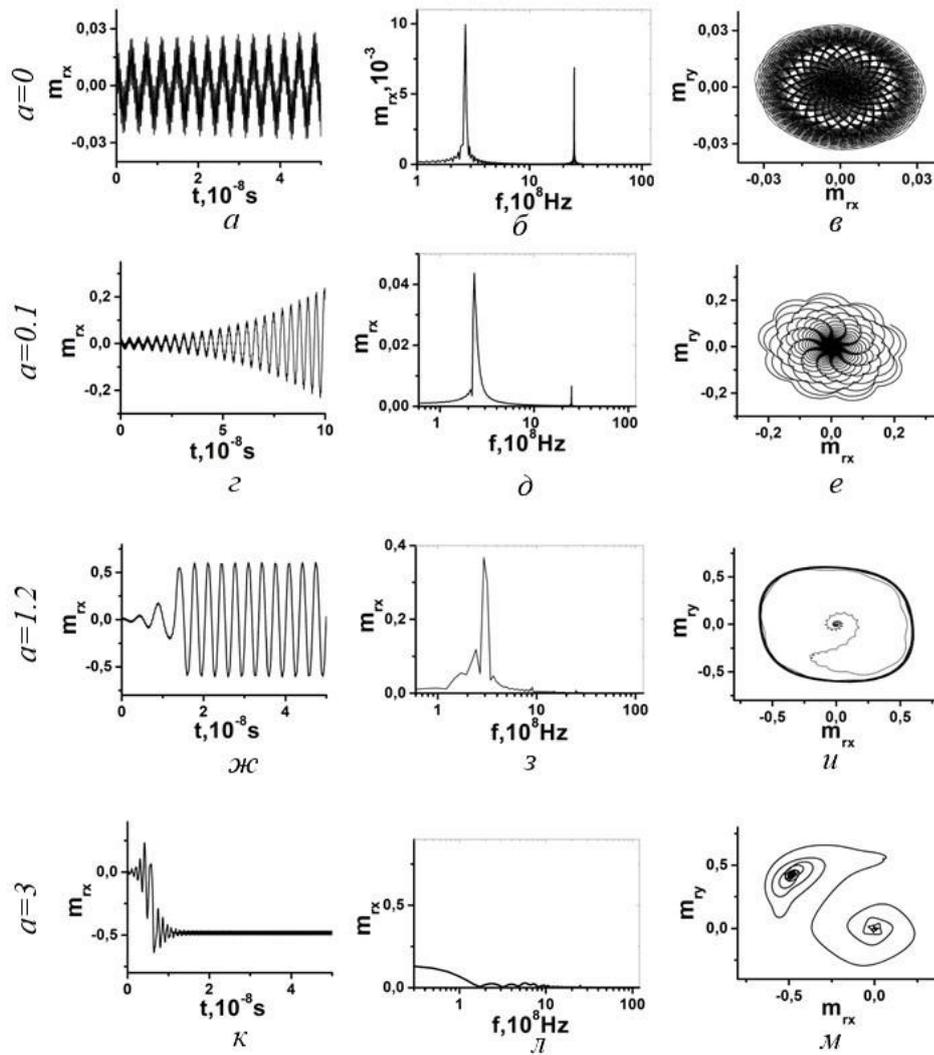


Рис. 1. Временные (а, г, ж, к) и частотные (б, д, з, л) зависимости компонент r-слоя m_{rk} и портреты колебаний (в, е, и, м) от параметра магнитной анизотропии a (значения a указаны слева от рисунков). Внутренние параметры r-слоя: $K_{1r} = a \cdot (-1.7 \cdot 10^3 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3})$, $K_{2r} = a \cdot (-0.47 \cdot 10^3 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3})$, $B_{r2} = 6.96 \cdot 10^6 \text{ эрг} / \text{см}^3$, $4\pi M_{0r} = 280 \text{ Гс}$, параметр магнитной диссипации $\alpha = 0.1$, скорость затухания упругих колебаний $\beta = 10^9 \text{ с}^{-1}$, константа упругости $C_{44} = 7.64 \cdot 10^{11} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3}$, плотность $\rho = 5.17 \text{ г} / \text{см}^3$. Толщины слоёв: $p = d = 0.1 \text{ мкм}$, $r = 0.48 \text{ мкм}$. Параметры магнитных полей: $f = 2.5 \cdot 10^9 \text{ Гц}$, $h_0 = 1 \text{ Э}$, $H_0 = 10 \text{ Э}$.

Поведение амплитуд магнитных и упругих колебаний от времени и от частоты совпадало, что связано с выбором граничных условий. Поэтому здесь приведён анализ только для динамики магнитных колебаний. Константы магнитной анизотропии r-слоя определялись константами магнитной анизотропии p-слоя K_{1p} , K_{2p} , умноженными на параметр анизотропии a : $K_{1r} = a \cdot K_{1p} = a \cdot (-1.7 \cdot 10^3 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3})$, $K_{2r} = a \cdot K_{2p} = a \cdot (-0.47 \cdot 10^3 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3})$. Из рис.1 видно, что при росте параметра магнитной анизотропии a от 0 до 3 амплитуды низкочастотных магнитных колебаний на частоте 0.2- 0.25 ГГц значительно увеличиваются, а амплитуды высокочастотных магнитных колебаний на частоте переменного поля 2.5 ГГц уменьшаются. При отсутствии магнитной анизотропии $a=0$, конец вектора намагниченности \mathbf{M} движется по спирали, где каждый виток спирали представляет собой ломанную линию с большим количеством изломов. Центр спирали совпадает с направлением постоянного магнитного поля или с осью Oz . При увеличении параметра анизотропии a от 0 до 1.2, количество изломов уменьшается, и далее при больших a каждый виток спирали превращается в эллипс.

Расстояние между витками эллипса уменьшается со временем наблюдения колебаний, что соответствует максимальному удалению от оси Oz и приближению вектора намагниченности \mathbf{M} к оси лёгкого намагничивания $[111]$ слоя. Резонансная частота магнитных колебаний при разных постоянных магнитных полях H_0 с ростом параметра анизотропии a от 0.1 до 3 уменьшается, а при очень больших $a > 3$ резко падает до нуля. Уменьшение резонансной частоты f_0 связано с уменьшением эффективного магнитного поля, действующего на магнитные моменты в слое за счёт роста поля магнитной анизотропии H_a :

$$f_0 = \gamma'(H_0 - H_p + H_a), \quad H_a = 2K_1/M_s, \quad K_1 < 0.$$

Анализ полученных временных зависимостей амплитуды магнитных колебаний показал, что рост констант магнитной кристаллографической анизотропии K_1 , K_2 слоёв структуры приводит к увеличению амплитуды и к уменьшению частоты низкочастотных магнитных и упругих колебаний. Амплитуда магнитных и упругих колебаний на частоте СВЧ переменного магнитного поля при этом уменьшается с ростом констант магнитной анизотропии K_1 , K_2 слоёв структуры. Полученные результаты проведённых исследований можно использовать для создания новых магнитных материалов с уникальными СВЧ магнитными и упругими свойствами.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда, проект № 21-72-20048.

Список использованных источников:

1. Бухараев А.А., Звездин А.К., Пятаков А.П., Фетисов Ю.К. Стрейнтроника — новое направление микро- и наноэлектроники и науки о материалах // УФН. – 2018. – Т. 188, № 12. – С. 1288-1330.
2. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейное возбуждение гиперзвука в ферритовой пластине при ферромагнитном резонансе // Радиотехника и электроника. – 2009. – Т.54. – №7. – С. 863–874.
3. Котов Л.Н., Дианов М.Ю., Власов В.С., Асадуллин Ф.Ф. Особенности магнитоупругой СВЧ динамики трехслойной структуры // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2022. Т. 86. № 8. С. 1707-1709.
4. Голдин Б.А., Котов Л.Н., Зарембо Л.К., Карпачев С.Н. Спин-фононные взаимодействия в кристаллах (ферритах) / Л.: Наука, 1991. 149 с.

УДК 53.08, 534.29

Влияние толщины субмикронной ферромагнитной пленки на акустическое возбуждение спиновых волн

Ползикова Н.И.

д.ф-м.н., г.н.с. Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН
Алексеев С.Г.

к.ф-м.н., с.н.с. Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН
Раевский А.О.

к.ф-м.н., с.н.с. Фрязинского филиала Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН

Никитов С.А.

д.ф-м.н., г.н.с. Института радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова РАН

***Аннотация.** Теоретически исследовано влияние толщины пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ) в составе композитного многочастотного резонатора объемных акустических волн со структурой ZnO- ГГГ- ЖИГ/Pt на эффективности акустического возбуждения спиновых волн и спиновой накачки. Обоснована возможность электрического возбуждения (при помощи пьезопреобразователя) и электрического детектирования (с помощью спиновой накачки) спин-волновых резонансов в микронных и субмикронных пленках ЖИГ.*

***Ключевые слова:** акустические спиновые волны, спиновая накачка, пьезоэлектрик, ферромагнетик, резонатор объемных акустических волн*

Influence of submicron ferromagnetic film thickness on acoustically driven spin waves

Polzikova N.I.

Dr.Sci., principal investigator,
Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics RAS

Alekseev S.G.

Cand.Sci., senior investigator,
Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics RAS

Raevskiy A.O.

Cand.Sci., senior investigator,
Fryazino branch Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics RAS

Nikitov S.A.

Dr.Sci., principal investigator,
Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics RAS

***Annotation.** The influence of the yttrium iron garnet (YIG) film thickness as part of a composite multifrequency bulk acoustic wave resonator with a ZnO-YGG-YIG/Pt structure on the efficiencies of acoustic excitation of spin waves and spin pumping has been theoretically studied. The possibility of electrical excitation (using a piezoelectric transducer) and electrical detection (using spin*

pumping) of spin-wave resonances in micron and submicron YIG films is substantiated.

Keywords: *acoustic spin waves, spin pumping, piezoelectric, ferrimagnet, bulk acoustic wave resonator*

Магنون - фононные взаимодействия в различных микро- и наноструктурах привлекают большой научный интерес. Взаимодействие фононов и магнонов в ограниченных магнитоупорядоченных средах отличается от такового в приближении бесконечной среды. В условиях фононного и/или магنونного конфайнмента эффективность магنون-фононного взаимодействия может усиливаться, что, в частности, приводит к изменению резонансных частот в спектрах магнонов и фононов. Последнее оказывается наиболее сильным в области магнитных полей и частот ($H_{\text{МУР}}, f_{\text{МУР}}$), соответствующих магнитоупругому резонансу (МУР). Гибридные магنون-фононные твердотельные слоистые структуры содержат помимо магнитоупорядоченных другие упругие среды, такие как диэлектрики, пьезоэлектрики, проводники. Резонансные условия для упругих колебаний – акустических волн (АВ) – сводятся к отсутствию нормальных напряжений на свободных поверхностях структуры. При этом должны быть учтены все вклады от распространяющихся в гибридной структуре АВ, с учетом их отражений и преломлений на границах всех слоев. Для магнитных колебаний – спиновых волн (СВ) – резонансные частоты $f_{\text{СВ}}$ задаются условиями на намагниченность только на границах ферромагнитных (ФМ) слоев. В то же время, благодаря магنون-фононным взаимодействиям спектр СВ также оказывается чувствительным ко всем другим слоям структуры.

В работах [1-5] мы продемонстрировали эффективное пьезоэлектрическое возбуждение как линейных, так и параметрических «акустических» спиновых волн (АСВ) в гиперзвуковом резонаторе объемных волн (НВАР – High overtone Bulk Acoustic wave Resonator) со слоистой пленочной структурой пьезоэлектрик – ФМ – подложка – ФМ/Pt. Кроме того, теоретически и экспериментально, было показано [2-5], что вышеописанный НВАР является эффективным источником спинового тока \mathbf{j}_s на границе ЖИГ/Pt, который конвертируется в ток проводимости в Pt благодаря обратному спиновому эффекту Холла (ISHE). Функциональные частотные, магнитопольевые и мощностные (f, H, P) зависимости напряжения $U_{\text{ISHE}}(f, H, P)$ на платине и коэффициента отражения $S_{11}(f, H, P)$ от электродов пьезопреобразователя отражают результат прямого и опосредованного электрического детектирования АСВ (как линейных, так и параметрических) и содержат информацию о спиновой динамике и магнитных параметрах ФМ. В предыдущих расчетах рассматривались достаточно толстые ФМ-пленки (единицы и даже десятки микрон), что соответствовало нашим экспериментальным структурам НВАР. В теоретической работе [5] анализ влияния толщины ФМ-пленки на эффективность спиновой накачки показал сильное влияние толщины пленки s на модовый состав АСВ и акустическую спиновую накачку в многочастотных НВАР.

В настоящей работе мы теоретически исследуем влияние толщины тонкого (от субмикронного до микронного) магнитоупругого слоя на модовый состав и эффективность возбуждения АСВ и создаваемой ею спиновой накачки. При этом благодаря неоднородному характеру возбуждающего эффективного магнитного поля упругой природы, высшие моды СВР могут возбуждаться с эффективностью, сравнимой с эффективностью основной моды.

Рассматривается слоистая структура НВАР: Al/ZnO/Al – ГГГ– ЖИГ/Pt, подробно описанная в [5], и аналогичная экспериментальным структурам [2-4]. Пьезопреобразователь Al/ZnO/Al (пьезоэлектрическая пленка между двумя тонкопленочными электродами) располагается на плоскопараллельной диэлектрической подложке с высокой акустической добротностью из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ). На другой стороне подложки находится пленка железо-иттриевого граната (ЖИГ) с нанесенной на нее тонкой пленкой платины. Считаем, что пленка ЖИГ намагничена до насыщения, $4\pi M_0 = 845$ Гс, во внешнем тангенциальном однородном магнитном поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{Oz}$. Для расчетов использовались следующие типичные значения толщин: подложка ГГГ ($d = 500$ мкм), пленка ZnO ($l = 3$ мкм) и полоска Pt

(12-10 нм).

