

УДК 537.634.2

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ МАГНИТОУПРУГОЙ ДИНАМИКИ ТРЕХСЛОЙНОЙ ПЛЕНКИ

© 2019 г. М. Ю. Дианов^{1, *}, Л. Н. Котов¹, В. С. Власов¹, В. Г. Шавров², В. И. Щеглов²

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Сыктывкарский государственный университет имени Питирима Сорокина, Сыктывкар, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: dianovty@yandex.ru

Поступила в редакцию 07.09.2018 г.

После доработки 31.01.2019 г.

Принята к публикации 27.06.2019 г.

Получена модель нелинейного возбуждения гиперзвука в трехслойной магнитной структуре при воздействии радиочастотного магнитного поля. Рассмотрены нелинейные уравнения магнитоупругости с учетом граничных условий и получена система нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений. Выявлены режимы прецессии вектора намагниченности второго порядка в слоях структуры, которые ранее наблюдались в случае одного ферритового слоя.

DOI: 10.1134/S0367676519100065

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время управление динамикой намагниченности при воздействии упругих волн на частотах до 500 ГГц является бурно развивающимся направлением магнитоакустики [1–6]. В недавних работах [1–6] было обнаружено сильное влияние динамики упругой подсистемы на магнитные колебания. Данная работа является логическим продолжением этих работ и посвящена решению задачи расчета магнитоупругой динамики в трехслойной пленке в наиболее общем нелинейном случае.

ГЕОМЕТРИЯ ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В работе рассматривается трехслойная пленка, состоящая из 3 магнитных слоев, толщина которых произвольна. Обозначим первый слой буквой p , второй и третий соответственно d и r . Толщины слоев будем обозначать теми же буквами. Систему отсчета выбираем в центре d -слоя, для простоты решения задачи. Постоянное магнитное поле \vec{H} направлено перпендикулярно плоскости пленки по оси z . Общая толщина пленки выбиралась таким образом, чтобы во всю толщину пленки укладывалась половина длины упругой волны с частотой близкой к ферромагнитному резонансу (ФМР). Будем считать, что все слои обладают одинаковыми упругими свойствами. При этом магнитные и магнитоупругие свойства каждого слоя, в общем случае, различны. Переменное

магнитное поле было ориентировано в плоскости xu и обладает круговой поляризацией. Материалы структуры имеют кубическую кристаллографическую симметрию, плоскость (100) которая совпадает с плоскостью пластины.

Далее рассматриваем полную плотность энергии слоев пленки U в поле $\vec{H} = \{h_x; h_y; H_0\}$ как сумму плотностей энергий каждого слоя. В плотность энергии каждого слоя входит плотность магнитной, магнитоупругой, упругой энергии и энергии анизотропии. Для упрощения дальнейшего решения будем рассматривать только взаимодействие стоячих по толщине пленки поперечных упругих волн с ФМР. Тогда выражение для плотности энергии будет выглядеть следующим образом:

$$U = -M_0 h_x m_x - M_0 h_y m_y - M_0 H_0 m_z + 2\pi M_0^2 m_z^2 + 2B_2(m_z m_y u_{zy} + m_x m_z u_{xz}) + 2C_{44}(u_{xy}^2 + u_{yz}^2 + u_{zx}^2) + K_1(m_x^2 m_y^2 + m_y^2 m_z^2 + m_z^2 m_x^2) + K_2 m_x^2 m_y^2 m_z^2, \quad (1)$$

где C_{44} – константа (модуль) упругости; B_2 – константа магнитоупругого взаимодействия, m_i – компоненты единичного вектора намагниченности, M_0 – намагниченность насыщения, u_{ik} – компоненты тензора деформации, K_1, K_2 – первая и вторая константы кубической анизотропии.

