

УДК 537.86:534-8

СВЧ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В МАГНИТНОЙ И УПРУГОЙ ПОДСИСТЕМАХ ТРЕХСЛОЙНОЙ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ

© 2023 г. Л. Н. Котов¹, *, М. Ю. Дианов¹, В. С. Власов¹, В. В. Миронов¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Сыктывкарский государственный университет”, Сыктывкар, Россия

*E-mail: kotovln@mail.ru

Поступила в редакцию 28.10.2022 г.

После доработки 15.11.2022 г.

Принята к публикации 26.12.2022 г.

Были выявлены три режима магнитных и упругих колебаний слоев при возбуждении трехслойной планарной магнитной структуры СВЧ магнитным полем: СВЧ переключения, низкочастотные колебания, СВЧ синусоидальные колебания. Каждый режим колебаний слоев наблюдается в определенном интервале амплитуд переменного поля в зависимости от постоянного магнитного поля и магнитоупругой константы слоя.

DOI: 10.31857/S0367676522700843, EDN: NLBLAK

ВВЕДЕНИЕ

В последнее десятилетие быстро развивается область стрейнтроники, связанной с реализацией устройств записи/считывания информации на основе электро- и магнито-упругих эффектов в многослойных структурах [1, 2]. Причем на современном этапе развития магнитоакустики возможно использование сверхбыстрых эффектов для управления магнитными наноструктурами. Такая область носит название сверхбыстрой магнитоакустики, в которой сверхкороткие (пикосекундные) упругие импульсы эффективно управляют магнитным состоянием различных наноструктур [3]. Новое поколение устройств стрейнтроники не уступает, а по ряду позиций, включая скорость работы и энергоэффективность, опережает современные устройства, работающие на стандартной полупроводниковой технологии [1–3]. Для дальнейшего улучшения характеристик устройств стрейнтроники необходимо изучить нелинейные магнитоупругие эффекты в многослойных магнитных структурах. Выявление новых нелинейных эффектов магнитоупругой СВЧ динамики в многослойных структурах внесет вклад в развитие современной магнитоакустики, теорию нелинейных волн и нелинейных динамических систем [3–11]. Новые эффекты могут быть выявлены, например, с помощью моделирования СВЧ динамики [4, 9], включая эффекты переключения магнитных и упругих состояний в планарной трехслойной магнитной структуре при возбуждении ее СВЧ магнитным полем, исследованию которых и посвящена

данная работа. Моделирование СВЧ переключений магнитных и упругих состояний в трехслойной структуре позволяет определить амплитуды и частоты переменного поля в зависимости от постоянного магнитного поля, значений материальных параметров слоев, при которых наблюдается эффект СВЧ переключения. Кроме этого, результаты проведенных исследований позволят выявить новые материалы, которые можно будет использовать, например, в качестве СВЧ датчиков электромагнитного поля, а также датчиков упругих колебаний и волн.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим планарную трехслойную магнитную структуру [4]. Обозначим верхний слой структуры буквой p , средний слой буквой d , а третий слой буквой r . Конфигурация постоянного и переменного магнитных полей выбиралась исходя из геометрии, предотвращающей процессы параметрического распада в области ферромагнитного резонанса (ФМР) [12]. Для такой геометрии необходимо, чтобы ось Oz декартовой системы координат совпадала с направлением постоянного поля $\vec{H}_0$ и с направлением нормали к плоскости трехслойной структуры. Внешнее переменное магнитное поле $\vec{h}$ имело круговую поляризацию и лежало в плоскости Oxy , т.е. плоскость вращения вектора переменного магнитного поля совпадала с плоскостью слоев структуры. При моделировании рассматривалось взаимодействие только сдвиговых

упругих колебаний с магнитными колебаниями. В уравнениях плотность энергии трехслойной структуры представляла собой сумму зеемановской энергии, энергии диполь-дипольного взаимодействия, магнитоупругой и упругой энергии [5–8]:

$$\begin{aligned}
 U_j = & -M_{0j}h_xm_{jx} - M_{0j}h_y m_{jy} - M_{0j}H_0m_{jz} + \\
 & + 2\pi M_{0j}^2m_{jz}^2 + 2B_{j2}(m_{jz}m_{jy}u_{zy} + m_{jx}m_{jz}u_{xz}) + \\
 & + \frac{1}{2}C_{11}(u_{xx}^2 + u_{yy}^2 + u_{zz}^2) + \\
 & + C_{12}(u_{xx}u_{yy} + u_{zz}u_{yy} + u_{xx}u_{zz}) + \\
 & + 2C_{44}(u_{xy}^2 + u_{yz}^2 + u_{zx}^2),
 \end{aligned} \quad (1)$$