К электродам прикладывается высокочастотное напряжение частоты f , которое благодаря пьезоэффекту возбуждает АВ, распространяющиеся перпендикулярно к слоям структуры в направлении Ox . В пленке ЖИГ эти АВ могут сопровождаться колебаниями намагниченности – АСВ. В линейном режиме АСВ возбуждаются на частотах акустических резонансов f_m многочастотного НВАР при условии их соответствия частотам СВ, $f_{CB}(H)$, в заданном магнитном поле H . Постоянное напряжение U_{ISHE} , генерируемое на платиновой полоске, возникает в результате комбинации двух эффектов: спиновой накачки – преобразования спинового углового момента АСВ в постоянный спиновый ток j_s на границе с немагнитным металлом, и ISHE – конвертации тока j_s в ток проводимости [6, 7]. При этом справедлива зависимость $U_{ISHE} \propto \theta^2$, т.е., напряжение напрямую связано с углом прецессионного конуса намагниченности $\theta = \sqrt{\text{Im}[m_x^*(x_0)m_y(x_0)/M_0^2]}$, где $m_{x,y}(x_0)$ – компоненты переменной намагниченности на границе раздела слоев ЖИГ/Pt при $x=x_0$. Поэтому измерение напряжения U_{ISHE} широко используется как метод исследования магнитной динамики, в том числе для детектирования как линейных, так и параметрических АСВ.

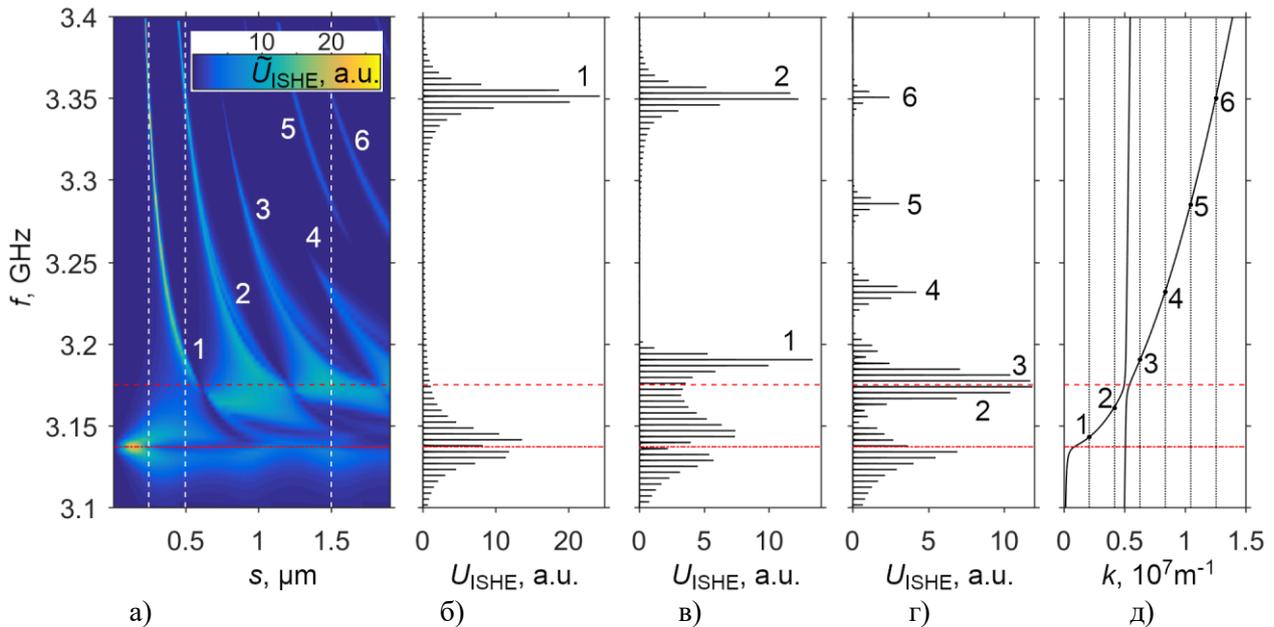


Рис. 1. Огибающая сигнала напряжения $\tilde{U}_{ISHE}(f, s)$ в зависимости от частоты и толщины ФМ-пленки (а), белые штриховые линии соответствуют толщинам $s = 0.25, 0.5, 1.5$ мкм, для которых приведены амплитудно-частотные характеристики $U_{ISHE}(f)$ на (б), (в), (г); дисперсионная зависимость $f(k)$ для связанных магнитоупругих волн; вертикальные пунктирные линии соответствуют волновым числам СВР k_n ($s = 1.5$ мкм) и $n = 1-6$ (д). Красные линии: пунктир – f_{MUR} , штрих пунктир – f_{MPR} ; цифры соответствуют СВР с номерами $n = 1-6$.

Далее на рис.1 мы приводим результаты расчета зависимости U_{ISHE} от толщины магнитной пленки s . Для нахождения $m_{x,y}$ используется подход, основанный на решении уравнений движения во всех слоях структуры при соответствующих граничных условиях [3, 5]. На рис. 1 (б – г), показаны нормированные частотные зависимости $U_{ISHE}(f)$ для трех толщин пленки YIG. Данные нормированы на максимальное значение напряжения для толстой пленки толщиной 30 мкм, которая использовалась в эксперименте [5]. Все зависимости получены для магнитного поля $H = 740$ Э. Зависимости $U_{ISHE}(f)$ имеют вид узких пиков, соответствующих частотам резонансов НВАР f_m . Эти пики сгруппированы вблизи частот, соответствующим

частотам спин-волновых резонансов $f_{\text{СВ}n} \approx f_{\text{СВ}}(k = k_n = \pi n/s)$, где $f_{\text{СВ}}(k)$ -- закон дисперсии спиновой волны (см. рис. 1 (д)). На рис. 1 (а) показана огибающая сигнала напряжения $\dot{U}_{\text{ISHE}}(f, s)$ в зависимости от частоты и толщины ФМ-пленки. Расположение максимумов сигналов напряжения на плоскости (f, H) соответствует положению частот СВР $f_{\text{СВ}}(k_n)$. Здесь $n = 0, 1, \dots, 6$, причем $f_{\text{СВ}}(k_0) = f_{\text{ФМР}}$. Так как эффективное магнитное поле для возбуждения СВР создается акустической волной и является неоднородным по толщине пленки, то высшие моды СВР (как четные, так и нечетные) могут возбуждаться с эффективностью, сравнимой с эффективностью основной моды. В то же время, как видно из рис. 1 (а), наблюдаются запрещенные зоны: при определенных значениях s оказывается возможным возбуждение только четных или только нечетных мод.

Отметим, что для субмикронных пленок обратное влияние АСВ на упругую подсистему всей структуры НВАР становится слабым и проявляется только при непосредственном совпадении одного из резонансов многочастотного НВАР с СВ-резонансом, $f_m = f_{\text{СВ}n}$. Это затрудняет (но не исключает), возможность опосредованного детектирования АСВ по изменению спектра коэффициента отражения $S_{11}(f, H)$. В то же время эффективность возбуждения АСВ в виде СВР (включая и ФМР) не только не уменьшается, но и возрастает при уменьшении толщины пленки до определенного предела.

Представленные результаты свидетельствуют о значительном влиянии толщины пленки ЖИГ на эффективность акустического возбуждения спиновых волн и создаваемой ими спиновой накачки. Показана возможность электрического возбуждения (при помощи пьезоэлектрической пленки ZnO) и электрического детектирования (с помощью спиновой накачки) толщинных СВР в микронных и субмикронных пленках ЖИГ.

Работа выполнена в рамках государственного задания «Спинтроника-2».

Список использованных источников:

1. Alekseev S. et al. All Acoustical Excitation of Spin Waves in High Overtone Bulk Acoustic Resonator // *Acoustics*. – 2023. – V. 5, №1. – P. 268-279.
2. Polzikova N. I. et al. Frequency and magnetic field mapping of magnetoelastic spin pumping in high overtone bulk acoustic wave resonator // *AIP Advances*. – 2018. – V.8. – №5. – P. 056128.
3. Polzikova N.I. et al. Acoustic excitation and electrical detection of spin waves and spin currents in hypersonic bulk waves resonator with YIG/Pt system // *J. Magn. and Magn. Mater.* – 2019. – V. 479. – P. 38–42.
4. Alekseev S.G. et al. Magnons Parametric Pumping in Bulk Acoustic Waves Resonator // *Appl. Phys. Lett.* – 2020. – V. 117, № 7. – P. 072408-1–072408-5.
5. Alekseev S. G., et al. Yttrium Iron Garnet Thickness Influence on the Spin Pumping in the Bulk Acoustic Wave Resonator // *Journal of Communications Technology and Electronics*. – 2019. – Vol. 64. – No. 11. – pp. 1318–1322.
6. Tserkovnyak Y., Brataas A., Bauer G.E.W. Enhanced Gilbert damping in thin ferromagnetic films // *Phys. Rev. Lett.* – 2002. – V. 88. – P.117601.
7. Saitoh E., Ueda M., Miyajima H., Tatara G. Conversion of spin current into charge current at room temperature: inverse spin-Hall effect // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – V. 88. – P. 182509.

УДК 538.9, 537.634.2

Магнитоупругая динамика пластины при двухчастотном возбуждении магнитным полем

Плешев Д.А.

к.ф.-м.н., доцент, Санкт-Петербургский государственный лесотехнический университет имени С.М. Кирова

Асадуллин Ф.Ф.

д.ф.-м.н., профессор, Санкт-Петербургский государственный лесотехнический университет имени С.М. Кирова

Власов В.С.

к.ф.-м.н., Санкт-Петербургский государственный лесотехнический университет имени С.М. Кирова

Щеглов В.И.

к.ф.-м.н., с.н.с., Институт радиотехники и электроники им В.А. Котельникова РАН

***Аннотация.** В работе рассмотрена возможность детектирования комбинированного двухчастотного воздействия переменным магнитным полем в ферритовой пластине. Определены режимы колебаний намагниченности и упругого смещения. Проведена оценка эффективности возбуждения на разностной частоте упругих колебаний при различных условиях.*

***Ключевые слова:** детектирование, нелинейные явления, магнитоупругие колебания*

The plate magnetoelastic dynamics under two-frequency excitation by a magnetic field

Pleshev D.A.

Ph.D., Associate Professor, St. Petersburg State Forestry University named after S. M. Kirov

Asadullin F.F.

Dr.Sc., professor, St. Petersburg State Forestry University named after S. M. Kirov

Vlasov V.S.

Ph.D., St. Petersburg State Forestry University named after S. M. Kirov

Shcheglov V.I.

Ph.D., Senior Researcher, Institute of Radio Engineering and Electronics named after V.A. Kotelnikov RAS

***Annotation.** The paper considers the possibility of detecting the effect of an alternating magnetic field at two frequencies in a ferrite plate. The amplitude-frequency characteristics of magnetization oscillations and elastic displacement are determined. The efficiency of elastic oscillations excitation at a difference frequency under various conditions was assessed.*

***Keywords:** detection, nonlinear phenomena, magnetoelastic oscillations*

Введение

Магнитострикционные преобразователи на основе ферритовых материалов с высокой добротностью, такие как ЖИГ (железоиттриевый гранат), могут использоваться для детектирования СВЧ акустических, магнитных и лазерных импульсов [1-3].

В работе рассматривается возможность детектирования СВЧ-сигнала при использовании магнитострикционного преобразователя в случае комбинированного двухчастотного воздействия. Проведен анализ влияния напряженности переменного поля и расстройки частот акустического резонанса и разностной частоты возбуждения.

Постановка задачи

Плоскопараллельная магнитоупругая пластина, представленная на рис. 1, материал которой обладает кубической кристаллографической симметрией, помещена в постоянное магнитное поле \mathbf{H}_0 . Переменное магнитное поле \mathbf{h}_0 лежит в плоскости пластины и поляризовано по кругу, а постоянное ориентировано вдоль направления оси Oz декартовой системы координат, аналогично случаю, рассмотренному в работе [4].

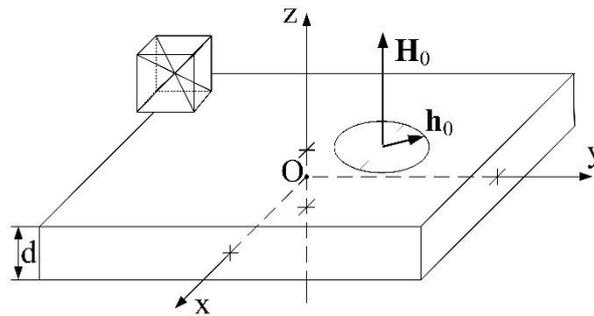


Рис. 1. Геометрия задачи

Для снижения сложности задачи были приняты следующие упрощения:

- прецессия намагниченности в объеме пластины однородна;
- колебаниями намагниченности не связаны с компонентой упругих колебаний $u_z = 0$.

Плотность энергии пластины:

$$U = -M_0 h_x m_x - M_0 h_y m_y - M_0 H_0 m_z + 2\pi M_0^2 m_z^2 + 2c_{44}(u_{xy}^2 + u_{yz}^2 + u_{zx}^2) + 2B_2(m_x m_y u_{xy} + m_y m_z u_{yz} + m_z m_x u_{zx}), \quad (1)$$

где m_x, m_y, m_z – компоненты нормированного вектора намагниченности, M_0 – намагниченность насыщения; c_{44} – константа упругости; B_2 – магнитоупругая константа.

Уравнения динамики магнитной и упругой подсистем:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -|\gamma|[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}] + \frac{\alpha}{M} \left[\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right], \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 u_{x,y}}{\partial t^2} = -2\beta \frac{\partial u_{x,y}}{\partial t} + \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 u_{x,y}}{\partial z^2}, \quad (3)$$

где γ – гиромангнитная постоянная, α – затухание Гильберта, ρ – плотность материала пластины, β – параметр упругого затухания, $u_{x,y}$ – компоненты упругого смещения.

Постоянное магнитное поле $\mathbf{H}_0 = 2750$ Э. Тогда в линейном режиме частота ферромагнитного резонанса (ФМР) $f_{fmr} = 2800$ МГц. Магнитная подсистема возбуждается переменным магнитным полем h_0 , образованного одновременным воздействием гармонических магнитных колебаний на двух частотах f_1 и f_2 и лежащим в плоскости пленки. Частоты f_1 и f_2 отклонены относительно частоты ФМР f_{fmr} симметрично и отклонение $\Delta f = 100$ МГц, а разностная частота $f_{faz} = 200$ МГц.

