

Труды XXXII сессии Российского акустического общества

ISBN 978-5-89118-802-0

МОСКВА 14-18 ОКТЯБРЯ 2019 г
«ГЕОС»



рао



АО «АКИН»

Русский

XXXII
СЕССИЯ

Английский

Proceedings

of the XXXII session of Russian Acoustical Society
Moscow October 14-18 2019
«ГЕОС»

Магнитоупругие волны и спиновая накачка в композитных мультиферроидных структурах

Н. И. Ползикова^{1,a}, С. Г. Алексеев¹, В. А. Лузанов², А. О. Раевский²

¹ *Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Россия, 125009, Москва, ул. Моховая, д. 11, стр. 7.*

² *Фрязинская часть Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Россия, 141190, Московская обл., Фрязино, пл. Введенского, д.1.*

E-mail: ^a polz@cplire.ru

Рассмотрены особенности взаимного преобразования фононов и магнонов в композитных многочастотных резонаторах объемных акустических волн со структурой ZnO- GGG- YIG/Pt. Акустически возбужденные спиновые волны в пленке YIG, создают спиновую накачку (спиновый ток, текущий от интерфейса YIG/Pt вглубь Pt), которая в свою очередь может быть обнаружена электрическим способом при помощи обратного спинового эффекта Холла. Представлены результаты численного моделирования влияния толщины пленки YIG на эффективность акустического возбуждения спиновых волн и спиновой накачки. Определены области толщин пленок YIG, в которых высших моды спин-волновых резонансов (как четные, так и не четные) могут возбуждаться с эффективностью, сравнимой или даже превышающей эффективность основной моды. Показано, что абсолютный максимум напряжения обратного спинового эффекта Холла достигается при возбуждении основной моды спин-волнового резонанса при толщине пленки YIG порядка 208 нм. Обоснована возможность электрического возбуждения (при помощи акустического резонатора) и электрического детектирования (с помощью спиновой накачки) спин-волновых резонансов в микронных и субмикронных пленках YIG.

Ключевые слова: YIG/Pt, спиновая накачка, резонатор объемных акустических волн, обратный спиновый эффект Холла, магнитоупругий резонанс, спин-волновой резонанс
УДК: 53.08, 534.29

PACS: 72.25.Pn, 75.76.+j, 76.50.+g

Введение

В композитных структурах, содержащих пьезоэлектрические и ферро(ферри)магнитные слои, магнитные колебания могут возбуждаться с помощью переменного электрического поля за счет пьезоэффекта и магнитострикции в

соответствующих слоях. При этом электроакустическое возбуждение спиновых волн (ADSW - acoustically driven spin waves) происходит без приложения переменных магнитных полей и создающих их токов, что позволяет существенно снизить омические потери в устройствах микроволновой спинтроники и магноники. В частности, в ряде работ последних лет анализируются особенности ADSW в акустических структурах для создания так называемой акустической спиновой накачки (ASP- acoustic spin pumping) [1, 2] – преобразования спинового углового момента ADSW в постоянный спиновый ток на границе с немагнитным металлом, где он детектируется за счет обратного спинового эффекта Холла (ISHE – inverse spin Hall effect). Таким образом, с помощью ASP и ISHE возможно электрическое детектирование магнонов, что является эффективным методом для изучения магнитной динамики и взаимного превращения магнонов и фононов.

Настоящая работа посвящена исследованию магнитоупругого взаимодействия в резонаторах высоких гармоник объемных акустических волн (НВАР) со структурой, содержащей пленки железиттриевого граната (YIG) и Pt (см. Рис.1) [3]. Резонансная ASP в таких резонаторах, была предложена и реализована нами в работах [4, 5]. В данной работе мы продолжаем начатые в [6, 7] теоретические исследования особенностей электроакустического возбуждения спиновой динамики в магнитоупругом слое НВАР и создаваемой ею спиновой накачки.

