

УДК 537.6

## ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ МАГНИТНОЙ И УПРУГОЙ ПОДСИСТЕМ В ТОНКОЙ ФЕРРИТОВОЙ ПЛЕНКЕ ПРИ МАГНИТОСТРИКЦИОННОМ ПРЕОБРАЗОВАНИИ ЧАСТОТ

© 2019 г. Д. А. Плешев<sup>1,2,\*</sup>, Ф. Ф. Асадуллин<sup>1,2</sup>, Н. А. Оганезова<sup>2</sup>, В. С. Власов<sup>2</sup>, Л. Н. Котов<sup>2</sup>, В. И. Щеглов<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Санкт-Петербургский государственный лесотехнический университет имени С.М. Кирова”, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования “Сыктывкарский государственный университет имени Питирима Сорокина”, Сыктывкар, Россия

<sup>3</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова Российской академии наук, Москва, Россия

\*E-mail: dpleshev@gmail.com

Поступила в редакцию 07.09.2018 г.

После доработки 31.01.2019 г.

Принята к публикации 27.03.2019 г.

Настоящая работа посвящена выявлению особенностей нелинейной динамики магнитной и упругой подсистем при генерации гиперзвуковых колебаний, возбужденных переменным магнитным полем, ориентированным в плоскости пленки.

DOI: 10.1134/S0367676519070317

### ВВЕДЕНИЕ

Проблема преобразования частот и генерации мощных упругих и магнитных колебаний на сверхвысоких частотах до 100 ГГц представляют важную и актуальную задачу. В настоящее время область сверхбыстрой магнитоакустики является одной из бурно развивающихся областей современной физики [1, 2]. На сверхкоротких временах можно получить мощные упругие импульсы [2]. Однако проблема преобразования частот мощных магнитоупругих колебаний еще не до конца решена, в том числе из-за параметрического распада прецессии на обменные спиновые волны при больших мощностях переменного поля.

Настоящая работа посвящена выявлению процессов преобразования частот и генерации мощного гиперзвука за счет магнитострикционного механизма.

### ГЕОМЕТРИЯ ЗАДАЧИ

Рассмотрим бесконечную магнитную пленку толщины  $d$ , которая помещена в постоянное магнитное поле  $H_0$ , ориентированное перпендикулярно плоскости пленки. Значение поля превышает значение поля размагничивания  $H_0 > 4\pi M_0$ , где  $M_0$  — намагниченность насыщения пленки.

Задача решается в декартовой системе координат. Плоскость  $Oxy$  лежит в плоскости пленки, а центр системы координат  $O$  находится в центре пленки. Оси системы координат  $Ox$ ,  $Oy$  и  $Oz$  параллельны ребрам кристаллографической ячейки. При решении задачи рассматривались только поперечные упругие колебания.

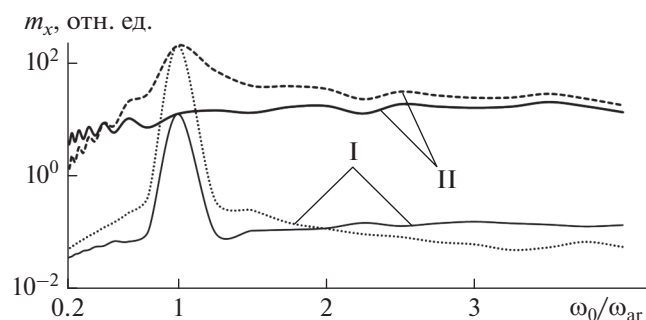
### ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Полная энергия  $U$  пленки магнетика в постоянном магнитном поле  $\vec{H} = \{0; 0; \vec{H}_0\}$  равна сумме плотностей магнитной, упругой и магнитоупругой энергий:

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

где  $\vec{m} = \vec{M}/M_0$  — нормализованный вектор намагниченности,  $M_0$  — намагниченность насыщения пленки,  $u_{ij}$  — компоненты тензора деформаций,  $c_{44}$  — упругая константа,  $B_2$  — магнитоупругая константа.

Колебания намагниченности и упругого смещения определяются уравнением Ландау–Лиф-



**Рис. 1.** АЧХ колебаний компоненты  $m_x$  вектора намагниченности на частоте акустического резонанса (I) и переменного поля (II) при линейной (пунктирная линия) и круговой (сплошная линия) поляризации переменного магнитного поля.

шица с диссипативным членом в форме Гильберта и уравнением для компонент вектора механических смещений:

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

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

где  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $\alpha$ ,  $\beta$  – константы затухания для магнитной и упругой подсистем, соответственно.

Эффективные поля определяются следующим образом:

$$\vec{H}_{eff} = -\frac{1}{M_0} \frac{\partial U}{\partial \vec{m}}. \quad (4)$$

Граничные условия:

$$c_{44} \left. \frac{\partial u_{xy}}{\partial z} \right|_{z=\pm d/2} = -B_2 m_{xy} m_z. \quad (5)$$

Система уравнений (2)–(3) с граничным условием (5) решалась численно методом Рунге–Кутты 7–8 порядка с контролем точности на каждом шаге интегрирования. При расчете использовались параметры материала, типичные для монокристалла ЖИГ:  $M_0 = 138$  Гс,  $H_0 = 2750$  Э,  $c_{44} = 7.64 \cdot 10^{11}$  эрг · см<sup>-3</sup>,  $B_2 = 6.96 \cdot 10^6$  эрг · см<sup>-3</sup>,  $d = 68.65 \cdot 10^{-6}$  см. Параметры затухания магнитной и упругой подсистем были выбраны следующими:  $\alpha = 0.001$ ,  $\beta = 10^6$  с<sup>-1</sup>.