Параметры материала, используемые при расчете, соответствуют монокристаллическому ЖИГ. Параметры затухания $\alpha = 0,02$; $\beta = 10^8$ с⁻¹ выбраны больше

реальных параметров, чтоб обеспечить быструю релаксацию.

Амплитуда напряженности переменного магнитного поля h_0 меняется в диапазоне от 0.01 Э до 1000 Э, а толщина пластины d меняется в диапазоне от 0,34325 мкм до 19,222 мкм.

Результаты

Анализ динамики компонент вектора намагниченности показал, что увеличение амплитуды напряженности h_0 не приводит к существенным нелинейным эффектам в характере колебаний намагниченности. Амплитуда компоненты m_x растет экспоненциально при увеличении h_0 с незначительными флуктуациями. Изменение толщины пластины также не оказывает влияния на динамику и характеристики колебаний намагниченности, за исключением области, в которой частота ФМР равна частоте акустического резонанса f_{ar} при $d = 6,865 \cdot 10^{-5}$ см.

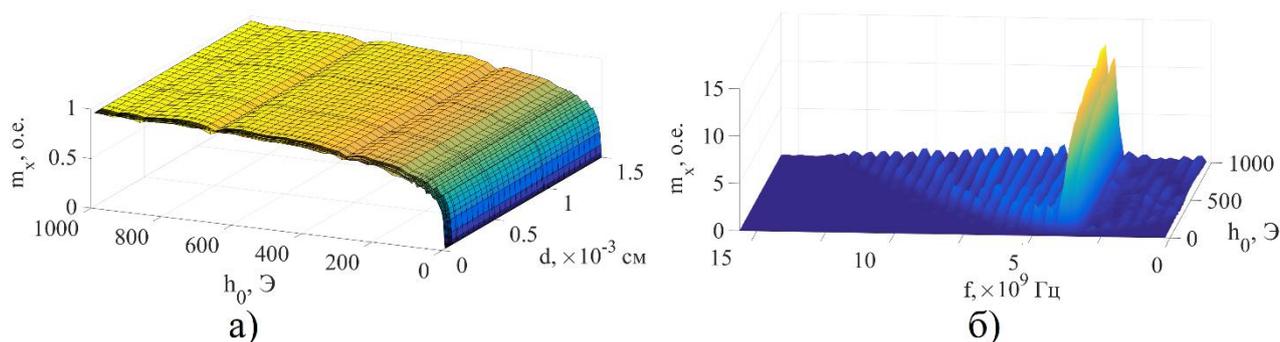


Рис. 2. (а) – амплитуды компоненты m_x вектора намагниченности; (б) - спектр компоненты m_x .

Спектры колебаний компоненты m_x намагниченности демонстрируют, что основные колебания магнитной подсистемы реализуются на двух частотах f_1 и f_2 комбинированных сигналов. При этом возникают комбинационные колебания как в области высоких, так и в области низких частот. Амплитуды сателлитов меньше 1/4 амплитуд на частотах f_1 и f_2 .

Рассмотрим динамику упругих колебаний (рис. 2а).

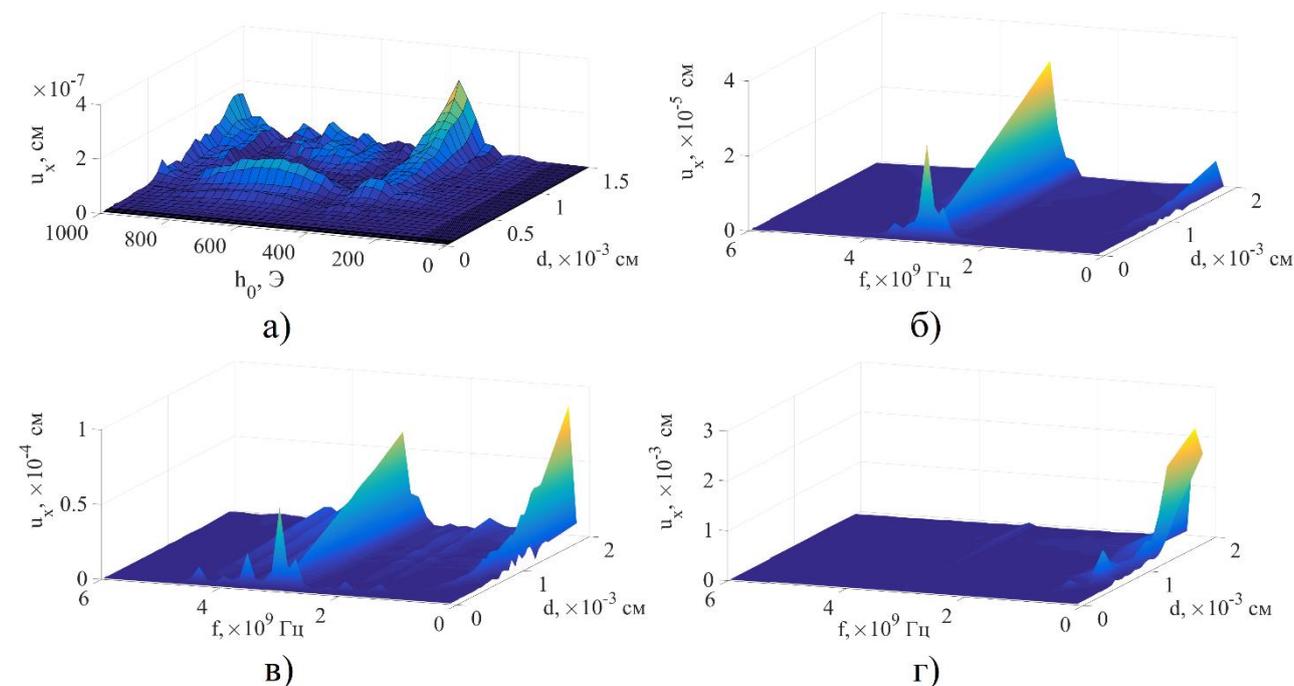


Рис. 2. (а) – амплитуды компоненты u_x упругих колебаний; спектры компоненты u_x при напряженности переменного поля h_0 : (б) – 10 Э, (в) – 100 Э, (г) – 300 Э.

При значениях напряженности переменного магнитного поля $h_0 = 375$ Э, в диапазоне

$500 \leq h_0 \leq 850$ Э, и выше $h_0 = 900$ Э наблюдается существенное увеличение амплитуды колебаний компоненты u_x упругого смещения (рис. 2а), что свидетельствует об изменении режимов колебаний, аналогично работе [4].

При увеличении толщины пластины наблюдается рост амплитуды упругих колебаний, который в грубом приближении можно аппроксимировать степенной функцией. Однако наблюдается ряд аномалий. В окрестности толщины пластины равной $6,865 \cdot 10^{-5}$ см, что соответствует равенству собственной частоты акустического резонанса пластины f_{ar} и частоты ФМР f_{fmr} . А также в окрестностях толщин $6,5 \cdot 10^{-4}$ см и $4 \cdot 10^{-4}$ см, что соответствует областям вблизи разностной и удвоенной разностной частоты с значительным смещением порядка 100 МГц, обусловленным существенной нелинейностью системы. Однако данный вопрос требует уточнения, и авторы предполагают посвятить этому отдельную работу.

Результат исследования амплитудно-частотных характеристик упругих колебаний (рис. 2б, в, г) позволяет судить о том, что эффективное возбуждение, возможно лишь при условии полного или кратного совпадения с разностной частотой. Исключением, как было указано выше, является увеличение амплитуды колебаний при совпадении f_{fmr} и f_{ar} .

На рис. 2б, в, г видно, что при увеличении напряженности переменного поля амплитуды колебаний на частоте возбуждения не испытывают значительных изменений, в то время как колебания на разностной частоте, совпадающие с частотой акустического резонанса пластины, увеличиваются больше чем на порядок величины. Границей эффективности для указанных физических характеристик пластины и условий возбуждения является амплитуда переменного магнитного поля $h_0 = 100$ Э (рис. 2в), когда разница амплитуд не превышает 20% их величины.

Заключение

В работе проведено исследование зависимости динамики упругой подсистемы при двухчастотном возбуждении от напряженности переменного поля и толщины пластины. Рассмотрена возможность детектирования комбинированных сигналов на основе магнитострикционных свойств пластины. Выявлено, что расстройка частоты акустического резонанса и частоты возбуждения не оказывает существенного влияния на колебания намагниченности. Определены характерные области режимов упругих колебаний и условия детектирования СВЧ сигналов. Показано, что эффективная генерация колебаний упругой подсистемы на разностной частоте возможна при значительном уровне возбуждения, соответствующем амплитуде переменного магнитного поля больше 100 Э.

Список использованных источников

1. Гуревич А.Г. Ферриты на сверхвысоких частотах – Москва, Гос. изд-во физ.-мат. литературы, 1960. – 407 с.
2. Kikuchi E. The ultra-sound converters. – Moscow, Mir. 1972.
3. D. A. Pleshev, F. F. Asadullin, V. S. Vlasov et al. The Character and Structure of Oscillations of Magnetization and Elastic Displacement Components in a Film under Amplitude-Modulated Excitation // The Physics of Metals and Metallography. – 2022. – Vol. 123, No. 3. – P. 276-281.
4. Власов В.С., Плешев Д.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейное возбуждение гиперзвуковых колебаний в ферритовой пластине в условиях комбинированного воздействия на двух частотах. Часть 2. Вариация постоянного поля.// Журнал радиотехники [электронный журнал]. – 2021. – №10.

УДК 538.955

**Магнитоупругие эффекты в пленке бората железа на изоструктурной
диамагнитной подложке****Прилепский Д.Ю.**

аспирант, ФГАОУ ВО «КФУ имени В.И. Вернадского», Симферополь

Стругацкий М.Б.заведующий кафедрой, д.ф.-м.н., профессор, ФГАОУ ВО «КФУ имени В.И. Вернадского»,
Симферополь**Ягунов С.В.**

заведующий лабораторией, ФГАОУ ВО «КФУ имени В.И. Вернадского», Симферополь

Могиленец Ю.А.

к.ф.-м.н., старший преподаватель, ФГАОУ ВО «КФУ имени В.И. Вернадского», Симферополь

Селезнева К.А.

к.ф.-м.н., доцент, ФГАОУ ВО «КФУ имени В.И. Вернадского», Симферополь

Дровосеков А.Б.

к.ф.-м.н., с.н.с., Институт физических проблем имени П.Л. Капицы РАН, Москва

Клява Я.

д.ф.-м.н., профессор, LOMA, UMR 5798 Université de Bordeaux-CNRS, Talence, France

Аннотация. Работа посвящена изучению магнитоупругой энергетической щели H_{Δ}^2 в низкочастотной ветви АФМР синтезированной нами тонкой магнитной пленки бората железа, $FeVO_3$ – тригонального антиферромагнетика со слабым ферромагнетизмом. В экспериментах АФМР обнаружено рассогласование в значениях H_{Δ}^2 для пленки и массивного кристалла $FeVO_3$. Построена теория, включающая в термодинамический потенциал, наряду со стандартными магнитоупругими инвариантами, новые инварианты высших порядков. Такой подход обеспечил адекватный учет механических напряжений, возникающих из-за несоответствия параметров решетки пленки и подложки и позволил описать соответствующие экспериментальные результаты.

Ключевые слова: борат железа, магнитоупругие взаимодействия и эффекты, тонкие магнитные пленки

Magnetoelastic effects in iron borate film on isostructural diamagnetic substrate**Prilepsy D.Yu.**

PhD student, Physics and Technology Institute, Crimean Federal University, Simferopol

Strugatsky M.B.

Head of Department, Dr.Sc., Professor, Physics and Technology Institute, Crimean Federal University, Simferopol

Yagupov S.V.

Head of Laboratory, Physics and Technology Institute, Crimean Federal University, Simferopol

Mogilenec Yu.A.

Ph.D., Senior Lecturer, Physics and Technology Institute, Crimean Federal University, Simferopol

Seleznyova K.A.

Ph.D., Associate Professor, Physics and Technology Institute, Crimean Federal University, Simferopol

Drovosekov A.B.

Ph.D., P.L. Kapitza Institute for Physical Problems RAS, 2 ul. Kosygina, Moscow

Kliava J.

Dr.Sc., Professor, LOMA, UMR 5798 Université de Bordeaux-CNRS, Talence, France

Annotation. *The magnetoelastic energy gap H_{Δ}^2 , of the low-frequency AFMR mode has been studied for our synthesized thin magnetic film of iron borate FeBO_3 , a trigonal antiferromagnet with weak ferromagnetism. Our AFMR experiments have revealed a discrepancy in H_{Δ}^2 values for the film and bulk FeBO_3 crystal. A theory has been developed that includes in the thermodynamic potential, besides usual ones, new magnetoelastic invariants of higher orders. This allows to appropriately account for mechanical stresses arising in the film because of discrepancy between its lattice constants and those of a substrate, and adequately describe related experimental results.*

Keywords: *iron borate, magnetoelastic interactions and effects, thin magnetic films*

Особенности кристалломагнитной структуры бората железа FeBO_3 – тригонального легкоплоскостного антиферромагнетика со слабым ферромагнетизмом, – обуславливают возникновение в этом соединении аномально сильной магнитоупругой связи. Следствием последней являются новые магнитные и акустические эффекты [1, 2], а также существенное влияние граничных условий на упругую и магнитную динамику [1].

