

05,08

Потери поверхностных магнитостатических волн за счет спиновой накачки в структуре феррит/металл

© В.К. Сахаров^{1,2}, Ю.В. Хивинцев^{1,2}, Ю.В. Никулин^{1,2}, М.Е. Селезнев^{1,2}, Ю.А. Филимонов^{1,2}

¹ Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Саратов, Россия

² Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

E-mail: valentin@sakharov.info

Поступила в Редакцию 18 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 18 апреля 2024 г.

Принята к публикации 8 мая 2024 г.

Приводятся результаты численного расчета потерь поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ), обусловленных механизмом спиновой накачки при распространении в пленке феррита, покрытой металлом с сильным спин-орбитальным взаимодействием. Расчеты выполнялись в рамках известной модели, когда влияние спиновой накачки на распространение ПМСВ учитывается через мнимую составляющую комплексного параметра закрепления на интерфейсе феррит/металл. Рассмотрены случаи частотно-зависимых и постоянных параметров закрепления и проведено сравнение результатов расчетов с экспериментом.

Ключевые слова: спиновые волны, параметр закрепления, потери на распространение, железо-иттриевый гранат.

DOI: 10.61011/FTT.2024.07.58378.48НН

1. Введение

Для реализации устройств обработки, хранения и передачи информации, в которых носителями сигнала являются спиновые волны (СВ) или магноны, активно изучаются структуры на основе двуслойных пленок из ферритов-диэлектриков и металлов [1–6]. В качестве феррита преимущественно выбирается железо-иттриевый гранат (ЖИГ), демонстрирующий рекордно низкие потери на распространение СВ, а в качестве металла — платина (Pt), обладающая сильным спин-орбитальным взаимодействием. В структурах ЖИГ/Pt электроны проводимости в Pt чувствительны к состоянию магнитных ионов на поверхности ЖИГ, что приводит к спин-зависимому электрон-магнонному рассеянию и генерации спинового тока J_S через единицу площади интерфейса. В такого рода структурах спиновые эффекты Холла и эффекты переноса спинового момента позволяют преобразовывать электрический сигнал в СВ и обратно [2,3], что важно для разработки детекторов СВ [7,8], магнонных транзисторов [9] и магнонной памяти [10], устройств спиновой логики [1,11], а также для усиления и генерации СВ [12–14].

При теоретическом рассмотрении спектра дипольно-обменных СВ в структурах ЖИГ/Pt [4–6] влияние электрон-магнонного рассеяния на интерфейсе ЖИГ и Pt учитывается через мнимую составляющую Λ'' комплексного параметра закрепления $\Lambda = \Lambda' - i\Lambda''$. В данном подходе величина параметра Λ'' считается пропорциональной величине параметра смешанной спиновой проводимости G интерфейса ($\Lambda'' \sim G$), которая

определяет спиновый ток $J_S \sim G$. При этом потери СВ, обусловленные введением Λ'' , отождествляются с дополнительными потерями СВ на генерацию J_S . В работах [4–6] рассчитывался вклад во временной декремент СВ, который характеризовался добавкой $\Delta\omega''(\Lambda'')$ в мнимую составляющую ω'' комплексной частоты $\omega = \omega' + i\omega''$, связанную с шириной линии резонансной моды в экспериментах по спиновой накачке в условиях возбуждения однородного ФМР [3]. В настоящей работе в рамках подхода [4–6] рассматриваются потери при спиновой накачке бегущими поверхностными магнитостатическими волнами (ПМСВ). В этом случае в качестве волнового параметра накачки, который обуславливает генерацию J_S , рассматривается вклад $\Delta k''(\Lambda'')$ в пространственный декремент k'' (мнимую составляющую волнового числа $k = k' + ik''$) для ПМСВ.