где U_j — плотность энергии для слоя j ($j = p, d, r$); M_{0j} — намагниченность насыщения j -слоя; h_x, h_y — компоненты переменного магнитного поля, m_{ji} — компоненты единичного вектора намагниченности для слоя j , H_0 — напряженность постоянного магнитного поля, B_{j2} — магнитоупругая константа слоя j , C_{11} , C_{12} , C_{44} — компоненты тензора упругих модулей, u_{ik} — компоненты тензора деформации для слоя j . Для упрощения задачи нахождения численных решений для трехслойной магнитной структуры в данной работе не учитывалась поверхностная анизотропия при записи полной плотности энергии (1). С этой же целью нами не рассматривалась энергия магнитной кристаллографической анизотропии слоев и продольные колебания упругих смещений, то есть считалось, что константы C_{11} , C_{12} равны нулю. Кроме того, в выражении (1), компонента деформации u_{xy} принималась равной нулю, поскольку нами учитывались только компоненты u_{yz} , u_{xz} , которые связаны со сдвиговыми упругими стоячими волнами, распространяющимися вдоль оси Oz . Считалось, что в плоскости слоя значения упругого смещения и магнитных компонент не изменяются, а меняются только вдоль оси Oz , перпендикулярной плоскости слоев. Для получения полной плотности энергии трехслойной структуры нужно было провести суммирование плотностей энергий от отдельных слоев, определяемых выражением (1). Магнитоупругая динамика трехслойной структуры описывалась системой уравнений Ландау–Лифшица–Гильберта и уравнением движения упругой среды, записанных для каждого слоя в отдельности [4, 9]. В систему уравнений Ландау–Лифшица–Гильберта входит суммарное эффективное поле, которое получается путем нахождения частных производных плотности энергии по компонентам вектора намагниченности. Таким образом, отдельные эф-

фективные поля можно записать следующим образом [5–8]: поле магнитоупругости

$$\begin{aligned}
 \vec{H}_{magel} = & -\frac{B_{j2}}{M_{j0}}m_{jz}\frac{\partial u_x}{\partial z}\vec{e}_x - \frac{B_{j2}}{M_{j0}}m_{jz}\frac{\partial u_y}{\partial z}\vec{e}_y - \\
 & - \frac{B_{j2}}{M_{j0}}\left(m_{jx}\frac{\partial u_x}{\partial z} + m_{jy}\frac{\partial u_y}{\partial z}\right)\vec{e}_z,
 \end{aligned} \quad (2)$$

поле размагничивания

$$\vec{H}_{demag} = -4\pi M_0 m_z \vec{e}_z, \quad (3)$$

внешнее магнитное поле

$$\vec{H}_{ex} = h_x \vec{e}_x + h_y \vec{e}_y + H_0 \vec{e}_z. \quad (4)$$

Связь слоев в системе уравнений обеспечивалась через граничные условия для упругих и магнитных компонент. Приведем пример для p -слоя

$$\begin{aligned}
 C_{44}\frac{\partial u_{px}}{\partial z} + B_{p2}m_{px}m_{pz}\Big|_{z=-\left(\frac{d}{2}+p\right)} &= 0, \\
 C_{44}\frac{\partial u_{px}}{\partial z} + B_{p2}m_{px}m_{pz}\Big|_{z=-\frac{d}{2}} &= C_{44}\frac{\partial u_{dx}}{\partial z} + B_{d2}m_{dx}m_{dz}\Big|_{z=-\frac{d}{2}} \\
 u_{px}\Big|_{z=-\frac{d}{2}} &= u_{dx}\Big|_{z=-\frac{d}{2}}.
 \end{aligned} \quad (5)$$

Для записи граничных условий для другого слоя r в уравнении (5) надо поменять индекс p на индекс r и записать другие координаты границ для r слоя [4]. Граничные условия для d слоя в данной работе не принимались во внимание, так как этот слой обуславливал только магнитную и упругую связь между внешними слоями p и r структуры. Общее решение для упругих смещений искалось в виде суммы однородной и неоднородной частей компонент упругих смещений [4, 5]

$$u_i(z, t) = U_i(z, t) + v_i(z, t), \quad (6)$$

где $v_i(z, t)$ — однородная часть решения, частная производная которой по координате z равна 0 на внешних поверхностях структуры, $i = x, y$; U_i — функция, учитывающая неоднородные члены решения, которая является кусочно-линейной функцией от координаты z . Однородная и неоднородная части решения уравнений разлагается по собственным функциям. Для получения расчетной системы дифференциальных уравнений находились собственные функции магнитоупругой задачи. После подстановки полученных выражений в уравнения для движения смещений упругой среды [4], получается нелинейная система обыкновенных дифференциальных уравнений, состоящая из уравнений Ландау–Лифшица–Гильберта и уравнений для мод упругих сме-

щений. Уравнение для упругих смещений для p слоя можно записать в следующем виде [5–8]

$$u_x(z, t) = -\left(\frac{B_{p2}}{C_{44}} m_{px} m_{pz}\right) z + \frac{d}{2} \left(\frac{B_{d2}}{C_{44}} m_{dx} m_{dz} - \frac{B_{p2}}{C_{44}} m_{px} m_{pz}\right) + v_{0px}(t) + v_{1px}(t) \cos\left(\frac{\pi}{p} z + \frac{\pi}{p} \frac{d}{2}\right), \quad (7)$$