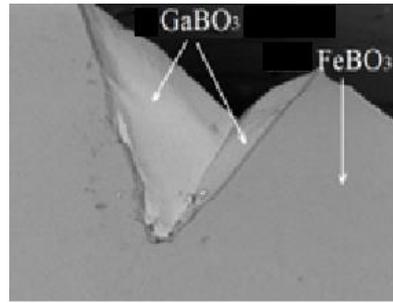


Рис. 1. Пленка FeBO_3 на диамагнитной подложке GaBO_3

Механические граничные условия весьма существенны для синтезированных нами тонких магнитных плёнок бората железа на изоструктурных диамагнитных подложках бората галлия (рис. 1) [3]. Рентгенодифракционные данные свидетельствуют о несоответствии параметров решеток пленки и подложки $\sim 2\%$, что должно приводить к значительным напряжениям. Проведенные в настоящей работе исследования АФМР магнитной пленки бората железа показали, что магнитоупругая щель H_Δ^2 в выражении для низкочастотной ветви АФМР, $n = g \left[H(H + H_D) + H_\Delta^2 \right]^{1/2}$ (H – внешнее магнитное поле, H_D – поле Дзялошинского) в пленке значительно увеличена по сравнению с массивным монокристаллом FeBO_3 . Такое увеличение обусловлено существенными деформациями, возникающими из-за несоответствия параметров решеток пленки и подложки [4]. Для адекватного учета деформаций, u , мы предположили, что от них линейным образом зависят магнитоупругие константы кристалла: $B'_{ijkl} = B_{ijkl} + S_{ijklmn}u_{mn}$ [4]. Такая зависимость должна заметным образом проявляться для сравнительно больших деформаций, значительно превосходящих магнитоупругие $\sim 10^{-5}$. Отметим также, что приведенная зависимость $B'(u)$ позволяет описать температурную зависимость магнитоупругих констант [4]. Зависимость $B'(u)$ фактически означает, что в термодинамическом потенциале кристалла, наряду со стандартными магнитоупругими инвариантами $B_{ijkl}l_i l_j u_{kl}$, линейными по компонентам тензора деформаций и квадратичными по компонентам антиферромагнитного вектора l , следует использовать новые магнитоупругие инварианты высших порядков вида $S_{ijklmn}l_i l_j u_{kl} u_{mn}$. Применяя операции симметрии точечной группы D_{3d} кристалла, мы нашли полный набор таких инвариантов [5], которые в сумме определяют добавку к термодинамическому потенциалу кристалла.

В настоящей работе произведен расчет низкочастотной энергетической щели при воздействии на кристалл значительных напряжений и учете новых инвариантов:

$$H_\Delta^2 = H_E H_1 + H_E H_2 \cos 2j + H_E H_3 \cos^2 2j - H_E H_4 \sin 2j + H_E H_5 \sin^2 2j + H_E H^{\text{hex}} \cos 6j \quad (1)$$

где H_i – полученные нами выражения для эффективных полей механических напряжений, H_E и H^{hex} – эффективные поля обмена и гексагональной кристаллографической анизотропии, φ – угол между внешним магнитным полем и осью второго порядка.

Выражение (1) позволило интерпретировать экспериментальные результаты по увеличению магнитоупругой щели H_Δ^2 в плёнке FeBO_3 по сравнению с соответствующим монокристаллом. Хорошее согласие между теорией и экспериментом имеет место при

варьировании магнитоупругих констант S_{ijklmn} в интервале $10^9 \div 10^{10}$ эрг/см³. Стандартные магнитоупругие константы B_{ijkl} имеют порядок величины 10^7 эрг/см³. Это делает обоснованным учет в нашей теории слагаемых $S_{ijklmn}u_{mn}$ при значительных деформациях.

Таким образом, настоящая работа открывает новый подход к учёту возможных механических деформаций при интерпретации результатов различных, прежде всего спектроскопических, экспериментов в кристаллах с сильной магнитоупругой связью.

Список использованных источников:

1. Mitsay Yu.N., Skibinsky K.M., Strugatsky M.B., Korolyuk A.P., Tarakanov V.V., Khizhnyi V.I. Gakel-Turov oscillations in iron borate // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2000. – 219. – P. 340.
2. Afanasiev D., Razdolski I., Skibinsky K.M., Bolotin D., Yagupov S.V., Strugatsky M.B., Kirilyuk A., Rasing Th., Kimel A.V. Microscopic theory for coupled magnetization and lattice dynamics // *Phys. Rev. Lett.* – 2014. – 112. – P. 1–5.
3. Yagupov S., Strugatsky M., Seleznyova K., Mogilenec Yu., Milyukova E., Maksimova E., Nauhatsky I., Drovosekov A., Kreines N., Kliava J. Iron borate films: Synthesis and characterization // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2016. – 417. – P. 338–343.
4. Seleznyova K., Mogilenec Yu., Prilepsky D., Strugatsky M., Yagupov S., Drovosekov A., Kreines N., Kliava J. Antiferromagnetic resonance in iron borate films: Dzyaloshinskii-Moriya field and isotropic energy gap // *Applied Physics A.* – 2022. – 1055. – P. 1–5.
5. Prilepsky D., Skibinsky K., Seleznyova K., Strugatsky M. Symmetry invariants of higher orders in magnetoelastic energy for a trigonal easy-plane antiferromagnet // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2024. – 589. – P. 1–5.

УДК 537.61

Коллинеарное фотон-магنون-фононное взаимодействие в переходном слое эпитаксиальной пленки ЖИГ

Тихонов В.В.

д.ф.-м.н., профессор, Саратовский госуниверситет им. Н.Г. Чернышевского

Садовников А.В.

к.т.н., доцент, Саратовский госуниверситет им. Н.Г. Чернышевского

***Аннотация.** Показано, что в переходном слое эпитаксиальной пленки железиттриевого граната (ЖИГ) выполняются условия фотон-магنونного и магنون-фононного преобразования. В результате двойного преобразования возникает интенсивное возбуждение гиперзвука, излучаемого вглубь подложки гадолиний-галлиевого граната (ГГГ). Установлено, что высокая эффективность возбуждения гиперзвука обусловлена коллинеарным фотон-магنونным и вторичным магنون-фононным взаимодействием.*

***Ключевые слова:** спиновые волны, акустические волны, пленки ЖИГ, фотон-магنون-фононное взаимодействие*

Collinear photon-magnon-phonon interaction in the transition layer of epitaxial YIG film

Tikhonov V.V.

Dr.Sc., professor, Saratov State University named after N.G. Chernyshevsky

Sadovnikov A.V.

Ph.D., Associate Professor, Saratov State University named after N.G. Chernyshevsky

***Annotation.** It is shown that the conditions of photon-magnon and magnon-phonon transformation are fulfilled in the transition layer of epitaxial YIG film. As a result of the double transformation, intense excitation of hypersound radiated deep into the substrate of gadolinium gallium garnet (GGG) occurs. It has been established that the high efficiency of hypersound excitation is due to collinear photon-magnon and secondary magnon-phonon interactions.*

***Keywords:** spin waves, acoustic waves, YIG films, photon-magnon-phonon interaction*

В данной работе моделировались процессы интенсивного возбуждения гиперзвука за счет двойного фотон-магنونного и вторичного магنون-фононного преобразования СВЧ сигнала в тонком переходном слое эпитаксиальной пленки ЖИГ

Исходными уравнениями являлись уравнение Ландау-Лифшица с учетом неоднородного обмена, система уравнений Максвелла и уравнение движения упругой среды. Диссипативные процессы и кристаллографическая анизотропия не учитывались. Рассматривался случай нормально намагниченной пленки ЖИГ. Решения искались в виде плоских право поляризованных монохроматических волн $e_+, h_+, m_+, u_+ : \exp[-i(\omega t - kz)]$, бегущих в направлении приложенного поля, где e_+, h_+ – электрическая и магнитная составляющая электромагнитной волны (ЭМВ), m_+ – волна прецессии вектора

намагниченности (обменная спиновая волна (ОСВ)), u_+ – волна упругого смещения (акустическая волна (АВ)), $\omega = 2\pi f$ – круговая частота, k – волновое число. Неоднородность намагниченности в переходном слое описывалась функцией распределения

$$M = M_0 \left[1 - \exp(-z^2/\sigma^2) \right], \quad (1)$$

где M_0 – намагниченность насыщения чистого ЖИГ, σ – феноменологический параметр распределения.

Моделирование процессов возбуждения гиперзвука осуществлялось в два этапа. На первом этапе рассматривались эффекты гибридизации ЭМВ и ОСВ [1]. Были получены выражения волновых чисел гибридизованных волн

$$k_{M,E} = \pm \sqrt{\frac{1}{2}(k_{M0}^2 + k_{E0}^2) \pm \sqrt{\frac{1}{4}(k_{M0}^2 - k_{E0}^2)^2 + \frac{\omega_M}{\eta} k_{E0}^2}}. \quad (2)$$

где знак (+) под радикалом соответствовал дисперсии гибридизованной ОСВ k_M , знак (–) соответствовал дисперсии гибридизованной ЭМВ k_E , и выражения потоков мощности, переносимых электромагнитной P_E и обменной составляющей P_M гибридной волны

$$P_E = \frac{4\pi\omega k_{E0}^2 k_M}{\varepsilon(k_M^2 - k_{E0}^2)^2} |m_+|^2, \quad P_M = \frac{4\pi\eta k_{E0}^2 k_M}{k_M^2 - k_{E0}^2} |m_+|^2. \quad (3)$$

Здесь $k_{M0} = \sqrt{(\omega - \omega_H)/\eta}$ и $k_{E0} = \sqrt{\varepsilon} k_0$ – парциальные законы дисперсии ОСВ и ЭМВ, $\omega_M = 4\pi\gamma M$, $\omega_H = \gamma(H_0 - 4\pi M)$, $\gamma = 1,76 \times 10^7 \text{ Ое}^{-1}\text{s}^{-1}$ – гиромагнитное отношение, $\eta = 7,64 \times 10^{-2} \text{ см}^2\text{s}^{-1}$ – постоянная неоднородного обмена, $\varepsilon = 14$ – относительная диэлектрическая проницаемость ЖИГ, $k_0 = \omega/c$ – волновое число электромагнитной волны в вакууме, $\omega = 2\pi f$ – круговая частота, $c = 3 \times 10^{10} \text{ см}\cdot\text{s}^{-1}$ – скорость света.

На втором этапе рассматривались эффекты вторичной гибридизации ОСВ и АВ [2]. Были получены выражения волновых чисел

$$k_{M1,S} = \sqrt{\frac{1}{2} \left(k_M^2 + k_{S0}^2 + \xi \frac{\omega_M}{\eta} \right) \pm \sqrt{\frac{1}{4} \left(k_M^2 + k_{S0}^2 + \xi \frac{\omega_M}{\eta} \right)^2 - k_M^2 k_{S0}^2}}, \quad (4)$$

где знак (+) под радикалом соответствовал дисперсии вторично гибридизованной ОСВ k_{M1} , знак (–) соответствовал дисперсии гибридизованной АВ k_S , и выражения потоков мощности акустической P_S и обменной составляющей P_{M1} гибридной волны

$$P_S = \frac{1}{2} \rho \omega^2 v_t |u_+|^2, \quad P_{M1} = -\frac{\rho v_t^2 \omega_H}{2\eta} \frac{(k_S^2 - k_{S0}^2) k_{M1}}{(k_{M1}^2 - k_M^2) k_S} v_{M1G} |u_+|^2 \quad (5)$$

Здесь где $k_{S0} = \omega/v_t$ – волновое число парциальной АВ, $v_t = 3,84 \times 10^5 \text{ см/s}$ – скорость сдвиговой упругой волны в ЖИГ, $\xi = B_2^2 / (\rho v_t^2 M_0^2) = 2,58 \cdot 10^{-4}$ – безразмерный параметр магнитоупругой связи, $B_2 = 6,96 \times 10^6 \text{ эрг/см}^3$ – релятивистская магнитоупругая постоянная, $\rho \approx 5,17 \text{ г/см}^3$ – плотность ЖИГ, $v_{M1G} = (\partial k_{M1} / \partial \omega)^{-1}$ – групповая скорость вторично гибридизованной ОСВ.

Ниже приведены результаты расчетов при фиксированном поле $H_0 = 2,1 \text{ Ое}$ и заданном параметре распределения намагниченности $\sigma = 10^{-5} \text{ см}$.

На графике рис.1.а представлена функция распределения намагниченности $M(z)$, рассчитанная в пределах толщины переходного слоя, на вставке представлена геометрия

задачи. На рис.1.b представлены 3d-графики законов дисперсии парциальных обменных спиновых $k_{M0}(f, z)$, электромагнитных $k_{E0}(f, z)$ и акустических волн $k_{S0}(f, z)$.

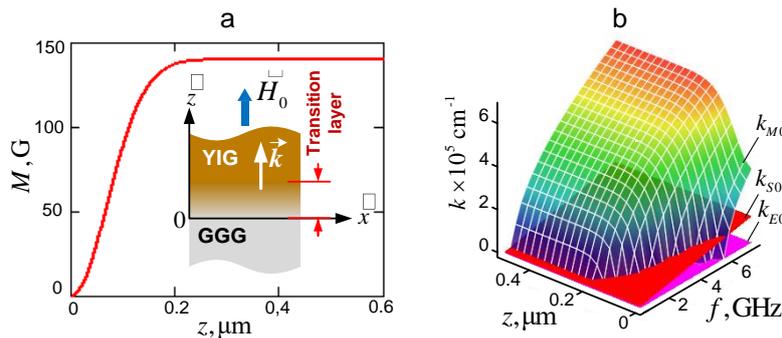


Рис. 1. Подрисуночная подпись

Эффекты гибридизации возникали в окрестностях точек, расположенных на линии пересечения дисперсионных поверхностей.

Результаты моделирования процессов фотон-магнонной гибридизации представлены на рис.2. На рис.2.a представлены графики дисперсионной зависимости гибридных ОСВ $k_M(f)$ и ЭМВ $k_E(f)$, рассчитанные при фиксированных значениях координат. На рис.2.b представлены координатные зависимости волновых чисел гибридных ОСВ $k_M(z)$, рассчитанные при фиксированных значениях частоты.

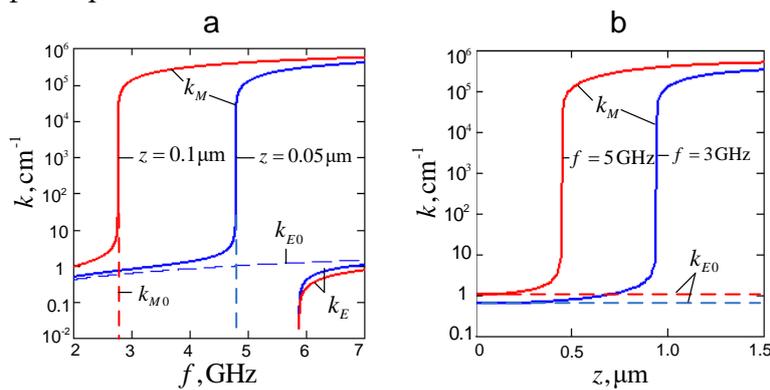


Рис.2. Дисперсионные зависимости гибридных ЭМВ и ОСВ (a) и координатные зависимости гибридных ОСВ (b).