Отметим, что в экспериментах по спиновой накачке об эффективности генерации J_S судят по величине ЭДС, генерируемой на концах пленки Pt за счет обратного спинового эффекта Холла (ОСЭХ) V_{SHE} . Для случая спиновой накачки бегущими ПМСВ в структурах ЖИГ/Pt в частотной зависимости $V_{\text{SHE}}(\omega)$ могут наблюдаться резонансного вида осцилляции на частотах ω_N резонансного взаимодействия ПМСВ с обменными модами пленки ЖИГ [15,16], которые можно записать в виде [17]:

$$\omega_N = \sqrt{(\omega_H + \omega_{ex,N})(\omega_H + \omega_{ex,N} + \omega_m)}, \quad (1)$$

где $\omega_H = \gamma H$, $\omega_m = \gamma 4\pi M$, H — внешнее приложенное поле, γ — гиромагнитное отношение, $4\pi M$ — эффективная намагниченность насыщения, $\omega_{ex,N} = 2\gamma A_{ex} Q_N^2 / M$,

$Q_N^2 = k^2 + k_{\perp,N}^2$, $k_{\perp,N} = \pi N/d$ — волновое число по толщине d пленки ЖИГ, N — номер моды, A_{ex} — обменная жесткость. Поскольку эффективность резонансного взаимодействия ПМСВ с обменными модами существенно определяется параметром Λ , то в данной работе рассматриваются результаты расчета $\Delta k''(\Lambda'')$ для структуры на основе пленки ЖИГ с параметрами близкими к работе [18].

2. Методика расчета и параметры структуры

Рассматриваемая структура с системой координат и направлением приложенного поля показаны на рис. 1. Параметры пленки ЖИГ полагаются следующими: $d = 3.0 \mu\text{m}$, $4\pi M = 1.75 \text{ kG}$, $A_{ex} = 3.5 \cdot 10^{-7} \text{ erg/cm}$, параметр затухания СВ $\alpha = 3 \cdot 10^{-4}$. Внешнее поле $H = 900 \text{ Oe}$ было приложено вдоль оси y , тогда как распространение СВ проходило вдоль оси x . Такая геометрия соответствует ПМСВ с максимумом амплитуды у границы Pt/ЖИГ [19].

Расчет дисперсионных зависимостей $k'(f)$ и потерь $k''(f)$ от частоты f проводился с использованием подхода, аналогичного методу, описанному в [20–22]. Данный подход основан на решении дисперсионного уравнения, полученного из условия совместности уравнений непрерывности тангенциальных компонент напряженности магнитного поля h_x и нормальных компонент магнитной индукции $b_z = h_z + 4\pi m_z$, а также граничных условий для z - и x -компонент намагниченности (m_z, m_x) в виде, характерном для нормальной одноосной поверхностной анизотропии [23]:

$$\frac{\partial m_z}{\partial z} + \Lambda_1 m_z = 0|_{z=d}; \quad \frac{\partial m_x}{\partial z} = 0|_{z=d}; \quad (2)$$

$$\frac{\partial m_z}{\partial z} - \Lambda_2 m_z = 0|_{z=0}; \quad \frac{\partial m_x}{\partial z} = 0|_{z=0}, \quad (3)$$

при подстановке в них совместных решений уравнений магнитостатики и Ландау–Лифшица. При этом компоненты $h_{x,z}(x, z)$, $m_{x,z}(x, z)$ можно представить в виде суперпозиции 6 парциальных волн с амплитудами B_i [20]:

$$h_{x,z} m_{z,x} \sim \sum_{i=1}^{i=6} B_i e^{k_{z,i} z} e^{i(kx - \omega t)}.$$

Из данных волн, две являются объемными обменными волнами, имеющими распределение по толщине пленки, определяемое волновыми числами $k_{z,1,2} \sim \pm i\pi N/d$. Четыре других имеют поверхностный характер. Из них две отвечают дипольной ПМСВ с $k_{z,3,4} = \pm k$. Две других являются обменными поверхностными волнами с $k_{z,5,6} \sim \pm \sqrt{4\pi M^2/A} \approx \pm 10^6 \text{ cm}^{-1}$. В общем случае, условия (2) и (3) учитывают параметры закрепления поверхностных спинов на границе с металлом (Λ_1) и подложкой (Λ_2). Для учета потерь на генерацию