1 Структура резонатора и метод расчета

Схема резонатора показана на Рис.1. Как и типичный НВАР, он состоит из плоскопараллельной диэлектрической подложки (3) с высокой акустической добротностью, с одной стороны которой расположен пьезопреобразователь: пьезоэлектрическая пленка (1) между двумя тонкопленочными электродами (2). Преобразователь, к которому приложено переменное напряжение с частотой f , возбуждает волну, распространяющуюся вдоль оси Ox , перпендикулярно к слоям структуры. В нашем случае на подложке из галлий-гадолиниевого граната (GGG) с противоположной к преобразователю стороны расположена пленка ЖИГ (4) с нанесенной на нее тонкой пленкой платины (5), сформированной в виде полосы, проходящей под апертурой преобразователя. Для последующих расчетов использовались следующие типичные параметры толщин: подложка GGG ($d = 500$ мкм), пленка ZnO ($l = 3$ мкм) и полоска Pt (12 нм). Далее полагаем, что структура помещена

во внешнее однородное магнитное поле $\mathbf{H} \parallel Oz$, которое намагничивает пленку YIG до насыщения M_0 .

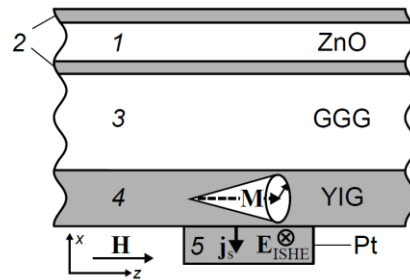


Рис. 1. Схема резонатора.

Акустически возбужденные спиновые волны (ADSW) создают спиновый ток \mathbf{j}_s , текущий из пленки YIG в полосу Pt, где он преобразуется в ток проводимости или в постоянное электрическое поле \mathbf{E}_{ISHE} [8, 9]. Постоянное напряжение между концами платиновой полосы есть $U_{\text{ISHE}} = -(\mathbf{E}_{\text{ISHE}} \cdot \mathbf{a}) \propto \theta^2 ((\mathbf{n} \times \mathbf{z}) \cdot \mathbf{a})$. Здесь $\theta = \sqrt{\text{Im}[m_x^*(x_0)m_y(x_0)/M_0^2]}$ – угол прецессионного конуса намагниченности на границе раздела YIG /Pt при $x = x_0$, $\mathbf{m} = (m_x, m_y, 0)$ – переменная намагниченность, \mathbf{n} – нормаль к границе раздела, \mathbf{z} – орт оси Oz , \mathbf{a} – вектор с длиной равной апертуре преобразователя и направленный по длинной стороне плоски Pt. Для нахождения m_x, m_y мы используем подход, основанный на решении уравнений движения во всех слоях структуры при соответствующих граничных условиях [6, 7]. В расчетах использовались типичные материальные параметры слоев [10]. Для намагниченности насыщения пленки YIG была выбрана величина $4\pi M_0 = 955$ Гс, которая характерна для La-, Ga-замещенных пленок YIG, которые использовались в эксперименте [5].

2 Результаты расчета и их обсуждение

На рис. 2, а, б, в, д показаны нормированные частотные зависимости $U_{\text{ISHE}}(f)$ для различных толщин пленки YIG. Данные нормированы на максимальное значение напряжения для пленки толщиной 31 мкм (см. рис. 2, а), которая использовалась в эксперименте [5]. Все зависимости получены для магнитного поля $H = 740$ Э. Зависимости $U_{\text{ISHE}}(f)$ имеют вид узких резонансов, соответствующих частотам резонансов акустических волн во всей структуре f_m . Примеры такого соответствия приведены в работах [6, 7]. Штриховыми линиями отмечена частота ферромагнитного резонанса (FMR) $f_{\text{FMR}} = 3.113$ ГГц. Штрихпунктирные линии соответствуют частоте

магнитоупругого резонанса (MER) f_{MER} , определяемому как частота минимального расталкивания магнитоупругих ветвей, которые приведены на рис. 2, в.