На рис.2.a видно, что эффекты гибридизации ЭМВ и ОСВ характеризуются широкой раздвижкой дисперсионных ветвей. Процессы трансформации ЭМВ→ОСВ иллюстрируются на рис.2.b. Важно отметить, что при $z = 0$ волновые числа гибридных ОСВ в точности совпадают с волновыми числами падающей ЭМВ. Это исключало возможность отражение волн на границе пленка-подложка и обеспечивало хорошее согласование с внешним СВЧ трактом.

На рис.3 представлены результаты моделирования процессов вторичной магнон-фононной гибридизации. На рис.3.a представлены дисперсионные зависимости гибридных ОСВ $k_{M1}(f)$ и АВ $k_S(f)$, рассчитанные при фиксированных значениях координат. На рис.3.b представлены координатные зависимости волновых чисел вторично гибридных ОСВ $k_{M1}(z)$ и АВ $k_S(z)$, рассчитанные при фиксированных значениях частоты.

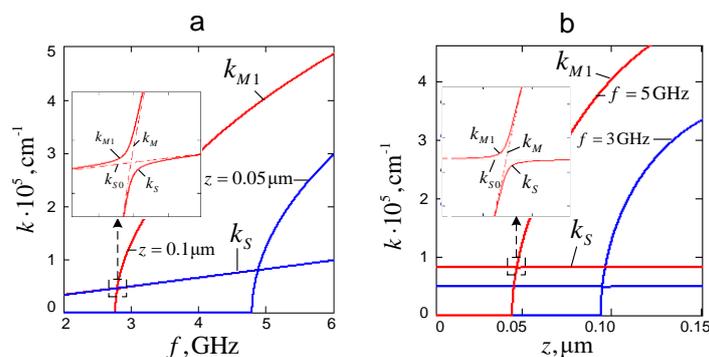


Рис.3. Дисперсионные зависимости вторично гибридных ОСВ и АВ (а) и координатные зависимости гибридных ОСВ и АВ (b).

В этом случае ширина щелей, вызванных раздвижкой ветвей дисперсии, оказалась значительно уже, что объяснялось слабой магнитоупругой связью. Вдали от точек синхронизма волны распространялись независимо друг от друга. При этом акустическая волна могла беспрепятственно излучаться вглубь подложки ГГГ.

Эффекты преобразования типов волн сопровождалось перераспределением потоков мощности. На 3d-графике рис.4.а представлены расчеты эффективности преобразования мощности ЭМВ→ОСВ $\chi_{EM} = P_M / (P_M + P_E)$. На рис.4.б представлены аналогичные расчеты для случая вторичного преобразования ОСВ→АВ $\chi_{M1S} = P_S / (P_S + P_{M1})$

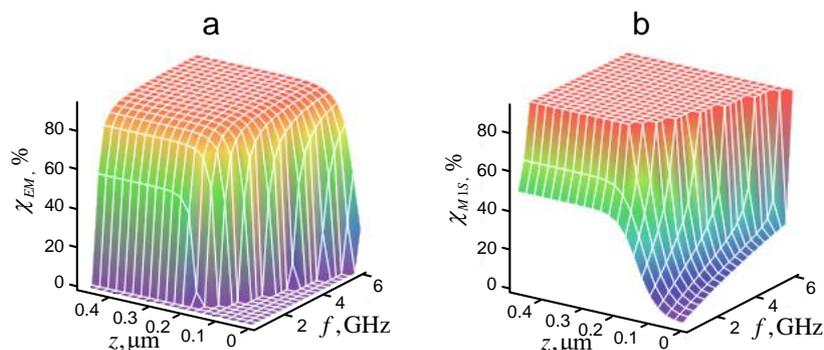


Рис.4. Эффективность преобразования мощности ЭМВ→ОСВ (а) и ОСВ→АВ (b).

Видно, что в обоих случаях эффективность преобразования ЭМВ→ОСВ и ОСВ→АВ превышала 80%. Это объяснялось наиболее сильным коллинеарным взаимодействием связанных волн. При этом мощность возбуждаемых АВ оказывалась достаточной для преодоления потерь на распространение и рассеяние волн в подложке ГГГ. Это обеспечивало возможность интенсивного возбуждения магнитоакустических резонансов, которые ранее наблюдались на частотах «быстрых» магнитоупругих волн [3].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект № 23-79-30027).

Список использованных источников:

1. Tikhonov V.V., Gubanov V.A., Nikitov S.A., Sadovnikov A.V. Spin-wave diagnostics of ultrathin ferrite films // JMMM. – 2022. – V.562. – P.169763.
2. Тихонов В.В., Губанов В.А., Садовников А.В. Магنون-фононное взаимодействие в переходном слое эпитаксиальной пленки ЖИГ // ФТТ. – 2021. – № 9 – С. 1335-1339.
3. Казаков Г.Т., Тихонов В.В., Зильберман П.Е. Резонансное взаимодействие магнитодипольных и упругих волн в пластинах и пленках железо-иттриевого граната. // ФТТ. – 1983. – №8. – С.2307-2312.

УДК: 537.613:537.622.4:537.621.4:537.876:530.182

Эффекты усиления фононного незеркального отражения на уединенной границе раздела магнитной и немагнитной сред

Сухорукова О.С.

к.ф.-м.н., доцент, Донецкий государственный университет

Тарасенко А.С.

к.ф.-м.н., науч.сотр., Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

Тарасенко С.В.

д.ф.-м.н., гл. науч.сотр., Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

Шавров В.Г.

д.ф.-м.н, гл. науч.сотр., Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

***Аннотация.** На уединенной границе раздела полуограниченных магнитной и немагнитной сред гибридизация магнитоупругого и неоднородного обменного и магнито-дипольного взаимодействий может приводить к появлению симметрично защищенных связанных состояний в сплошном спектре фононного излучения вытекающих поверхностных магнетонных поляронов. Если на поверхность такого магнетика падает извне квазиплоская объемная упругая волна, параметры которой приближаются к параметрам поверхностного "темного" состояния указанного типа, то неограниченно (в бездиссипативном приближении) увеличиваются незеркальные эффекты отражения первого порядка.*

***Ключевые слова:** "темные" состояния, вытекающие магнетонные поляроны, эффекты незеркального отражения*

Effects of nonspecular phonon reflection amplification at a secluded interface of magnetic and nonmagnetic media

Sukhorukova O.S.

Donetsk State University

Tarasenko A.S.

Donetsk Institute of Physics and Technology named after A.A. Galkin

Tarasenko S.V.

Donetsk Institute of Physics and Technology named after A.A. Galkin

Shavrov V.G.

V.A. Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences

***Annotation.** On a secluded interface of semi-confined magnetic and non-magnetic media, hybridization of magnetoelastic and inhomogeneous exchange interactions can lead to the appearance of symmetry-protected bound states in the continuous phonon emission spectrum of the*

resulting surface magnon fields. If a quasi-planar bulk elastic wave, whose parameters approach the parameters of the surface "dark" state of the indicated type, falls on the surface of such a magnet, the non-mirror reflection effects of the first order (in the dissipative approximation).

Keywords: dark states, nonspecular reflection, antiferromagnet, leaky surface magnetoacoustic wave

В настоящее время практическая реализация идеи использования пространственного перемещения не заряда, а вращательного спинового момента с целью создания на основе магнитных диэлектриков быстродействующих, энергоэффективных устройств функциональной электроники существенно связана с физикой вытекающих магнонных поляронов [1]. Недавно в [2] на примере полностью отражающей, акустически полуоткрытой магнитной сэндвич-структуры (магнитный слой между двумя акустически неэквивалентными упругими полупространствами) в бездиссипативном приближении было показано, что гибридизация магнитоупругого и неоднородного обменного взаимодействий может приводить к формированию интерференционного типа связанных состояний [3] в сплошном спектре фононного излучения вытекающих поверхностных магнонных поляронов.

Вместе с тем, отмеченные выше результаты работы получены в [2] на основе следующих, существенных для целей предлагаемого сообщения, ограничений. Прежде всего, осталось неясным, возможно ли резкое усиление фононных незеркальных эффектов при отражении от поверхности магнетика, если имеется только одна граница раздела магнитной и немагнитной сред. Во-вторых, согласно предложенной в [3] классификации возможных типов ССК, в [2] рассматривались лишь ССК: интерференционного типа, тогда как в принципе возможны также как симметрично защищенные ССК, так и ССК, полученные методом "inverse construction" [3]. Наконец, в [2] обсуждался только механизм усиления фононных незеркальных эффектов отражения при формировании в отражающей магнитной среде ССК в результате гибридизации магнитоупругого (МУ) и неоднородного обменного взаимодействий. Хорошо известно, однако, что в центросимметричных магнитных средах распространяющиеся акустические спиновые волны также могут быть и магнитодипольноактивными. Однако возможность усиления незеркальных эффектов при отражении фононов от поверхности магнетика в условиях формирования на фоне сплошного спектра акустического излучения симметрично защищенных ССК уже за счет гибридизации МУ и неоднородного обменного взаимодействий до сих пор не обсуждалась. Ответ на вышеперечисленные вопросы и является целью данного сообщения.

Для простоты и наглядности расчетов предположим, что имеется два полупространства с вектором нормали к плоскости границы раздела $\mathbf{q} \parallel OY$, причем верхнее ($y > 0$) занято идеальной жидкостью. Что же касается нижнего полупространства ($y < 0$), то будем полагать, что оно занято пространственно однородным ромбическим двухподрешеточным антиферромагнетиком (АФМ), легкая магнитная ось которого (OZ) лежит в плоскости границы раздела сред. Пользуясь стандартной процедурой расчета (см. например [4]) были изучены условия полного внутреннего отражения для падающей из жидкости на поверхность АФМ плоской объемной акустической волны в предположении, что на границе раздела между полуограниченными магнитной ($y < 0$) и немагнитной ($y > 0$) средами выполнена

следующая система граничных условий ($L_y \equiv \partial l_y / \partial y \mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2) / 2M_0$, M_0 – намагниченность насыщения подрешеток $\mathbf{M}_{1,2}$):

$$\sigma_{zy} = \tilde{\sigma}_{zy} = 0, \sigma_{xy} = \tilde{\sigma}_{xy} = 0, \sigma_{yy} = \tilde{\sigma}_{yy}, u_y = \tilde{u}_y, L_y = 0, y = 0 \quad (1)$$

Из полученных результатов следует, что уже на уединенной границе раздела немагнитной и магнитной сред вследствие гибридизации магнитоупругого и неоднородного обменного и магнито-дипольного взаимодействий возможно формирование симметрично защищенных поверхностных “темных” состояний в сплошном спектре излучения вытекающих магнонных поляронов. На плоскости внешних параметров “частота – угол падения” в окрестности точки формирования этого типа связанных состояний в континууме формирования и числитель и знаменатель входного волнового импеданса отражающей среды (АФМ) одновременно обращаются в ноль. Это делает возможным практически неограниченное увеличение (в рамках рассмотренной бездиссипативной модели) незеркальных эффектов отражения первого порядка по мере приближения параметров падающей извне на поверхность магнетика квазиплоской (или квазимонохроматической) объемной упругой волны к тем, что отвечают указанному типу связанных состояний в континууме.

Список использованных источников:

1. Maekawa S., Kikkawa T., Chudo H., Ieda J., Saitoh E.. Spin and spin current—From fundamentals to recent progress *Journal of Applied Physics*. – 2023. – V.133(2). – P.020902.
2. Гуляев Ю.В., Сухорукова О.С., Тарасенко А.С., Тарасенко С.В., Шавров В.Г. “Суперрезонансные” состояния в спектре вытекающих поверхностных магнонных поляронов. // *ДАН*. – 2022. – Т.505. – №1. – С. 10–15.
3. Azzam S.I., Kildishev A.V. Photonic Bound States in the Continuum: from Basics to Applications. // *Adv. Opt. Mater.* – 2021. – V.9. – P.2001469.
4. Бреховских Л.М., Волны в слоистых средах. – М.: Изд-во АН СССР. – 1957. – 502с.

УДК 534.2, 537.62

Магнитоакустические эффекты в композитных плёнках (CoFeB+SiO₂), возбуждаемых наносекундным лазерным импульсом

Котов Л.Н.

д.ф.-м. н., профессор, зав. кафедрой радиофизики и электроники,

Сыктывкарский государственный университет

Судьенков Ю.В.

д.ф.-м. н., ведущий научный сотрудник математико-механического факультета,

Санкт-Петербургский государственный университет

Ласёк М.П.

к.ф.-м. н., доцент кафедры радиофизики и электроники,

Сыктывкарский государственный университет

Чертищева С.А.

аспирант физического факультета, Санкт-Петербургский государственный университет

Калинин Ю.Е.

д.ф.-м. н., профессор кафедры твердотельной электроники,

Воронежский государственный технический университет

Ситников А.В.

д.ф.-м. н., профессор, профессор кафедры твердотельной электроники,

Воронежский государственный технический университет

Наек Ч.

Кандидат наук, доцент, Веллурский технологический институт, Индия

***Аннотация.** Разработаны экспериментальные методы возбуждения, детектирования и определения параметров акустических импульсов, возбуждаемых лазерными наносекундными импульсами в тонких магнитных плёнках на лавсановой подложке. Проведены эксперименты по возбуждению акустических импульсов в композитных плёнках (CoFeB+SiO₂) с концентрациями металлического сплава $x=0.45-0.85$. Исследовано влияние магнитного поля с индукцией от 0 до 0.25 Тл на амплитуду и спектры акустических импульсов, распространяющихся в композитных плёнках на лавсановой подложке. Выявлено, что наибольшая амплитуда возбуждаемых акустических импульсов наблюдается для композитных плёнок (CoFeB+SiO₂) с концентрациями $x=0.62-0.74$, имеющих полосовую магнитную структуру.*

***Ключевые слова:** акустические, лазерные импульсы, магнитное поле, композитные металл-диэлектрические плёнки, полосовая магнитная структура*

Magnetoacoustic effects in composite films (CoFeB+SiO₂) excited by a nanosecond laser pulse

Kotov L.N.