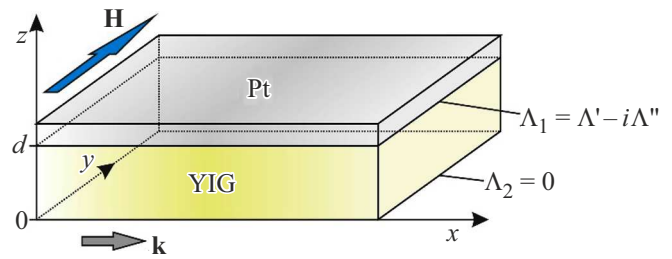


Рис. 1. Схематическое изображение изучаемой структуры.

V_{ISHE} , параметр закрепления Λ_1 был введен комплексным ($\Lambda_1 = \Lambda = \Lambda' - i\Lambda''$). На противоположной стороне пленки ЖИГ спины были свободными ($\Lambda_2 = 0$).

3. Результаты и обсуждение

На рис. 2, *a* и *b* приведены рассчитанные зависимости $k''(f)$ для случаев чисто мнимого закрепления ($\Lambda = 0 - i \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$) и закрепления с ненулевой действительной частью ($\Lambda = 10^4 - i \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$), соответственно. При этом рассмотрены случаи отсутствия диссипации ПМСВ ($\alpha = 0$, кривые 1) и типичных для ЖИГ значений диссипации ($\alpha = 3 \cdot 10^{-4}$, кривые 2), а также случай структуры с диссипацией, но с отсутствием потерь на генерацию V_{ISHE} ($\alpha = 3 \cdot 10^{-4}$ и $\Lambda'' = 0$, кривые 3).

Полученные кривые $k''(f)$ для $\alpha = 0$ и $\Lambda'' \neq 0$ (кривые 1) отражают затухание ПМСВ и демонстрируют осцилляции на частотах ω_N дипольно-обменных резонансов (1). Поведение зависимостей $k''(f)$ на резонансных частотах существенно зависит от значения $\Lambda' = \text{Re}(\Lambda)$, что показывает сравнение кривых 1 на рис. 2, *a, b*. В случае $\Lambda' = 0$ на частотах (1) кривые $k''(f)$ демонстрируют провал, за которым в некоторых случаях следует пик. Наличие действительной части Λ приводит к образованию или увеличению данного пика, формирующегося за провалом в области резонанса. Диссипация ПМСВ ($\alpha \neq 0$) приводит к увеличению значений $k''(f)$ и сглаживанию резонансных особенностей (ср. кривые 1 и 2 на рис. 2, *a, b*). Стоит заметить, что в рассматриваемом случае кривые 2 не являются точной суперпозицией кривых 1 и 3, что особенно заметно для резонансных частот около коротковолновой границы f_s ПМСВ и может объясняться влиянием диссипации на резонансное взаимодействие ПМСВ и обменных мод.

Изменение знака Λ'' должно означать инвертирование процесса — усиление ПМСВ за счет спинового тока в пленке Pt, направленного в противоположную сторону относительно рассмотренного выше случая [4–6]. Проведенные расчеты для $\Lambda'' < 0$ (кривые 4 на рис. 2) демонстрируют снижение потерь по сравнению с ситуациями $\Lambda'' = 0$ (кривые 3) и $\Lambda'' > 0$ (кривые 2), а также увеличение интенсивности осцилляций на частотах ДОР и изменение их вида. С ростом $|\Lambda''|$ и

$\Lambda'' < 0$ можно достичь ситуации, при которой будут компенсироваться потери на диссипацию ПМСВ, что для $\alpha = 3 \cdot 10^{-4}$ происходит при $\Lambda'' \approx -2 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$. Соответственно при $|\Lambda''| > 2 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ будет реализовываться усиление бегущей ПМСВ (т.е. $k'' < 0$).