и для r слоя

$$u_x(z, t) = -\left(\frac{B_{r2}}{C_{44}} m_{rx} m_{rz}\right) z - \frac{d}{2} \left(\frac{B_{d2}}{C_{44}} m_{dx} m_{dz} - \frac{B_{r2}}{C_{44}} m_{rx} m_{rz}\right) + v_{0rx}(t) + v_{1rx}(t) \cos\left(-\frac{\pi}{r} z + \frac{\pi}{r} \frac{d}{2}\right), \quad (8)$$

где $v_{lx}(t)$ — l -моды упругих смещений ($l = 0, 1$) для слоев j ($j = p, r$). Уравнения (7), (8) представляют собой полное решение для упругих смещений в слоях структуры, полученное как результат сложения однородной и неоднородной частей (6). Как уже упоминалось, неоднородная часть решения представляет собой кусочно-линейную функцию, и эта часть решения соответствует первым двум слагаемым в уравнениях (7), (8). Однородная часть решения представлена третьим и четвертым слагаемыми в уравнениях (7), (8). При этом учитывается только нулевой и первый член разложения в ряд Фурье по собственным функциям магнитоупругой задачи. Для численного интегрирования полученной нелинейной системы обыкновенных дифференциальных уравнений применялся метод Рунге–Кутты–Фельберга 4–5 порядков [14]. При расчетах напряженность постоянного магнитного поля H_0 изменялась от 200 до 500 Э, т.е. около поля размагничивания слоев, равных $4\pi M_s = 280$ Гс. Амплитуда переменного магнитного поля варьировалась от 10^{-4} до 30 Э, а частота поля менялась от 0.1 до 5 ГГц.

ПАРАМЕТРЫ СЛОЕВ

Толщина первых двух магнитных слоев выбиралась равной $p = d = 0.1$ мкм, а толщина третьего слоя $r = 0.48$ мкм. Размеры в плоскости слоев выбирались намного большими толщины слоев, чтобы исключить влияние размагничивающего поля вдоль слоев. Для заданных толщин слоев выполнялось условие акустического резонанса на частоте 2.5 ГГц для трехслойной структуры, когда суммарная толщина трех слоев соответствовала половине длины упругой поперечной волны. Известно из [4, 9], что в условиях акустического резонанса возникает максимальное преобразова-

ние СВЧ магнитной энергии в упругую энергию трехслойной структуры. Значение плотности слоев выбиралось равным $\rho = 5.17$ г/см³; константы упругости слоев $C_{44} = 7.64 \cdot 10^{11}$ эрг · см⁻³; намагниченности насыщения $4\pi M_{0p} = 4\pi M_{0d} = 4\pi M_{0r} = 280$ Гс; параметр магнитной диссипации $\alpha = 0.3$, константа упругих потерь $\beta = 10^9$ с⁻¹. Константы магнитоупругой связи слоев p и d брались постоянными $B_{p2} = B_{d2} = 6.96 \cdot 10^6$ эрг · см⁻³, а для третьего r слоя она изменялась от 0 до $1.2B_{p2}$. Упругие и магнитоупругие константы слоев структуры выбирались близкими к константам известных магнитных кристаллов, такими как железо-иттриевый гранат [10]. Однако в данной работе, значение намагниченности насыщения при комнатной температуре выбиралась в 5 раз меньшей, чем у железо-иттриевого граната, чтобы уменьшить возникающее поле размагничивания и рассматривать магнитоупругую динамику при изменении постоянного магнитного поля в меньшем интервале, включающем нормальное поле размагничивания слоя. Полученные результаты можно будет пересчитать достаточно быстро для других значений намагниченности.

ОПИСАНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В результате численного решения системы уравнений Ландау–Лифшица–Гильберта и уравнений для упругих смещений слоев [5–8], были получены графики временных зависимостей компонент единичного вектора намагниченности и упругих смещений p и r слоев трехслойной магнитной структуры, а также их прецессионные портреты (рис. 1–4). На рис. 1–4 показаны графики временных зависимостей амплитуд магнитных и упругих колебаний при значениях магнитоупругой константы для p слоя $B_{p2} = 6.96 \cdot 10^6$ эрг/см³ и для r слоя $B_{r2} = 8.35 \cdot 10^6$ эрг/см³ на частоте переменного поля $f = 2.5 \cdot 10^9$ Гц при трех значениях постоянного магнитного поля $H_0 = 250, 260, 265$ Э, незначительно меньших поля размагничивания $H_p = 280$ Э. При малых амплитудах переменного поля $h = 0.1$ Э наблюдается быстрое (около 20 нс) переключение вектора намагниченности из одного магнитного состояния $m_{rx} = 0$ в другое состояние $m_{px}, m_{rx} \approx -0.5$ (рис. 1а, 1б). Движение вектора намагниченности в плоскости xy для слоев p и r показано на магнитных прецессионных портретах (рис. 1д, 1е). Переключения магнитных состояний слоев возникает за счет возникновения статических деформаций p и r слоев из-за начального отклонения вектора намагниченности. Упругая деформация слоев $u_{px}, u_{rx} = 0$ переходит в состояние с $u_{px} = -2 \cdot 10^{-10}$ см, $u_{rx} = -6 \cdot 10^{-10}$ см (рис. 1в, 1з).