Для решения задачи будем использовать уравнение Ландау–Лифшица с релаксационным членом в форме Гильберта и уравнение для упругих

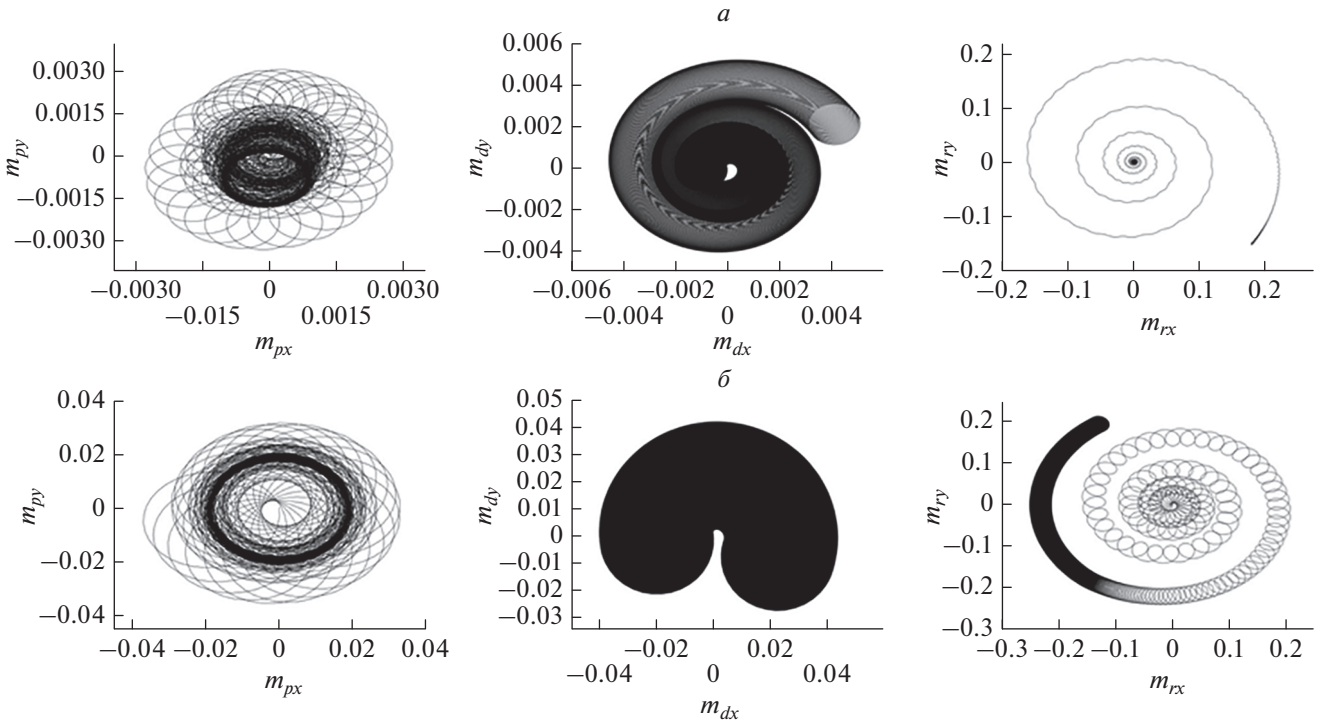


Рис. 1. Прецессионные портреты намагниченности в разных слоях трехслойной структуры. Амплитуда переменного магнитного поля $h = 1$ Э (а), 20 Э (б). $4\pi M_{0d} - H_0 = 0$ Э. $H_0 = 1800$ Э. $4\pi M_{0p} = 1750$ Гс; $4\pi M_{0d} = 1800$ Гс; $4\pi M_{0r} = 1850$ Гс; $\alpha = 0.1$; $B_2 = 13.92 \cdot 10^6$ эрг \cdot см $^{-3}$.

смещений u_i . Рассмотрим граничные условия. Механические напряжения и упругие смещения на границе между слоями равны. На границе с воздухом нормальные компоненты напряжений равны нулю. Граничные условия для намагниченности не нужны в силу однородности прецессии. Далее разделим решение для упругого смещения на 2 части, однородную и неоднородную:

$$u_x(z, t) = U_x(z, t) + v_x(z, t), \tag{2}$$

где $v_x(z, t)$ – часть, удовлетворяющая однородным граничным условиям (на внешних границах $\partial v / \partial z = 0$). На внутренних границах между слоями выполняется равенство функций v , а так же производных $\partial v / \partial z$ соседних слоев. U – неоднородная часть, для которой выполняется условие $\partial^2 U / \partial z^2 = 0$ по всей толщине пленки, включая границы.