Dr.Sc., professor, Head. Dept. of Radiophysics and Electronics, Syktyvkar State University

Sudienkov Yu.V.

Dr. Sc., Leading researcher at the Faculty of Math. and Mechanics, St. Petersburg State University

Lasek M.P.

PhD Sc., Associate Professor, Dept. of Radiophysics and Electronics, Syktyvkar State University

Chertishcheva S.A.

Graduate student of the Faculty of Physics, St. Petersburg State University

Kalinin Yu.E.

Dr.Sc., professor of the department of solid-state electronics, Voronezh State Technical University

Sitnikov A.V.

Dr.Sc., professor of the department of solid-state electronics, Voronezh State Technical University

Nayak Ch.

PhD, Associate Professor, Vellore Institute of Technology, India

Annotation. *Experimental methods have been developed for excitation, detection and determination of the parameters of acoustic pulses excited by nanosecond laser pulses in thin magnetic films on a Mylar substrate. Experiments were carried out on the excitation of acoustic pulses in composite films (CoFeB+SiO₂) with concentrations of the metal alloy $x=0.48-0.85$. The influence of a magnetic field with induction from 0 to 0.25 T on the amplitude and spectra of acoustic pulses propagating in composite films on a lavesan substrate was studied. It was revealed that the highest amplitude of excited acoustic pulses is observed for composite films (CoFeB+SiO₂) with concentrations $x = 0.62-0.74$, which have a stripe magnetic structure.*

Keywords: *acoustic and laser pulses, magnetic field, composite metal-dielectric films, strip magnetic structure*

В последние десятилетия быстро развивается сверхбыстрая магнитоакустика, связанная со взаимодействием сверхкоротких акустических импульсов с магнитными структурами [1]. Создание ультракоротких акустических импульсов стало возможным благодаря применению нано- и фемтосекундных лазеров для генерации упругих импульсов магнитными структурами. Такими упругими импульсами можно значительно изменять магнитные свойства вещества, воздействуя на магнитную структуру материалов. Данная работа посвящена исследованию возбуждения и распространения упругих колебаний и волн в магнитных композитных плёнках (CoFeB+SiO₂), возбуждаемых лазерными наносекундными импульсами и влияния на них магнитного поля.

Композитные плёнки [(CoFeB)_x+(SiO₂)_(1-x)] с концентрациями металлического сплава $x=0.48-0.85$ были получены методом ионно-лучевого напыления на лавсановый лист с размерами 295x210 мм² и толщиной 30 мкм [2]. Толщина и состав композитных плёнок

определялись с помощью сканирующего электронного микроскопа TESCAN MIRA 3. Рельеф и магнитный фазовый контраст поверхности композитных плёнок изучался с использованием метода магнито-силовой микроскопии с помощью атомно-силового микроскопа NT-MDT [2]. Для плёнок с концентрациями $x=0.45-0.48$ наблюдалась гранулярная структура с размерами гранул 10-50 нм (рис.1, *a*). Для плёнок с $x=0.62-0.76$ наблюдалась полосовая магнитная структура с толщиной полос 0.3 мкм и длиной более 3 мкм (рис.1, *b*). Исследуемые образцы размещались в зазоре электромагнита с шириной 30 мм, в котором создавалось магнитное поле с максимальной индукцией 0.26 Тл. Акустические сигналы, прошедшие исследуемый образец, детектировались с помощью пьезоэлектрических преобразователей из пьезокермики ЦТС19. Возбуждение плёнок осуществлялось с использованием лазера с длительностью импульсов 1.5 нс, длиной волны 1.064 мкм и частотой повторения $f=1 \div 10^3$ Гц [3,4]. Плотность энергии облучения образцов в импульсе не превышала $E \leq 10^{-2}$ Дж/см². Электрический сигнал с пьезодатчика регистрировался осциллографом LECROY 3 с шириной полосы пропускания $\Delta f=300$ МГц.

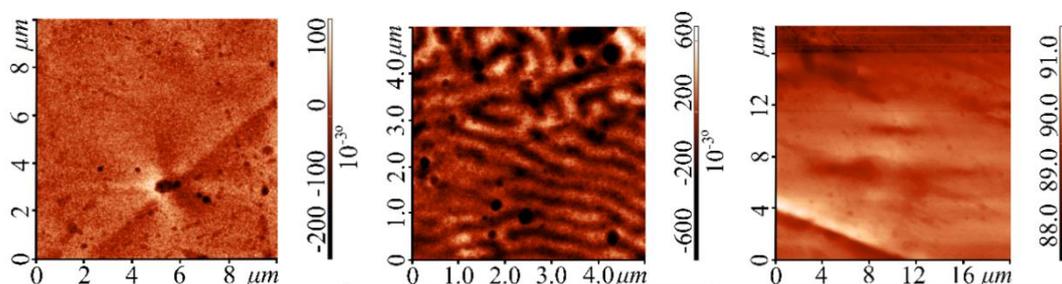


Рис. 1. Магнитный фазовый контраст композитных плёнок ($\text{CoFeB}+\text{SiO}_2$) с концентрациями металлического сплава x : 0.49 (*a*), 0.67 (*b*), 0.86 (*c*). Справа по вертикальной цветовой шкале приведены значения сдвига фаз в градусах.

В плёнках с малыми $x=0.45-0.51$, для которых характерна гранулированная структура (рис.1, *a*), под действием лазерного импульса формируется акустический импульс малой амплитуды. На рис.2. приведены временные зависимости акустических импульсов, прошедших плёнку с $x=0.64$, имеющую полосовую магнитную структуру, без поля и в магнитном поля. Как видно из рис. 2, *b* амплитуды первого акустического импульса значительно уменьшается под действием магнитного поля $B=17$ мТл. Для композитных плёнок с полосовой магнитной структурой, при возбуждении лазерным импульсом наблюдалась значительная амплитуда акустических импульсов (рис.2) и обнаружено сильное изменение амплитуды импульса под действием постоянного магнитного поля (рис. 3).

Таким образом в данной работе получены временные и магнито-полевые зависимости амплитуд акустических импульсов, прошедших композитные плёнки, в интервале 0-0.4 мкс и в магнитных полях 0-0.25 Тл. Исследования композитных плёнок ($\text{CoFeB}+\text{SiO}_2$) с шестью концентрациями металлического сплава $x=0.48-0.85$ показали, что наиболее сильная зависимость амплитуды и спектра акустических импульсов от магнитного поля наблюдается для композитных плёнок, которые обладают полосовой магнитной структурой. Для намагниченных плёнок, в которых отсутствует полосовая магнитная структура, амплитуда акустических импульсов мала и практически не зависит от магнитного поля. Анализ экспериментальных результатов временных и магнито-полевых зависимостей амплитуды и спектральной мощности акустических импульсов от магнитного поля показывает перспективность применения данной методики для исследований возбуждения магнитных и упругих колебаний и волн в тонких магнитных плёнках на полимерных подложках.

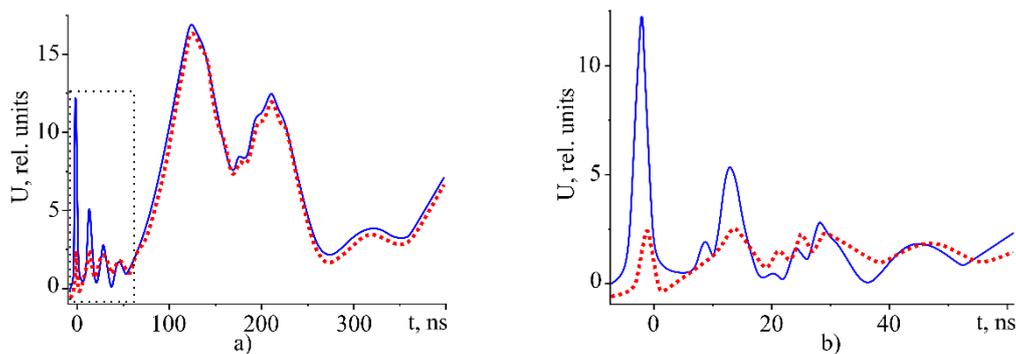


Рис.2. Временные зависимости акустических импульсов, прошедших композитную плёнку с $x=0.64$ на лавсановой подложке в нулевом магнитном поле (синяя кривая) и в поле с индукцией $B = 0.17$ Тл (красная точечная кривая) (а). Фрагмент рисунка (а) для интервала времени 0 - 60 нс (б).

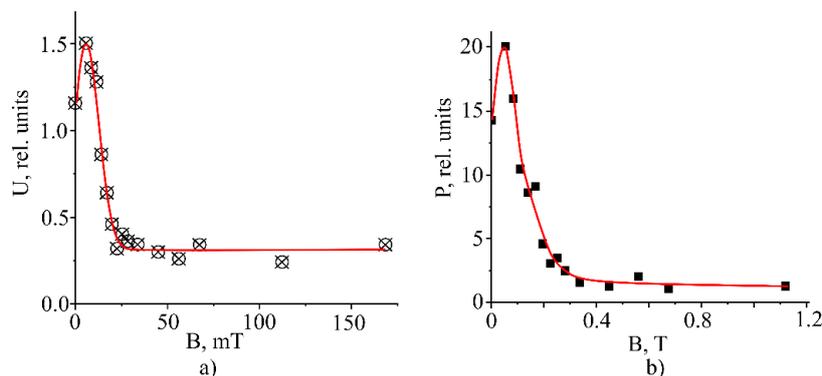


Рис.3. Зависимости амплитуды (а) и спектральной мощности на частоте 70,7МГц (б) первого акустического импульса от магнитного поля B .

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда, проект №21-72-20048.

Список использованных источников:

1. Власов В.С., Голов А.В., Котов Л.Н., Щеглов В.И., Ломоносов А.М., Темнов В.В. Современные проблемы сверхбыстрой магнитоакустики (обзор) // Физическая акустика, – 2022. – Т.68, № 1. – С.22-56.
2. Kotov L., Lasek M., Vlasov V., Kalinin Y., Sitnikov A. and Temnov V. Influence of Magnetic Field on Microwave Impedance of Composite Films (CoFeB+SiO₂) // International Conference on Next Generation Electronics (NEleX), Vellore, India. – 2023. – pp. 1-4.
3. Сарнацкий В.М., Судьенков Ю.В. Электромагнитное возбуждение звука и оптоакустический эффект в магнестрикционных материалах // Известия РАН. Серия физическая. – 2020. – Т.63, № 6. – С.819-823.
4. Зимин В.А., Свентицкая В.Е., Судьенков Ю.А. Анализ влияния процесса теплопереноса на термоупругий отклик металлов при импульсном лазерном воздействии // Вестник Санкт-Петербургского ун-та. Математика, механика, астрономия. – 2018. – Т.63, Вып.1. – С.131-138.

УДК 537.63, 537.62

Влияние магнитной анизотропии и магнитоупругой связи на СВЧ переключение в планарной трёхслойной магнитной структуре

Дианов М.Ю.

Старший преподаватель кафедры радиофизики и электроники,
Сыктывкарский государственный университет

Котов Л.Н.

Д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой радиофизики и электроники,
Сыктывкарский государственный университет

***Аннотация.** Исследованы условия СВЧ магнитного переключения в тонкой плёнке, состоящей из трёх магнитных слоёв, в зависимости от константы магнитной анизотропии и константы магнитоупругой связи в области ферромагнитного резонанса. Было показано, что магнитное переключение возникает, если поле анизотропии вдоль оси конечного положения вектора намагниченности больше эффективного поля вдоль первоначальной оси. Выявлено, что чем больше поле магнитной кристаллографической анизотропии, тем меньше времена магнитного переключения и сверхвысокочастотных магнитных колебаний.*

***Ключевые слова:** трёхслойные магнитные плёнки, СВЧ магнитное переключение, магнитная кристаллическая анизотропия, магнитоупругая связь*

Influence of magnetic anisotropy and magnetoelastic coupling on microwave switching in a planar three-layer magnetic structure

Dianov M.Yu.

Senior Lecturer at the Department of Radiophysics and Electronics, Syktyvkar State University

Kotov L.N.

D. Sc., Professor, Head of the Department of Radiophysics and Electronics,
Syktyvkar State University

Annotation. The conditions for microwave magnetic switching in a thin film consisting of three magnetic layers were studied, depending on the magnetic anisotropy constant and the magnetoelastic coupling constant in the ferromagnetic resonance region. It was shown that magnetic switching occurs if the anisotropy field along the axis of the final position of the magnetization vector is greater than the effective field along the initial axis. It has been revealed that the greater the field of magnetic crystallographic anisotropy, the shorter the times of magnetic switching and ultrahigh-frequency magnetic oscillations.

Key words: three-layer magnetic films, microwave magnetic switching, magnetic crystalline anisotropy, magnetoelastic coupling

Интенсивное развитие областей магнитоэлектроники, спинтроники и магнитоакустики в перспективе прикладной электроники способствует развитию основных разделов физических наук, включая физику конденсированного состояния [1, 2]. В сфере

магнитоакустики преимущественно проводят исследования на пластинах и плёнках, где соблюдается условие акустического резонанса в высокочастотных диапазонах [3, 4]. Исследование магнитных и упругих колебаний в многослойных магнитных структурах представляет значительный практический интерес в связи с требованием к уменьшению размеров структур, повышению их чувствительности к внешним полям и расширению рабочего диапазона частот. Применение внешних электрических и магнитных полей для управления магнитными и упругими состояниями слоев многослойных структур открывает новые перспективы для создания устройств записи и хранения данных, таких как оперативная память на основе многослойных структур и вычислительные устройства на мультиферройной логике.

В работе исследовалось влияние различных материальных параметров на возможность СВЧ магнитного переключения в тонкой плёнке, состоящей из трех магнитных слоёв при воздействии на него переменного магнитного поля. Геометрия задачи была следующая: постоянное магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости плёнки, а переменное магнитное было поляризовано по кругу и лежало в плоскости плёнки. Для решения задачи были использованы уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта для описания магнитных колебаний в магнитных слоях структуры, а также уравнения для упругих смещений, для описания упругой подсистемы. Взаимодействие соседних слоёв определялось с помощью граничных условий. В результате была получена система дифференциальных уравнений, которая описывала динамику магнитной и упругой подсистем плёнки для каждого слоя. Система дифференциальных уравнения описывает нелинейные магнитоупругие колебания в структуре. Параметры системы выбирались близкими по параметрам к кристаллам железо-иттриевого граната с примесью алюминия, которые можно достичь за счёт изменения соотношения концентраций ионов алюминия и железа [5]. Для решения системы уравнений использовался метод Рунге-Кутты-Фельберга 4-5 порядков с нормировкой единичного вектора намагниченности на каждом шаге.