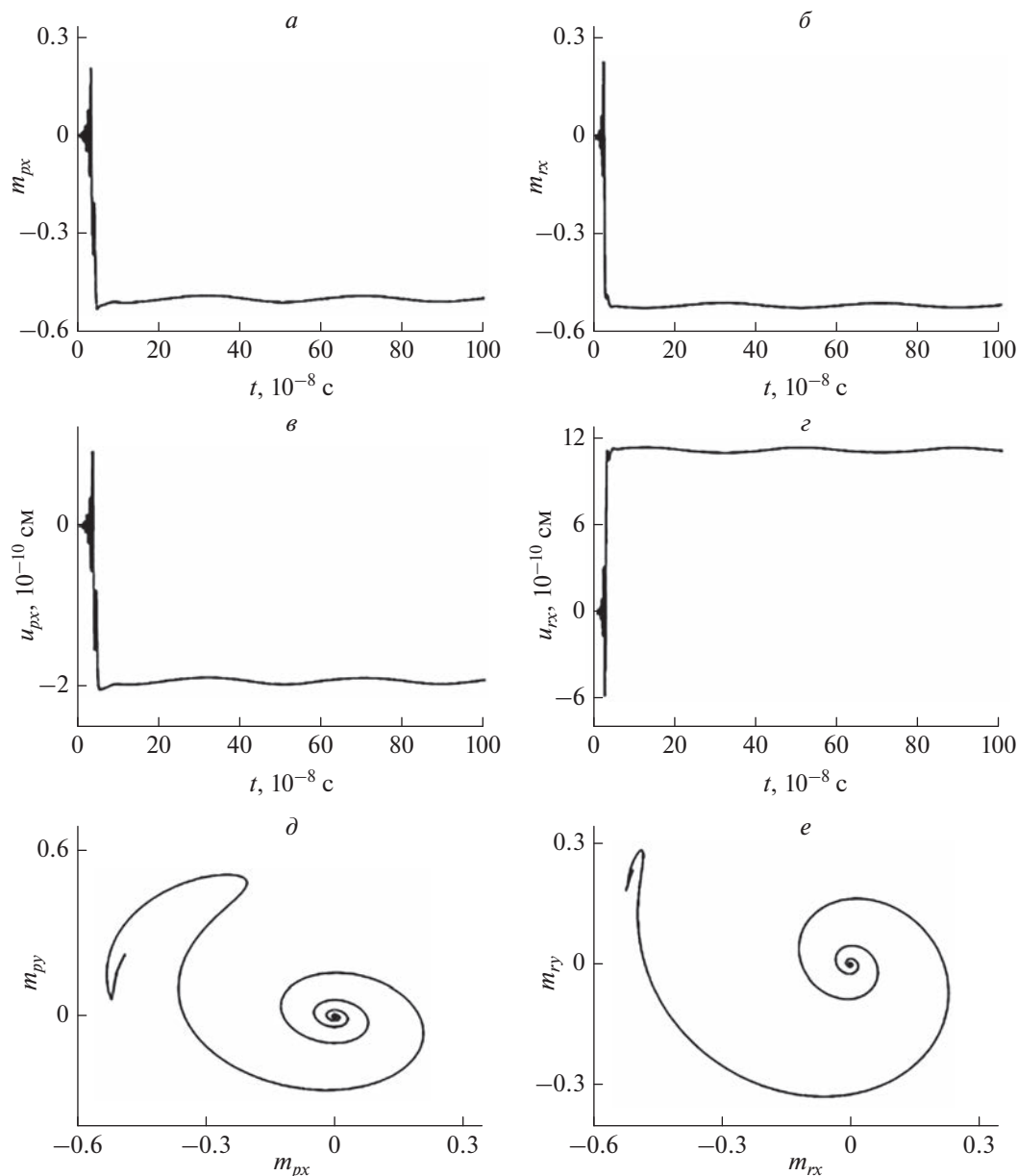


Рис. 1. Временные зависимости амплитуд компонент магнитных (*a, б*), упругих (*в, г*) колебаний для *p* и *r* слоя и их магнитные прецессионные портреты (*д, е*). $H_0 = 250 \text{ Э}$, $f = 2.5 \cdot 10^9 \text{ Гц}$, $h = 0.1 \text{ Э}$.