Сопоставим результаты расчета потерь ПМСВ на генерацию спинового тока с результатами эксперимента по спиновой накачке дипольно-обменными волнами [18] для структуры ЖИГ(3.9 μm)/Pt(4 nm). При этом следует считать, что характер зависимостей $k''(f)$, показанный кривыми 1 и 2 на рис. 2 должен соответствовать виду частотной зависимости $V_{\text{ISHE}}(f)$, наблюдаемой в эксперименте. На рис. 3 приведено сравнение экспериментальной зависимости $V_{\text{ISHE}}(f)$ с результатами расчета при параметрах, соответствующих эксперименту. Как

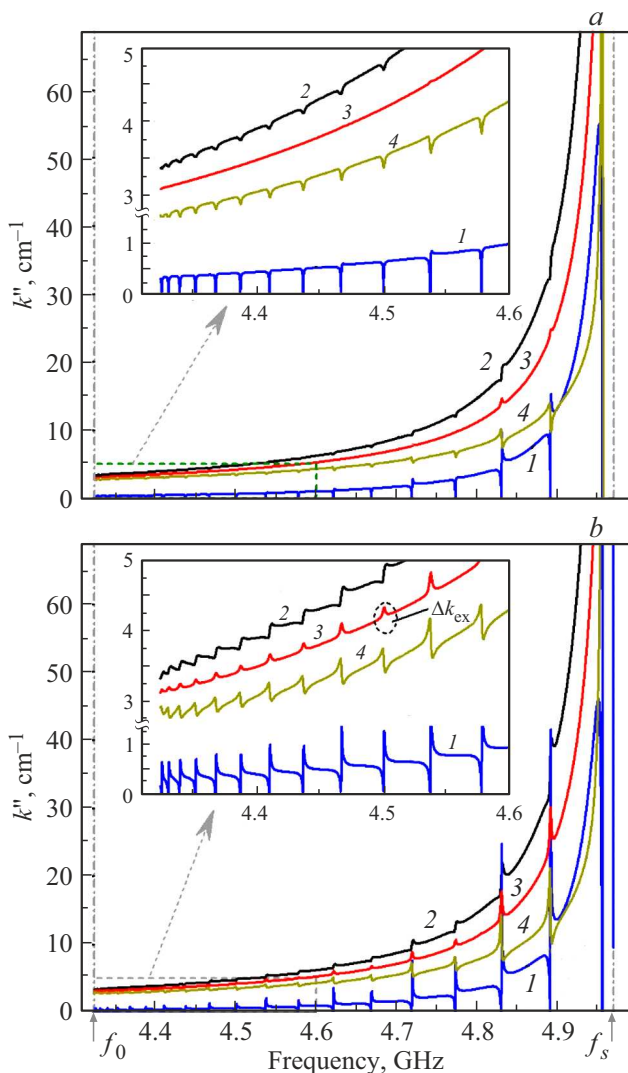


Рис. 2. Рассчитанные частотные зависимости потерь $k''(f)$ для рассматриваемой структуры при (a) $\Lambda = 0 - i \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$ и (b) $\Lambda = 10^4 - i \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$. Кривая 1 соответствует $\alpha = 0$, кривая 2 — $\alpha = 3 \cdot 10^{-4}$, кривая 3 — $\alpha = 3 \cdot 10^{-4}$ и $\Lambda'' = 0$. Кривая 4 аналогична кривой 2, но со сменой знака Λ'' . $H = 900 \text{ Oe}$.