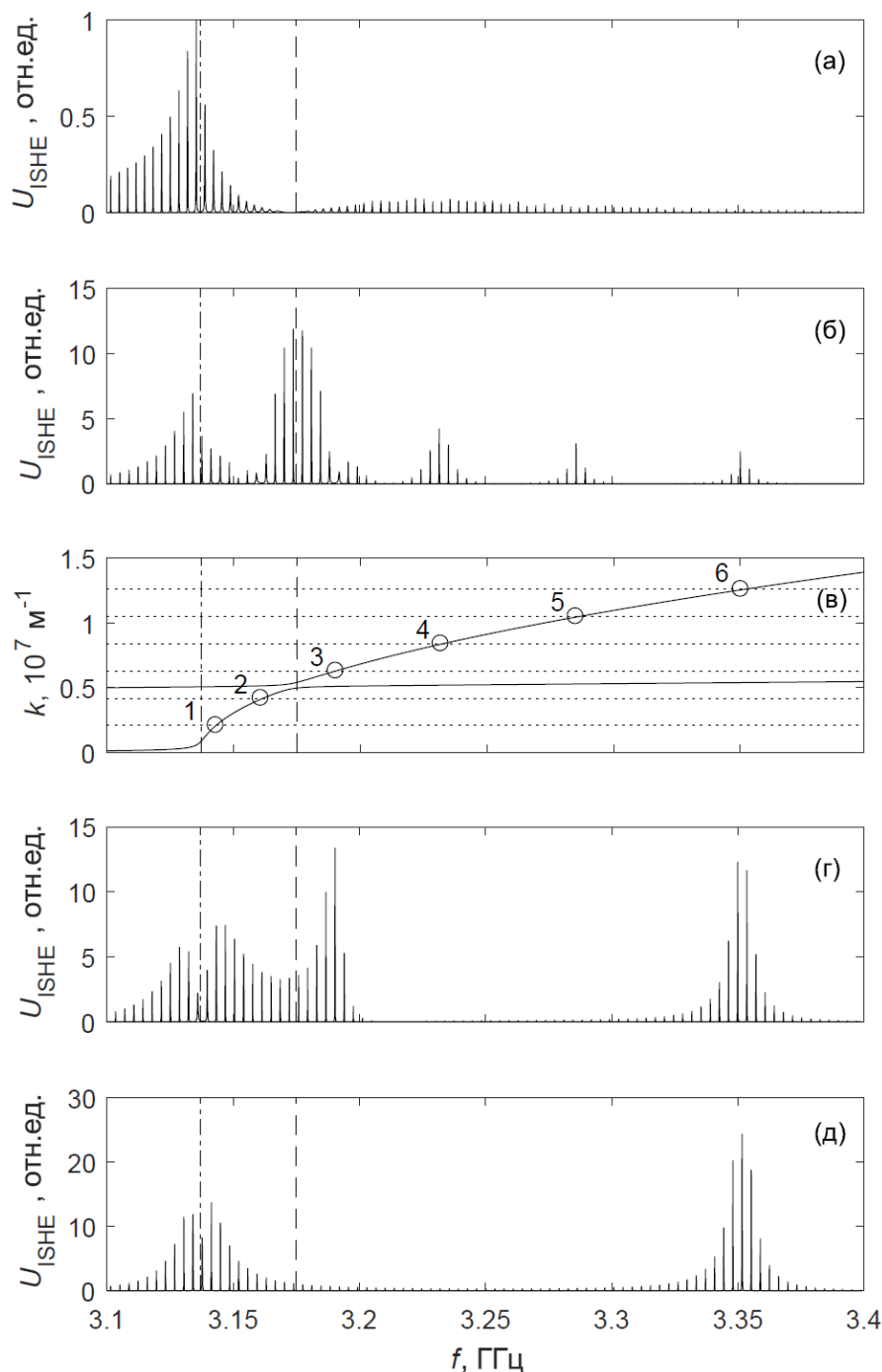


Рис. 2. Частотные зависимости: а, б, г, д - U_{ISHE} для толщин YIG $s = 31, 1.5, 0.5, 0.25$ мкм, соответственно; в - волновых чисел k связанных магнитоупругих волн (горизонтальные пунктирные линии соответствуют $k_n(s = 1.5 \text{ мкм})$ и $n = 1-6$).

Как видно из рис. 2, для каждой толщины s один из локальных максимумов огибающей $U_{\text{ISHE}}(f)$ расположен на частоте $f_0 \approx f_{\text{MER}}$. Будем называть $U_{\text{ISHE}}(f_0, s)$ основным максимумом на основной частоте. С ростом s от нескольких нанометров