При больших амплитудах переменного поля ($h > 1 \text{ Э}$), но при таком же значении постоянного магнитного поля $H_0 = 250 \text{ Э}$, возникают периодические низкочастотные колебания и переключения магнитных и упругих состояний с периодом около 0.4 мкс (рис. 2). Переключения возникают между двумя магнитными состояниями слоев $m_{px}, m_{rx} = \pm 0.5$ и упругими состояниями слоев, со смещениями $u_{px} = \pm 2 \cdot 10^{-10} \text{ см}$, $u_{rx} \approx \pm \cdot 10^{-9} \text{ см}$. При несколько большем постоянном магнитном поле

$H_0 = 260 \text{ Э}$ наблюдаются переключения упругих и магнитных состояний только для *p* слоя (рис. 3*a, 3в, 3г*). В то же время для слоя *r* с большей константой магнитоупругой связи B_{r2} , чем у *p* слоя, наблюдаются синусоидальные колебания вектора намагниченности и упругих смещений на частоте переменного поля $f \approx 2.5 \text{ ГГц}$ (рис. 3*a, 3г, 3е*). При еще большем постоянном магнитном поле $H_0 = 265 \text{ Э}$, можно наблюдать уже для обоих *p* и *r* слоев синусоидальные колебания вектора намагниченно-

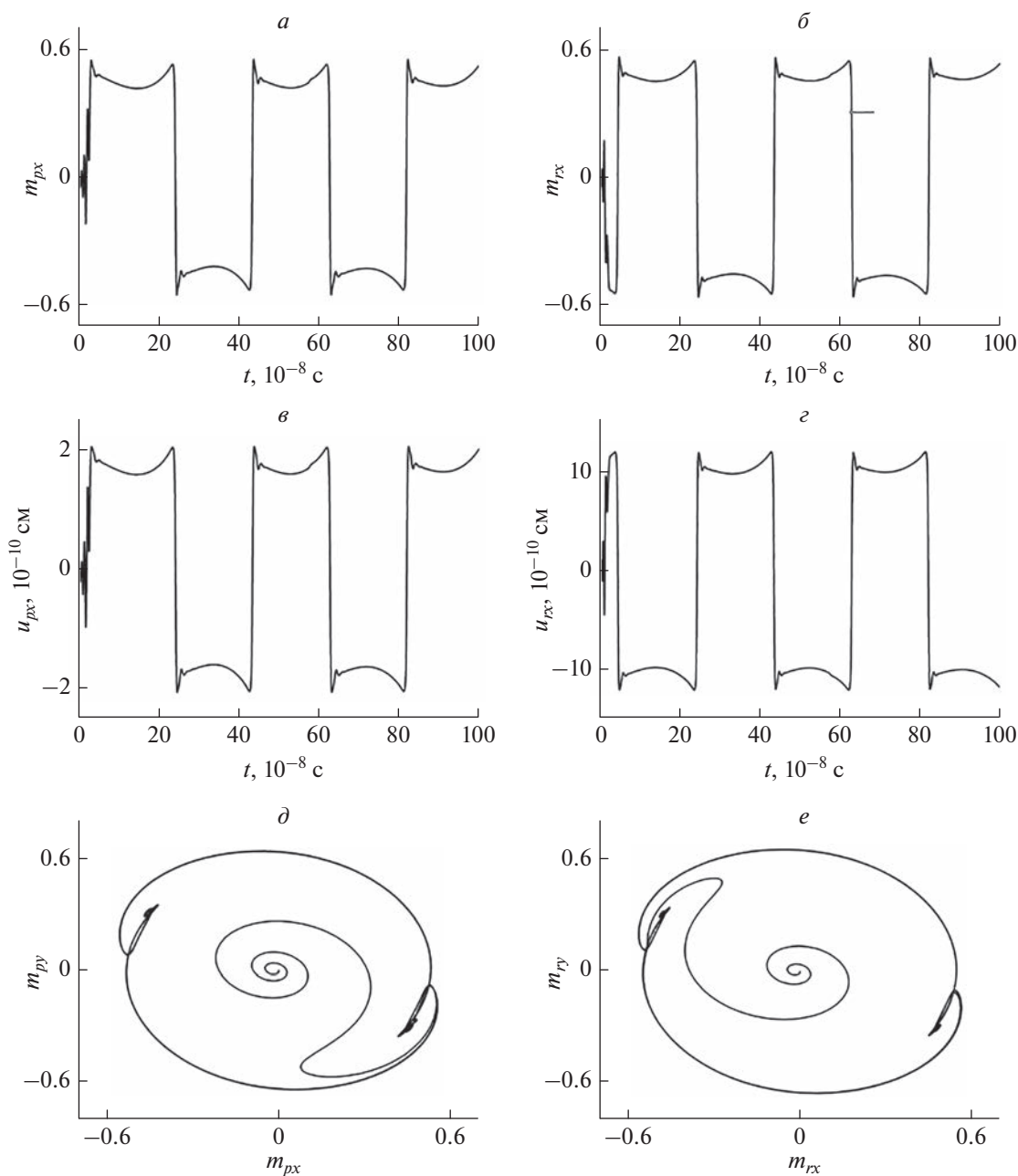


Рис. 2. Временные зависимости амплитуд компонент магнитных (*а, б*), упругих (*в, г*) колебаний для *p* и *r* слоя и их магнитные прецессионные портреты (*д, е*). $H_0 = 250$ Э, $f = 2.5 \cdot 10^9$ Гц, $h = 1$ Э.