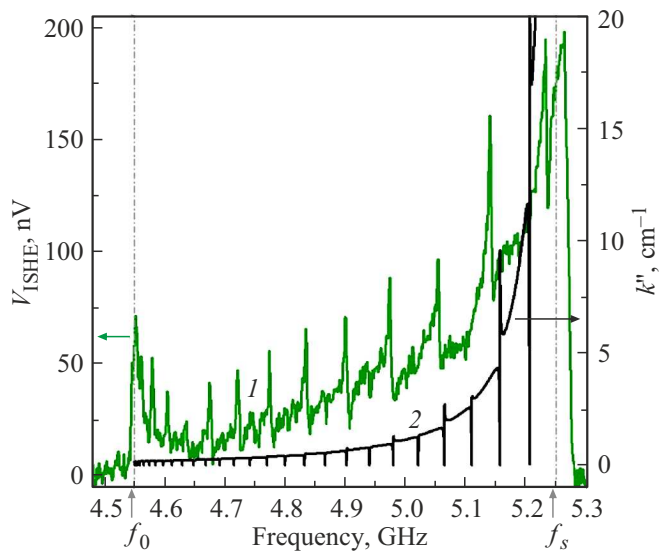


Рис. 3. Экспериментальная зависимость ЭДС обратного спинового эффекта Холла, сгенерированной бегущей ПМСВ в структуре ЖИГ (3.9 μm)/Pt(4 nm) при поле 939 Oe (кривая 1) и рассчитанная зависимость потерь при тех же параметрах структуры (кривая 2).

видно из рис. 2 и 3, вклад в $k''(f)$, определяемый Λ'' , вблизи длинноволновой границы f_0 ПМСВ на порядок меньше, чем для коротковолновой границы f_s . Однако экспериментальные данные, измеренные для структуры ЖИГ (3.9 μm)/Pt(4 nm) (см. рис. 3) показывают, что кривые $V_{\text{ISHE}}(f)$ вблизи частот f_0 и f_s демонстрируют сопоставимые значения. Отмеченное расхождение может быть связано с тем, что параметр закрепления считался независимым от частоты.

Чтобы проиллюстрировать характер изменений в расчетах $k''(f, \Lambda'')$, рассмотрим 2 случая частотной зависимости для мнимой составляющей параметра $\Lambda'' = \Lambda''(f)$ с ростом вблизи f_0 . Первый случай соответствует экспоненциальному росту вблизи f_0 вида

$$\Lambda'' = \Lambda''_0 + A \cdot \exp\left[-\frac{(f - f_0)^2}{2w^2}\right], \quad (4)$$

где $\Lambda''_0 = 10^4 \text{ cm}^{-1}$ — постоянная составляющая, A и w — амплитуда и ширина пика, соответственно, вблизи f_0 . Второй вид зависимости $\Lambda''(f)$ аналогичен изменению плотности состояний для дипольной ПМСВ [19]:

$$\Lambda'' = \Lambda''_0 + \frac{A}{\sqrt{f^2 - f_0^2}}. \quad (5)$$

Полученные по (4) и (5) кривые $\Lambda'' = \Lambda''(f)$ показаны на рис. 4, a и c соответственно, а рассчитанные с их учетом зависимости $k''(f)$ при $\alpha = 0$ приведены на рис. 4, b и d. Форма (4) для $\Lambda''(f)$ видоизменяет кривую $k''(f)$ в области f_0 , и за счет выбора параметров A и w можно достичь поведения близкого к экспериментальному $V_{\text{ISHE}}(f)$ вблизи f_0 . Зависимость $\Lambda''(f)$ по (5)