Далее будем рассматривать p -слой пленки. Разложим однородную часть по собственным функциям граничной задачи по всей толщине слоя, для того чтобы избавиться от координатной зависимости. В результате получим:

$$v_{px}(z, t) = v_{0px}(t) + \sum_{n=1}^{\infty} v_{pn}(t) \cos\left(\frac{\pi n}{p} z + \frac{\pi n d}{p 2}\right). \tag{3}$$

Для $v_{1px}(t)$, $v_{0px}(t)$ путем подстановки (3) в уравнения магнитоупругости с использованием выражения для U , получаем дифференциальные уравнения:

$$\frac{d^2 v_{1x}}{dt^2} + 2\beta \frac{dv_{1x}}{dt} + \frac{c_{44}}{\rho} \frac{\pi^2}{p^2} v_{1x} = -\frac{4p}{\pi^2} \left(\frac{d^2}{dt^2} + 2\beta \frac{d}{dt} \right) \left(-\frac{B_{p2}}{c_{44}} m_{px} m_{pz} \right), \tag{4}$$

$$\left(\frac{d^2}{dt^2} + 2\beta \frac{d}{dt} \right) \times \left(v_{0px}(t) + \frac{B_{p2}}{c_{44}} m_{px} m_{pz} + \frac{B_{d2}}{c_{44}} m_{dx} m_{dz} \right) = 0. \tag{5}$$

Для y -компоненты получаются аналогичные уравнения. Достаточно просто заменить в формулах индекс x на y . Такие же выкладки повторяем и для остальных двух слоев. Таким образом, получаем систему обыкновенных дифференциальных уравнений, включающую в себя уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта, а так же уравнения типа (4), (5) для x , y -компонент упругого смещения для всех трех слоев. Для решения системы применяли метод Рунге–Кутты 4–5 порядка. Частоту переменного поля выбирали равной частоте упругого резонанса в пленке.