сти и упругих смещений на частоте переменного магнитного поля $f \approx 2.5$ ГГц (рис. 4*а–д*).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено моделирование СВЧ переключений магнитных и упругих колебаний двух слоев планарной трехслойной магнитной структуры. Как показали результаты расчетов, статические

упругие деформации и постоянные значения компонент вектора намагниченности *p* и *r* слоев трехслойной структуры возникают лишь при малых амплитудах переменного поля $h = 0.001–0.99$ Э в широком интервале частот $f = 0.8–2.5$ ГГц в постоянных магнитных полях, не превышающих поле размагничивания. При больших амплитудах переменного поля $h = 1–30$ Э наблюдаются прямоугольные низкочастотные магнитные и упругие колебания с периодом 0.4 мкс. Переменное

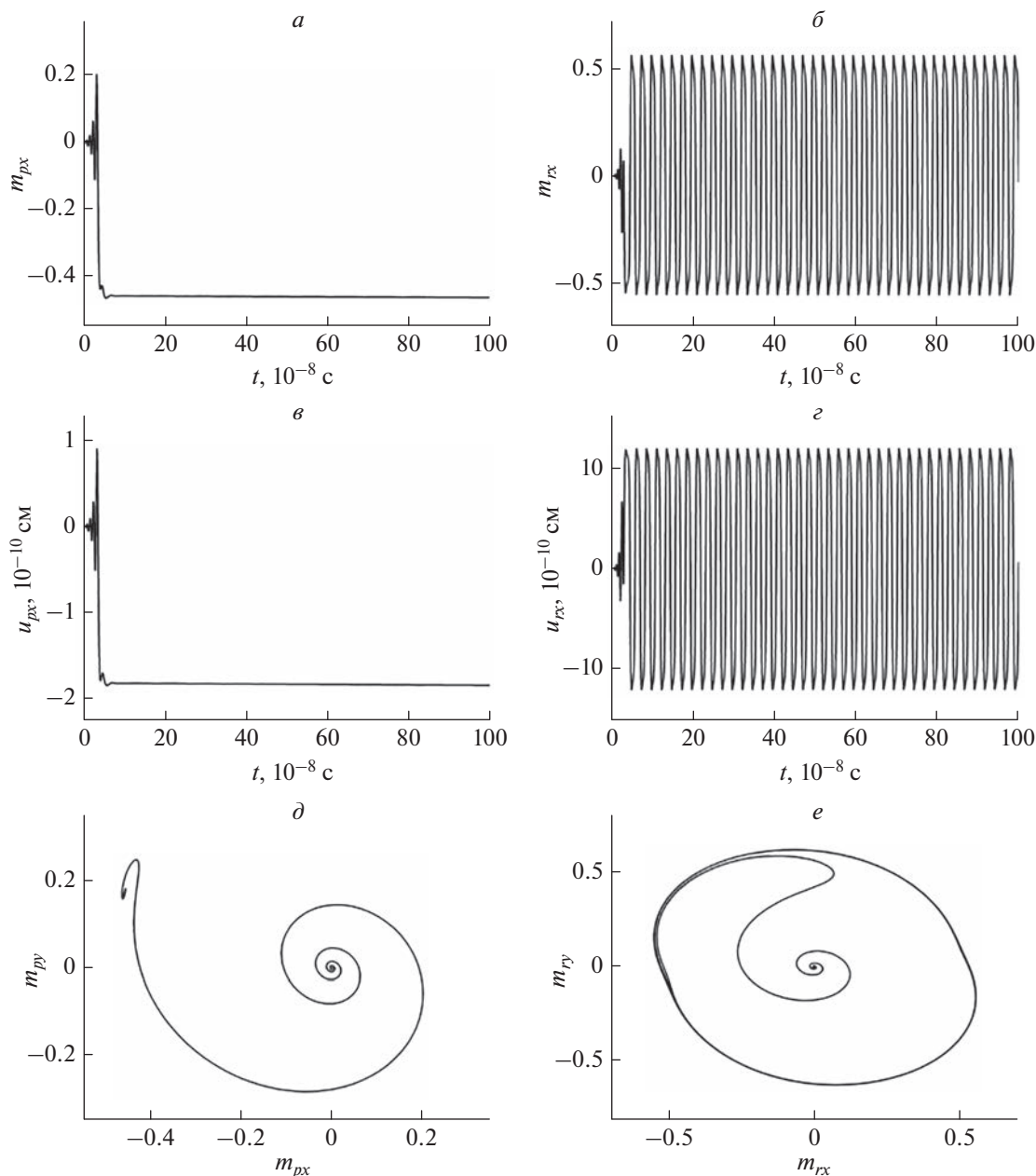


Рис. 3. Временные зависимости амплитуд компонент магнитных (*a*, *б*), упругих (*в*, *г*) колебаний для *p* и *r* слоя и их магнитные прецессионные портреты (*д*, *е*). $H_0 = 260$ Э, $f = 2.5 \cdot 10^9$ Гц, $h = 0.1$ Э.

магнитное поле в случае возникновения статических деформаций и измененных положений вектора намагниченности играет роль отклоняющего момента сил из начального положения вектора намагниченности слоев. При постоянном магнитном поле, близком к полю размагничивания, переменное магнитное поле вращает вектор намагниченности слоя бесконечно долго, что сопровождается бесконечными синусоидальными колебаниями. Расчеты показывают, что чем боль-

ше константа магнитоупругой связи слоя B_2 , тем при большей разнице между постоянным магнитным полем и полем размагничивания слоя, начинают возникать синусоидальные магнитные и упругие колебания на частоте переменного поля. В этом случае конечные состояния магнитной и упругой подсистем слоев определяются лишь временем выключения переменного магнитного поля. Наблюдающееся СВЧ переключения и возникновение низкочастотных и высокочастотных