$U_{\text{ISHE}}(f_0, s)$ растет приблизительно, как s^2 и достигает максимума при толщине $s_0 \sim 140$ нм. При дальнейшем увеличении s , $U_{\text{ISHE}}(f_0, s)$ начинает спадать, осциллируя с периодом ~ 0.65 мкм, который совпадает с половиной длины акустической волны в пленке YIG на частоте f_0 . Помимо основной частоты имеются дополнительные области возбуждения спиновой динамики на частотах $f_n > f_0$ ($n = 1, 2, 3, \dots$), зависящих от толщины. Легко показать, что частоты f_n соответствуют частотам спин-волновых резонансов (SWR) $f_n \approx f_{\text{SW}}(k = k_n = \pi n / s)$, где $f_{\text{SW}}(k)$ -- закон дисперсии спиновой волны (см. рис. 2 б, в). Характерно, что все SWR с частотами $f_n > f_{\text{MER}}$ имеют волновые числа, превышающие волновое число акустической волны на той же частоте. Так, например, для $s = 1.5$ мкм SWR с номерами $n > 3$ имеют волновые числа $k > 0.5 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ (см. рис.2 в). С уменьшением s моды с маленькими номерами становятся четко различимыми (см. рис.2 г, д). При значении $s_1 \approx 208$ нм, для SWR с $n = 1$ значение напряжения U_{ISHE} достигает абсолютного максимума. Так как эффективное магнитное поле для возбуждения SWR создается акустической волной и является сильно неоднородным по толщине пленки, что создает условия для возбуждения как четных, так и нечетных мод ADSW. Однако, при определенных значениях s оказывается возможным возбуждение только четных или только нечетных мод.

Таким образом, SWR проявляются только при определенных толщинах пленки YIG, причем эти толщины в свою очередь зависят от материальных параметров YIG. Уменьшение толщины пленок ведет к росту частот f_n и их удаленности от частоты f_{MER} . Расчет показывает, что наименьшая толщина пленки, при которой возможно наблюдение резонансов ADSW с $n \geq 1$ составляет примерно 140 нм.

Заключение

Проведенные расчеты показывают сильное влияние толщины магнитоупругой пленки на акустическую спиновую накачку в многочастотных объемных резонаторах на акустических волнах со структурой ZnO-GGG-YIG/Pt. Благодаря неоднородному характеру возбуждающего магнитного поля упругого происхождения, можно генерировать высшие моды SWR (как четные, так и нечетные) с эффективностью сравнимой или даже превышающей эффективность генерации основной моды. Абсолютный максимум напряжения $U_{\text{ISHE}}(f_1, s_1)$ соответствует частоте первой моды SWR и толщине пленки $s_1 \approx 208$ нм. Если считать, что величина нормировочного напряжения, которое наблюдалось в эксперименте [5], составляет $U_{\text{ISHE}}(f_0, 31 \text{ мкм}) \sim$

назад к Содержанию секции

4 мВ, то можно ожидать, что для пленок с оптимальными толщинами $s \sim s_1$ и для той же приложенной мощности, значение напряжения $U_{\text{ISHE}}(f_1, s_1)$ окажется порядка сотен микровольт.

Работа выполнена в рамках государственного задания и частично поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 17-07-01498)

Список литературы

1. *Uchida K., An T., Kajiwara Y., Toda M., Saitoh E.* Appl. Phys. Lett. 2011. **99**, N 22. P.212501
2. *Weiler M., Huebl H., Goerg F. S., Czeschka F.D., Grross R., Goennewein S.T.B.* Phys. Rev. Lett. 2012. **108**, N 17. P.176601
3. *Polzikova N., Alekseev S., Kotelyanskii I., Raevskiy A., Fetisov Y.* J. Appl. Phys. 2013. **113**, N 17. P. 17C704
4. *Polzikova N.I., Alekseev S.G., Pyataikin I.I., Kotelyanskii I.M., Luzanov V.A., Orlov A.P.* AIP Advances. 2016. **6**, N 5. P.056306
5. *Polzikova N.I., Alekseev S.G., Pyataikin I.I., Luzanov V.A., Raevskiy A.O., Kotov V.A.* AIP Advances. 2018. **8**, N 5. P. 056128
6. *Polzikova N. I., Alekseev S. G., Luzanov V. A., Raevskiy A. O.* J. Mag. Mag. Mat. 2019. **479**, P. 38
7. *Ползикова Н.И., Алексеев С.Г., Лузанов В.А., Раевский А.О.* ФТТ. 2018. **60**, №11. С.2170
8. *Tserkovnyak Y., Brataas A., Bauer G.E.W.* Phys. Rev. Lett. 2002. **88**, N 11. P. 117601
9. *Saitoh E., Ueda M., Miyajima H., Tatara G.* Appl. Phys. Lett. 2006. **88**, N 18. P. 182509
10. *Strauss W.* in W.P. Mason (Ed.), Physical Acoustics, Vol. IV(B), Academic Press, New York, 1968, pp. 211-268.

[назад к Содержанию секции](#)