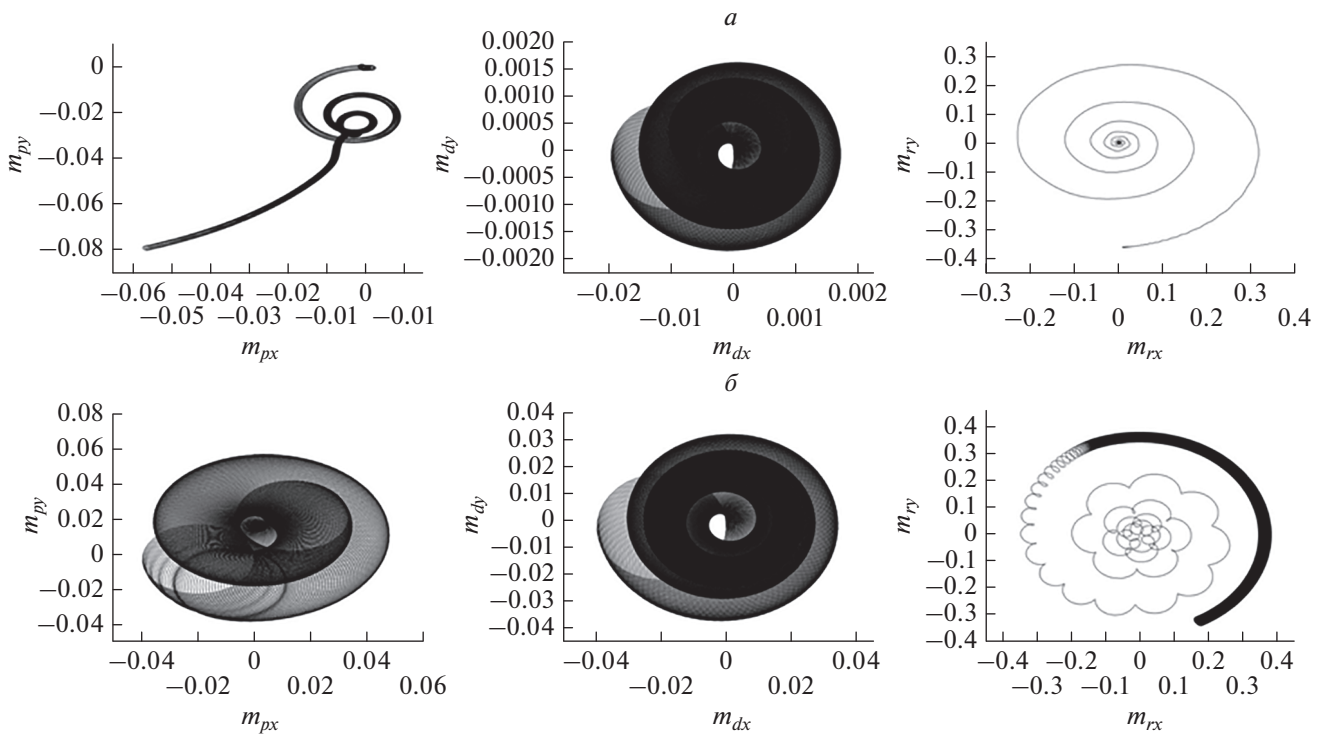


Рис. 2. Прецессионные портреты намагниченности в разных слоях трехслойной структуры. Амплитуда переменного магнитного поля $h = 1$ (а), 20 Э (б). $4\pi M_0 - H_0 = 5$ Э. $H_0 = 1750$ Э. $4\pi M_0 = 1755$ Гс; $\alpha = 0.1$; $B_{p2} = 13.92 \cdot 10^5$ эрг · см⁻³; $B_{d2} = 13.92 \cdot 10^6$ эрг · см⁻³; $B_{r2} = 13.92 \cdot 10^7$ эрг · см⁻³.

ДИНАМИКА МАГНИТОУПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ

Была построена динамика магнитных и упругих колебаний во времени и прецессионные портреты намагниченности в слоях трехслойной структуры при разных значениях материальных параметров и амплитуд внешних полей. Основные параметры материала пленки были близки к параметрам для ЖИГ. Наиболее интересная динамика наблюдалась в случае, когда внешнее постоянное поле было близко к полю размагничивания $H_0 \sim 4\pi M_i$. В этом случае были выявлены режимы прецессии второго порядка [7], которые ранее наблюдались для одного ферритового слоя в работах [7, 8]. На рис. 1 показаны прецессионные портреты намагниченности в слоях пленки при различных значениях намагниченности насыщения слоев, при двух разных значениях амплитуды переменного поля. Обнаружены режимы прецессии положения равновесия без охвата центра (в слоях d и r) и с охватом центра (в слое p). На рис. 2 показаны прецессионные портреты намагниченности в слоях пленки при сильно различающихся значениях констант магнитоупругости слоев. На рис. 2а для слоя p наблюдается стремление намагниченности ориентироваться в поло-

жение новой легкой оси, отличной от нормали к плоскости пленки. Это явление возникает в материале с большими значениями константы магнитоупругости [9].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты №№ 17-02-01138, 17-57-150001).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Janusonis J., Chang C.L., Jansma T. et al. // Phys. Rev. B. 2016. V. 94. Art. № 024415.
2. Chang C.L., Lomonosov A.M., Janusonis J. et al. // Phys. Rev. B. 2017. V. 95. Art. № 060409.
3. Dreher L., Weiler M., Pernpeintner M. et al. // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. Art. № 134415.
4. Thevenard L., Gourdon C., Prieur J.Y. et al. // Phys. Rev. B. 2014. V. 90. Art. № 094401.
5. Kuszewski P., Camara I.S., Biarrotte N. et al. // J. Phys. Cond. Matt. 2018. V. 30. № 24. Art. № 244003.
6. Linnik T., Scherbakov A., Yakovlev D. et al. // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. Art. № 214432.
7. Власов В.С., Котов Л.Н., Шафров В.Г., Щеглов В.И. // Радиотехн. и электрон. 2011. Т. 56. № 9. С. 1120.
8. Власов В.С., Кирушев М.С., Котов Л.Н. и др. // Радиотехн. и электрон. 2013. Т. 58. № 9. С. 857.
9. Власов В.С., Котов Л.Н., Шафров В.Г., Щеглов В.И. // Радиотехн. и электрон. 2010. Т. 55. № 6. С. 689.