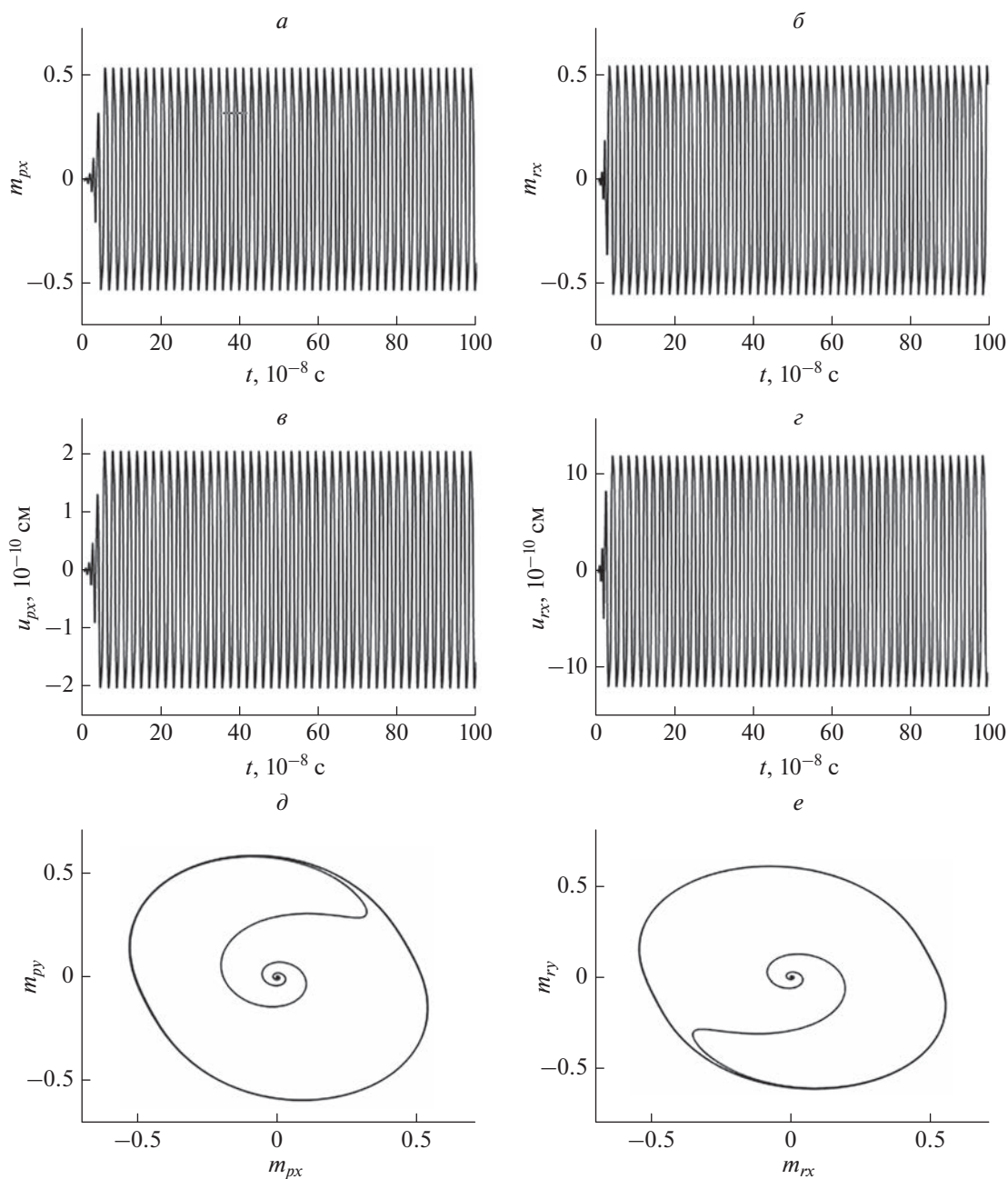


Рис. 4. Амплитуды компонент магнитных (а, б), упругих (в, г) колебаний для p и r слоя и их магнитные прецессионные портреты (д, е). $H_0 = 265$ Э, $f = 2.5 \cdot 10^9$ Гц, $h = 0.1$ Э.

магнитных и упругих колебаний слоев на частоте поля, можно будет использовать для СВЧ записи и считывания информации в трехслойной магнитной структуре, а также для управления тремя режимами магнитных и упругих колебаний трехслойной структуры при помощи постоянного и переменного магнитного полей. С учетом наличия магнитоупругой связи в слоях структуры, для наблюдения явления СВЧ переключения, можно вместо переменного магнитного поля использо-

вать акустические импульсы, проходящие через слой структуры.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 21-72-20048).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бухараев А.А., Звездин А.К., Пятаков А.П. и др. // УФН. 2018. Т. 188. № 12. С. 1288; Bukharaev A.A.,

- Zvezdin A.K., Pyatakov A.P. et al. // Phys. Usp. 2018. V. 61. No. 12. P. 1175.*
2. *Bandyopadhyay S., Atulasimha J., Barman A. // Appl. Phys. Rev. 2021. V. 8. No. 4. Art. No. 041323.*
3. *Власов В.С., Голов А.В., Котов Л.Н. и др. // Акуст. журн. 2022. Т. 68. № 1. С. 22; Vlasov V.S., Golov A.V., Kotov L.N. et al. // Acoust. Phys. 2022. V. 68. No. 1. P. 18.*
4. *Котов Л.Н., Дианов М.Ю., Власов В.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 9. С. 1363; Kotov L.N., Dianov M.Yu., Vlasov V.S. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 9. P. 1128.*
5. *Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. // Радиотехн. и электрон. 2014. Т. 59. № 5. С. 482; Vlasov V.S., Shavrov V.G., Shcheglov V.I. // J. Commun. Technol. Electron. 2014. V. 59. No. 5. P. 441.*
6. *Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г. и др. // Радиотехн. и электрон. 2009. Т. 54. № 7. С. 874; Vlasov V.S., Kotov L.N., Shavrov V.G. et al. // J. Commun. Technol. Electron. 2009. V. 54. No. 7. P. 832.*