В начале были исследованы условия возникновения переориентации вектора намагниченности или магнитного переключения, состоящего в изменении положения равновесия вектора намагниченности при изменении констант магнитной кристаллографической анизотропии K_1 , K_2 для кубической анизотропии при малых постоянных магнитных полях $H_0 = 170, 290$ Э. Магнитные и упругие колебания в слоях структуры возбуждались переменным магнитным полем на частоте $f = 2.5$ ГГц. Толщина слоёв выбиралась с учетом выполнения условий акустического резонанса, когда суммарная толщина всех трёх слоёв структуры равнялась половине длине упругой волны. Эффективное магнитное поле, действующее на вектор намагниченности, всегда было меньше на величину размагничивающего поля слоя структуры для всех трёх слоёв $H_p = 4\pi M_0 = 280$ Гс. Обозначения для первого, второго и третьего слоя были соответственно p, d, r. В работе был введен параметр a , который является коэффициентом пропорциональности между константой магнитной анизотропии первого и остальными слоями.

Как видно из рис. 1, при малых параметрах магнитной анизотропии $a < 0.5$, магнитная анизотропия не влияет на параметры СВЧ переключения. Колебания вектора намагниченности \mathbf{M} происходят с большой амплитудой, вдоль оси Oz (или $[001]$) и с охватом оси $[1\bar{1}1]$ под действием переменного поля \mathbf{h} . При отключении переменного поля ($h=0$), вектор \mathbf{M} возвращается в начальное положение, то есть к оси Oz . При больших параметрах магнитной анизотропии $a > 3$ возникает СВЧ переключение (рис. 1, e). Переориентация вектора \mathbf{M} происходит от оси $[001]$ ($H_0 \parallel Oz$) к кристаллографической оси $[1\bar{1}1]$. Отметим, что, чем больше параметр анизотропии a , тем меньше время СВЧ магнитного переключения и меньше число периодов высокочастотных колебаний наблюдается во время СВЧ магнитного переключения. Условие для СВЧ переключения в зависимости от параметра анизотропии a можно записать следующим образом: поле анизотропии H_a вдоль оси конечного положения вектора \mathbf{M} должно быть больше эффективного поля вдоль первоначальной оси Oz .

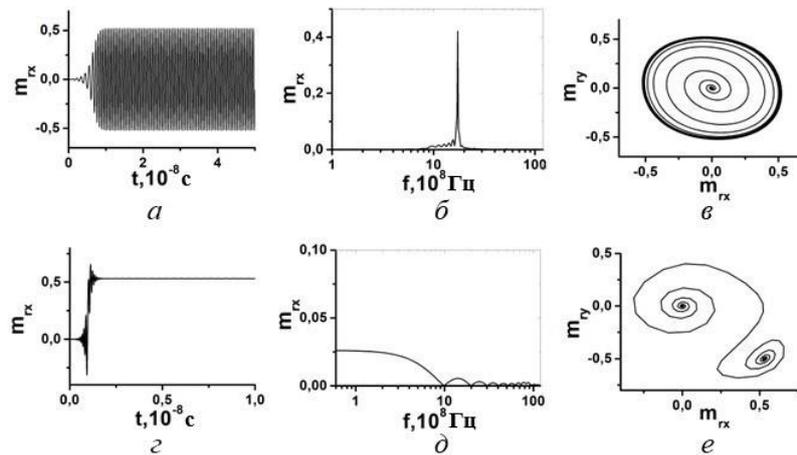


Рис. 1. Временные (а, с) и частотные (б, д) зависимости компоненты m_x и портреты колебаний (в, е) при разных константах анизотропии r -слоя: $K_{1r} = -5.1 \cdot 10^3$ эрг·см⁻³, $K_{2r} = -1.41 \cdot 10^3$ эрг·см⁻³ (а, б, в) и $K_{1r} = -51 \cdot 10^3$ эрг·см⁻³, $K_{2r} = -14.1 \cdot 10^3$ эрг·см⁻³ (с, д, е). $f = 2.5 \cdot 10^9$ Гц. $h = 1$ Э. $H_0 = 1073$ Э.

Было показано, что необходимым условием возникновения магнитной переориентации является величина постоянного поля, меньшая поля магнитной анизотропии вдоль конечной оси перехода. Период низкочастотных колебаний при переориентации вектора намагниченности значительно меньше периода возбуждающего СВЧ переменного поля. Данный факт можно будет использовать для СВЧ записи информации с использованием магнитоупругих колебаний в планарной трёхслойной структуре, возбуждаемых переменным магнитным полем при условии акустического резонанса.

Также была рассмотрена прецессия положения равновесия вектора намагниченности в условиях ориентационного перехода при отсутствии и наличии магнитоупругого взаимодействия при условии акустического резонанса. Здесь был введен параметр b , который является коэффициентом пропорциональности между константами магнитоупругой связи первого и остальными слоями. Как видно из рис. 2, при малых параметрах магнитоупругой связи $b < 1.2$, магнитоупругая связь не оказывает влияния на параметры магнитных и упругих колебаний и на СВЧ переключение. При больших параметрах $b > 3$ начинает сказываться магнитоупругая связь: меняется ось магнитной переориентации (рис. 2 к, л, м). Переориентация вектора намагниченности происходит при $b < 1.2$ с оси $[001]$ (или Oz) на ось $[111]$; при $b > 3$ с оси $[001]$ (или Oz) на ось $[1\bar{1}1]$. Если два соседних слоя имеют сильно отличающиеся константы магнитоупругой связи B_2 , то переключение вектора намагниченности в слоях будет осуществляться вдоль разных кристаллографических осей, например, $[111]$ и $[1\bar{1}1]$. Показано, что в условиях ориентационного перехода переменное поле круговой поляризации вызывает прецессию положения равновесия вектора намагниченности, причем за счет магнитоупругости свойства такой прецессии существенно изменяются.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда, проект № 21-72-20048.

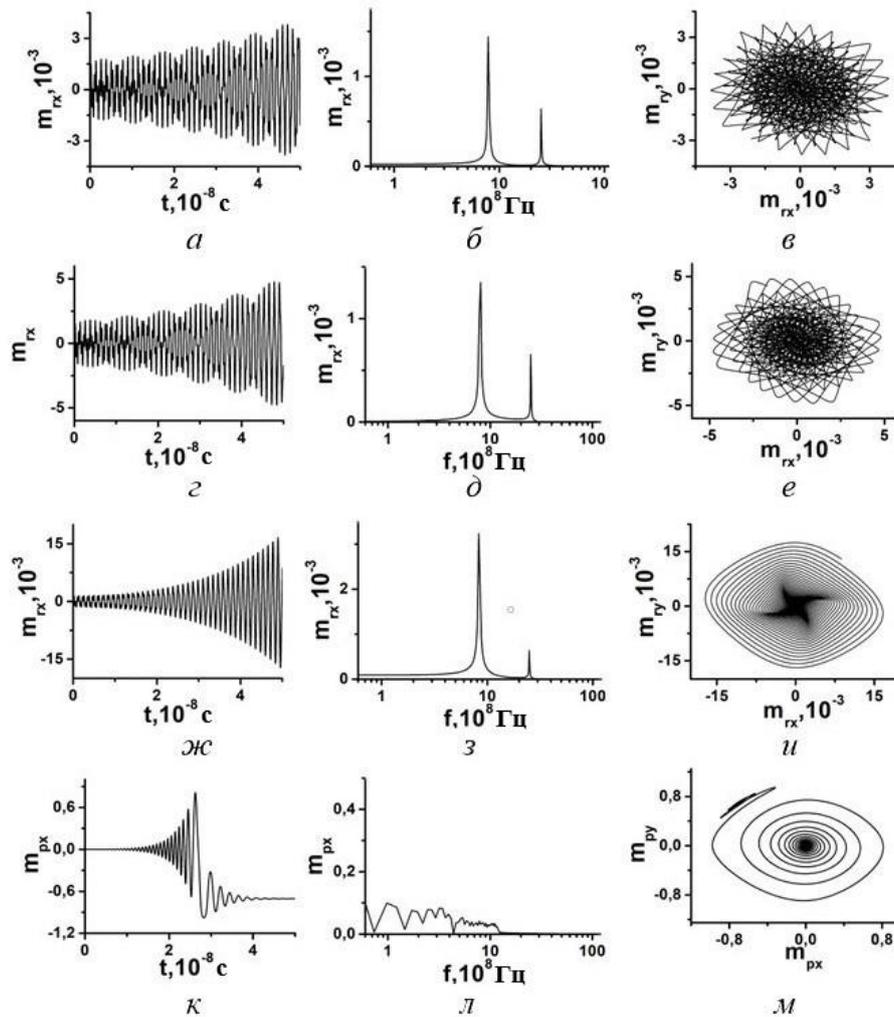


Рис. 2. Временные (а, г, ж, к) и частотные (б, д, з, л) зависимости компонент r -слоя m_{rk} и p -слоя m_{pk} и портреты колебаний (в, е, и, м) при константах магнитоупругой связи B_{p2} (10^6 эрг/см³) = 0 (а, б, в), 8.35 (г, д, е), 20.9 (ж, з, и); $B_{p2} = 6.96 \cdot 10^6$ эрг/см³ (к, л, м). Константы анизотропии r -слоя $K_{1r} = -0.17 \cdot 10^3$ эрг·см⁻³, $K_{2r} = -0.47 \cdot 10^2$ эрг·см⁻³ (а-и); r -слоя $K_{1p} = -1.7 \cdot 10^3$ эрг·см⁻³, $K_{2p} = -0.47 \cdot 10^3$ эрг·см⁻³ (к-м). Параметры магнитных полей: $f = 2.5 \cdot 10^9$ Гц, $h_0 = 1$ Э. $H_0 = 10$ Э.

Список использованных источников:

1. Бухараев А.А., Звездин А.К., Пятаков А.П., Фетисов Ю.К. Стрейнтроника — новое направление микро- и нанoeлектроники и науки о материалах // УФН. – 2018. – Т. 188, № 12. – С. 1288-1330.
2. Баранов П.Г., Калашников А.М., Козуб В.И., и др. Спинтроника полупроводниковых, металлических, диэлектрических и гибридных структур (к 100-летию Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН) // УФН. – 2019. – Т. 189, № 8. – С. 849-880.
3. В.С. Власов, Л.Н. Котов, В.Г. Шавров, В.И. Щеглов. Нелинейное возбуждение гиперзвука в ферритовой пластине при ферромагнитном резонансе // Радиотехника и электроника. – 2009. – Т.54. – №7. – С. 863–874.
4. Котов Л.Н., Дианов М. Ю., Власов В. С., Миронов В. В. СВЧ переключения в магнитной и упругой подсистемах трехслойной магнитной структуры // Известия РАН. Серия физическая. – 2023. – Т. 87, № 4. – С. 473-480.
5. Б.А. Голдин, Л.Н. Котов, Л.К. Зарембо, С.Н. Карпачев. Спин-фононные взаимодействия в кристаллах (ферритах) / Л.: Наука, 1991. 149 с.

УДК: 537.874; 537.624

Возбуждение магнитоупругих колебаний периодическими импульсами пикосекундной длительности

Шавров В.Г.

д.ф.-м.н., профессор, Институт радиотехники и электроники РАН

Щеглов В.И.

к.ф.-м.н., ст.н.с., Институт радиотехники и электроники РАН

Аннотация. В ферритовой пленке рассмотрено возбуждение магнитоупругих колебаний периодическими импульсами упругого смещения. Приведены примеры различной длительности импульсов и различных параметров материала.

Ключевые слова: намагниченность, магнитоупругие колебания, пикосекундные импульсы.

Magnetoelastic vibrations excitation by periodic pulses piko-second duration

Shavrov V.G.

Dr.Sc., professor, Institute of radioengineering and electronics RAS

Shcheglov V.I.

Cand.Sc., s.s.r., Institute of radioengineering and electronics RAS

Annotation. In ferrite film the excitation of magnetoelastic vibrations by periodic elastic displacement is investigated. The material parameters and different pulse durations are investigated.

Keywords: magnetization, magnetoelastic vibrations, piko-second pulses.

Современная технология обработки информации требует обращения к процессам нано-, пико- и фемтосекундной длительности [1, 2]. Особый интерес представляют подобные процессы в магнитных средах, наблюдаемые в схеме «накачки-зонда» [3]. При этом температурное возмущение упругой среды, создаваемое мощным импульсом лазера, через посредство магнитострикции вызывает прецессию намагниченности, а также магнитоупругие и спиновые волны [4-8].

В большинстве цитированных работ, в том числе в [8], исследуется воздействие на магнитную среду одиночного импульса упругого смещения, тогда как импульсный лазер обычно генерирует периодическую серию импульсов. Настоящая работа посвящена рассмотрению воздействию на магнитную среду именно серии периодических импульсов пикосекундной длительности, следующих с интервалом в десятки и сотни микросекунд.

Геометрия задачи совпадает с описанной в работах [8, 9]. В качестве магнитной среды рассматривается магнитоупругая пленка толщины d . Материал пленки имеет кубическую кристаллографическую симметрию, плоскость (100) которой совпадает с плоскостью пленки. Плоскость Oxy декартовой системы координат $Oxyz$ совпадает с плоскостью пленки, ось Oz ей перпендикулярна. Центр системы координат O находится в центре пленки, ее плоскости соответствуют координатам $z = \pm d/2$. Внешнее постоянное магнитное поле \vec{H}_0 перпендикулярно плоскости пленки. Пленка находится на подложке, упругие параметры

которой отличаются от параметров пленки, так что частота упругого резонанса определяется толщиной пленки. Величина поля и толщина пленки выбраны таким образом, что частота магнитного резонанса и частота упругого совпадают. Вектор упругого смещения \vec{u} , приходящего из подложки, действует в плоскости магнитной пленки.