### ОСОБЕННОСТИ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТОТ

Рассмотрим случай генерации колебаний компонент вектора намагниченности и упругого смещения, когда частота акустического резонанса пленки находится в определенном соотношении с

частотой переменного магнитного поля, которое можно описать соотношением  $n = \omega_0/\omega_{ar}$ , где  $n$  – кратность,  $\omega_{ar}$  – частота акустического резонанса, а  $\omega_0$  – частота переменного поля. При этом, когда частота акустического резонанса ниже частоты переменного магнитного поля, происходит деление частоты, в обратном случае умножение частоты.

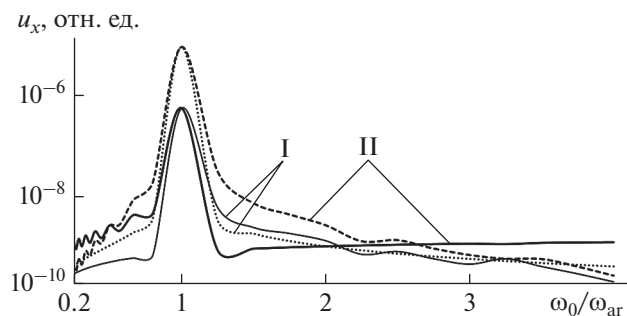
Характер развития динамики магнитной и упругой подсистем при магнитострикционном преобразовании частот, а именно зависимость режимов колебаний вектора намагниченности, колебаний упругого смещения пленки и их фазовых портретов от соотношения частот переменного поля и акустического резонанса была рассмотрена ранее в работах [3, 4].

При возбуждении магнитной и упругой динамики переменным магнитным полем существенное влияние на амплитуды колебаний вектора намагниченности и упругого смещения оказывает его поляризация.

Как видно из рис. 1, максимальная амплитуда колебаний компонент вектора намагниченности на частоте переменного поля при круговой поляризации (сплошная линия) меньше амплитуды колебаний компонент вектора намагниченности при линейной поляризации (пунктирная линия) за исключением деления с кратностью менее 0.5. При этом различие амплитуд колебаний компонент вектора намагниченности на частоте акустического резонанса минимально. Это может быть обусловлено тем, что процессы преобразования частот при линейной и круговой поляризации происходят различным образом. В случае круговой поляризации (сплошная линия) важное значение имеет взаимное влияние процессов релаксации магнитных и упругих колебаний, а именно оптимальный момент наблюдения преобразования частоты находится между временами релаксации магнитной и упругой подсистем. В случае линейной поляризации (пунктирная линия) переменного поля, подобная зависимость отсутствует.

Различие в амплитудах колебаний компонент вектора намагниченности на частотах переменного поля (линии II) и частоте акустического резонанса (линии I) пленки составляет два порядка.

На амплитудно-частотной характеристике колебаний упругого смещения, представленной на рис. 2, видно, что, как и в случае с колебаниями вектора намагниченности, амплитуда колебаний упругого смещения больше в случае возбуждения линейно поляризованным магнитным полем (пунктирная линия). Однако, в случае кратности деления менее 0.5 и кратности умножения более 2.5, амплитуды колебаний упругого смещения при круговой поляризации переменного поля больше или сопоставимы с амплитудами колебаний упругого смещения при линейной поляризации. Отметим также, что при делении частоты



**Рис. 2.** АЧХ колебаний компоненты  $u_x$  упругого смещения на частоте акустического резонанса (I) и переменного поля (II) при линейной (пунктирная линия) и круговой (сплошная линия) поляризации переменного магнитного поля.

максимумы амплитуд колебаний вектора намагниченности и упругого смещения на частоте переменного поля отмечаются при соотношении частот кратном 0.5. При промежуточных значениях отмечаются минимумы амплитуды, а на частоте акустического резонанса все происходит с точностью до наоборот, но менее выражено. Изменение амплитуд колебаний упругого смещения от соотношения частот переменного поля и акустического резонанса связано с распределением моды упругой волны в образце.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе были рассмотрены особенности поведения магнитной и упругой подсистем

магнитной пленки в зависимости от ее материальных параметров и размерных характеристик при воздействии переменных магнитных полей. Определена возможность стабильного деления и умножения частоты в промежутке времени, когда процесс релаксации магнитной подсистемы завершен, а упругой подсистемы нет.

Выявлено, что амплитуды колебаний упругой и магнитной подсистем в случае деления и умножения частот зависят от соотношения частоты переменного поля и акустического резонанса, которая обусловлена распределением упругих смещений в пленке. Деление и умножение эффективно происходят в промежутке времени между завершением релаксации магнитной и упругой подсистем.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты №№ 17-57-150001 и 17-02-01138).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Chang C.L., Lomonosov A., Janusonis J. et al.* // Phys. Rev. B. 2017. V. 95. Art. № 060409.
2. *Temnov V.V., Razdolski I., Pezeril T. et al.* // J. Opt. 2016. V. 18. Art. № 093002.
3. *Asadullin F.F., Poleshikov S.M., Pleshev D.A. et al.* // J. Siberian Fed. Univ. Math. Phys. 2017. № 10(1). P. 36.
4. *Pleshev D., Vlasov V., Asadullin F. et al.* // EPJ Web Conf. 2018. V. 185. Art. № 02004.