7. *Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г. и др. // Радиотехн. и электрон. 2012. Т. 57. № 5. С. 516; Vlasov V.S., Kotov L.N., Shavrov V.G. et al. // J. Commun. Technol. Electron. 2012. V. 57. No. 5. P. 453.*
8. *Власов В.С., Кирюшев М.С., Котов Л.Н. и др. // Радиотехн. и электрон. 2013. Т. 58. № 9. С. 857; Vlasov V.S., Kirushev M.S., Kotov L.N. et al. // J. Commun. Technol. Electron. 2013. V. 58. P. 847.*
9. *Дианов М.Ю., Котов Л.Н., Власов В.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 12. С. 1707.*
10. *Власов В.С., Котов Л.Н., Липина Е.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. № 10. С. 1459; Vlasov V.S., Kotov L.N., Lipina E.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2013. V. 77. No. 10. P. 1255.*
11. *Плешев Д.А., Асадуллин Ф.Ф., Оганезова Н.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 7. С. 987; Pleshchev D.A., Asadullin F.F., Oganezova N.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 7. P. 901.*
12. *Feron A.M., Camley R.E. // Phys. Rev. B. 2017. V. 95. Art. No. 104421.*
13. *Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 592 с.*
14. *Форсайт Дж., Малькольм М., Моулер К. Машинные методы математических вычислений. М.: Мир, 1980.*

Microwave switching in the magnetic and elastic subsystems of a three-layer magnetic structure

L. N. Kotov^a, *, M. Yu. Dianov^a, V. S. Vlasov^a, V. V. Mironov^a

^a Syktyvkar State University, Syktyvkar, 167001 Russia

*e-mail: kotovln@mail.ru

Three modes of magnetic and elastic vibrations of the layers were revealed when a three-layer planar magnetic structure was excited by a microwave magnetic field. These modes are: microwave switching, low-frequency oscillations, microwave sinusoidal oscillations. Each mode of oscillation of the layers in a certain range of amplitudes of the alternating field is observed depending on the dc magnetic field and the magnetoelastic constant of the layer.