Математический аппарат совпадает с описанным в работах [8, 9]. Методом Рунге-Кутты решается система связанных уравнений для намагниченности и упругого смещения. Рассматривается развитие магнитных и упругих колебаний во времени. Возбуждение системы осуществляется периодически следующими импульсами упругого смещения. Воздействие упругого смещения на пленку вызывает в ней поле магнитострикции, пропорциональное величине упругого смещения. Благодаря периодичности упругих импульсов поле магнитострикции также имеет периодический импульсный характер. В плоскости пленки Oxy развивается упругое смещение $u_{x,y}$ и колебания намагниченности $m_{x,y}$.

Основные параметры задачи: $4\pi M_0 = 1750$ Гс, $c_{44} = 7.64 \cdot 10^{11}$ эрг см⁻³, $\rho = 5.17$ г см⁻³, $B_2 = 6.96 \cdot 10^6$ эрг см⁻³, толщина $d = 0.6865$ мкм, параметры затухания: $\alpha = 0.02$, $\beta = 10^9$ с⁻¹. Поле $H_0 = 2750$ Э. Длительность импульсов на половине высоты – от 1 пс до 400 пс, период следования импульсов – 9 нс. Амплитуда импульсов – 100 Э. Частота собственных магнитных и упругих колебаний – 2800 МГц, что соответствует периоду 357 пс.

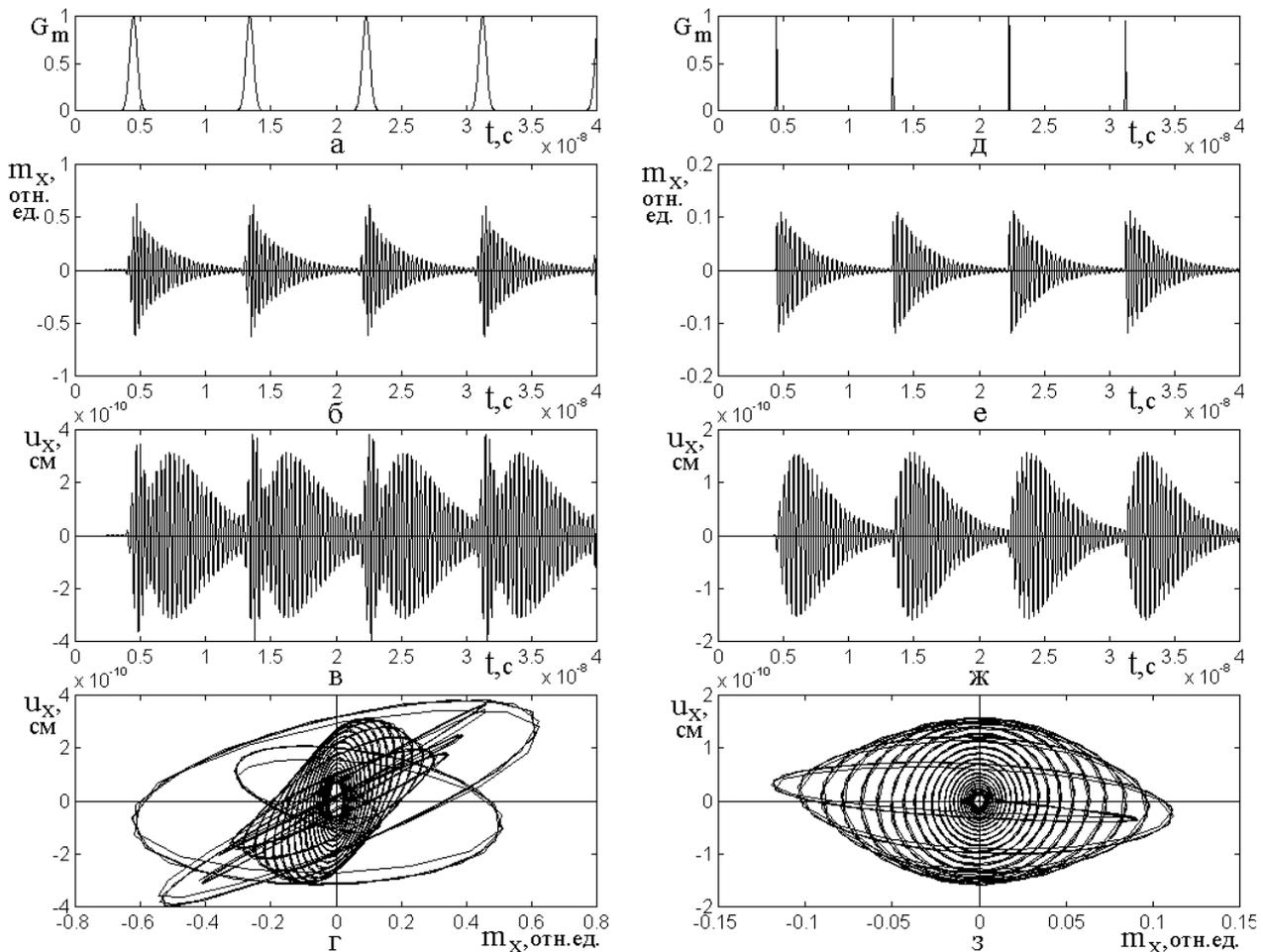


Рис.1. Развитие во времени исходных импульсов (а, д), намагниченности (б,е), упругого смещения (в,ж), а также параметрический портрет смещения от намагниченности (г,з).

На рис.1 показано развитие во времени исходных импульсов и возбуждаемых ими магнитных и упругих колебаний. Длительность импульсов в левом столбце эпюр рисунка – 650 пс. Эта величина около двух раз превышает период собственных колебаний, так что

колебания намагниченности за это время успевают развиваться, что далее обеспечивает первичный выброс амплитуды упругих колебаний. После этого выброса упругие колебания развиваются в соответствии со своим периодом релаксации. Длительность импульсов в правом столбце рисунка – 160 пс, то есть в два раза меньше периода собственных колебаний. Колебания намагниченности за это время развиваться не успевают, поэтому первичный упругий выброс отсутствует. Различия характера колебаний в этих двух случаях порождает различия их параметрических портретов.

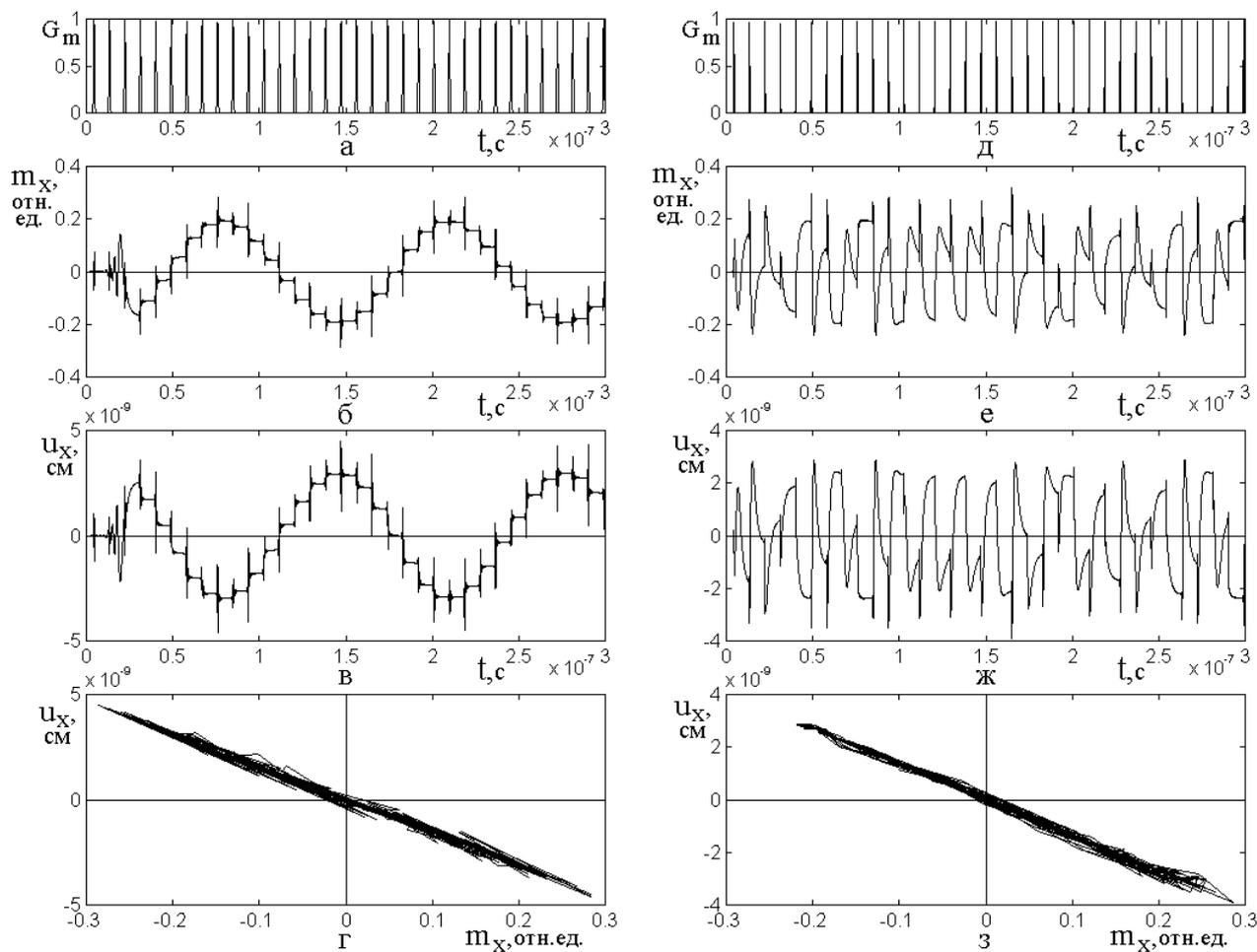


Рис.2. Развитие во времени исходных импульсов (а, д), намагниченности (б,е), упругого смещения (в,ж), а также параметрический портрет смещения от намагниченности (г,з) в при сильной магнитоупругости в большом интервале времени.

На рис.2 показано развитие во времени исходных импульсов и возбуждаемых ими магнитных и упругих колебаний при большом значении константы магнитоупругого взаимодействия $B_2 = 348 \cdot 10^6$ эрг см^{-3} . Длительность импульсов в обоих столбцах рисунка – та же, что на рис.1, полный интервал времени – увеличен в 7 раз. В этом случае наблюдаются высокоамплитудные колебания намагниченности переориентационного характера, период которых в левом столбце (в,г) составляет около 128 нс, а в правом (е,ж) благодаря уменьшению длительности импульса, не имеет четкой выраженности, так что колебания приобретают близкий к хаотическому характер. Можно полагать, что столь большой период переориентации обусловлен значительной постоянной времени ориентационного перехода намагниченности, нагруженной упругой системой [10]. Параметрические портреты (г,з) в обоих случаях близки и содержат значительную примесь хаотичности.

Существенным отличием наблюдаемого на рис.2 режима переориентации под действием периодических импульсов от переориентации при ступенчатом изменении поля, описанной в работе [10], является его динамический характер. Так, при ступенчатом поле переориентация

имеет необратимый характер, то есть намагниченность переориентируется и остается в этом положении, а периодическое импульсное воздействие приводит к колебаниям переориентированного положения намагниченности, показанного на рис.2 б,е и подобным же колебаниям упругого смещения на рис.2 в,д. Режим динамической переориентации по константе магнитоупругости имеет пороговый характер. При принятых параметрах порог составляет $330 \cdot 10^6$ эрг см⁻³, Период колебания при этой величине стремится к бесконечности, а при дальнейшем увеличении константы уменьшается, однако даже при увеличении константы на порядок всегда остается больше периода возбуждающих импульсов. Уменьшение намагниченности пленки приводит к снижению порога и увеличению периода колебаний. Изменение параметров затухания магнитной и упругой подсистем на порядок в ту и другую сторону порог не меняет. Изменение длительности возбуждающих импульсов порога переориентации не меняет, однако, как видно из сравнения рис.2 б,в с рис.2 е,ж период колебаний при укорочении импульса сильно уменьшается и появляется заметная хаотическая составляющая. Проверка показывает, что при дальнейшем укорочении импульсов степень хаотизации увеличивается.

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

Список использованных источников.

1. Kirilyuk A., Kimel A.V., Rasing T. Ultrafast optical manipulation of magnetic order. // *Rev. Mod. Phys.* 2010. V.82. №3. P.2731.
2. 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.
3. Walowski J., Münzenberg M. Perspective: Ultrafast magnetism and THz spintronics. // *J. Appl. Phys.* 2016. V.120. №14. P.140901(16).
4. Dreher L., Weiler M., Pernpeintner M., Huebl H., Gross R., Brandt M.S., Goennenwein S.T.B. Surface acoustic wave driven ferromagnetic resonance in nickel thin films: theory and experiment. // *Phys. Rev. B.* 2012. V.86. №13. P.134415(13).
5. Thevenard L., Gourdon C., Prieur J.Y., Von Bardeleben H.J., Vincent S., Becerra L., Largeau L., Duquesne J.Y. Surface-acoustic-wave-driven ferromagnetic resonance in (Ga,Mn)(As,P) epilayers. // *Phys. Rev. B.* 2014. V.90. №9. P.094401(8).
6. Чернов А.И., Кожаев М.А., Ветошко П.М., Додонов Д.В., Прокопов А.Р., Шумилов А.Г., Шапошников А.Н., Бержанский В.Н., Звездин А.К., Белотелов В.И. Локальное зондирование магнитных пленок с помощью оптического возбуждения магнитостатических волн. // *ФТТ*. 2016. Т.58. №6, С.1093.
7. Власов В.С., Макаров П.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Ориентационные характеристики возбуждения магнитоупругих волн фемтосекундным импульсом света. // *Электронный «Журнал радиоэлектроники»*. 2017. №6. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/jun17/5/text.pdf>.
8. Власов В.С., Макаров П.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Колебания намагниченности в магнитоупругой среде при ударном воздействии упругого смещения. // *Электронный «Журнал радиоэлектроники»*, 2018, №4, Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/apr18/3/text.pdf>.
9. 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.863-874.
10. 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.