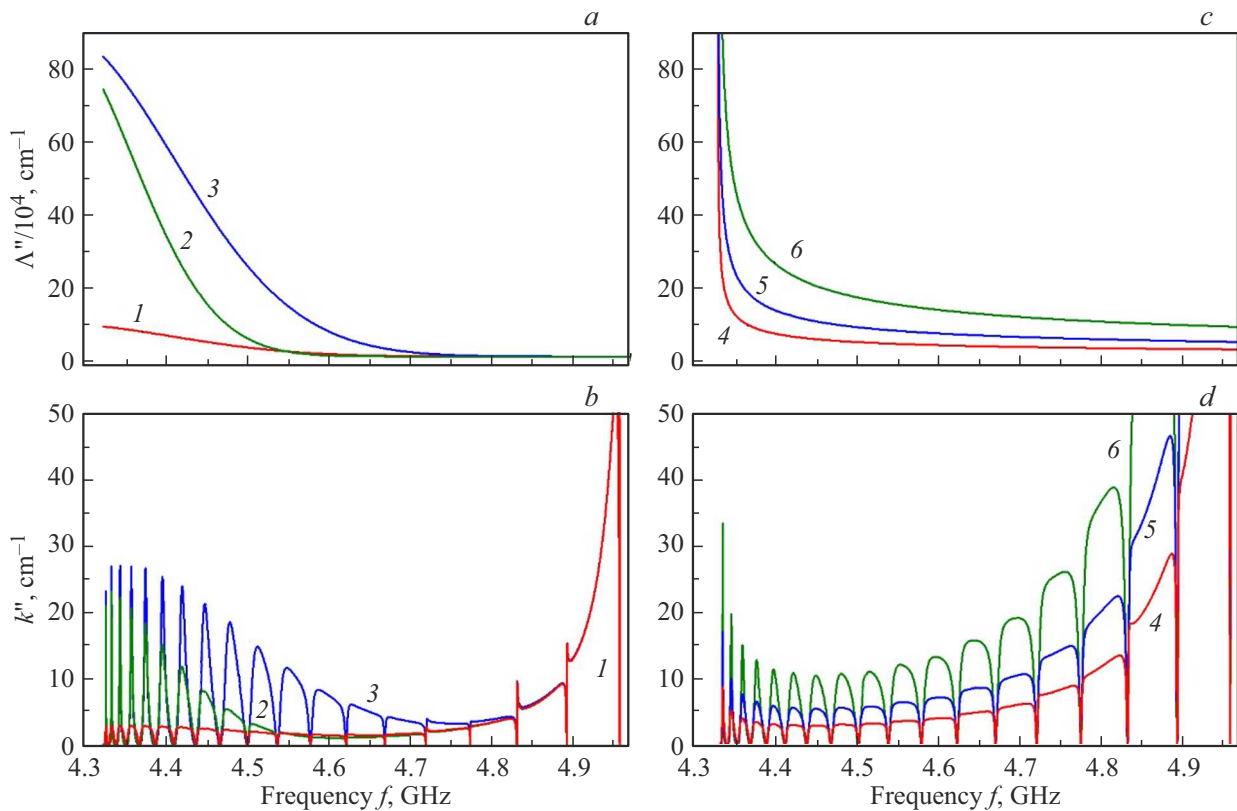


Рис. 4. Частотные зависимости параметра закрепления Λ'' : (a) — согласно выражению (4); (c) — согласно выражению (5); и (b, d) — соответствующие им кривые $k''(f)$ для рассматриваемой структуры.

помимо резкого роста $k''(f)$ вблизи f_0 приводит и к увеличению $k''(f)$ в оставшейся области спектра и ближе согласуется с видом экспериментальных кривых $V_{\text{ISHE}}(f)$ (рис. 3).

В расчетах, рассмотренных выше, влияние платины на характеристики ПМСВ учитывалось только через параметр закрепления спинов на границе. В рамках данного подхода проводимость слоя металла не учитывалась, что может быть оправдано для малых толщин металла (единицы нанометров), которые, как правило, используются в эксперименте. Между тем хорошо известно, что тонкие металлические пленки могут существенно влиять на потери ПМСВ [25–28]. Чтобы сопоставить уровни омических потерь с потерями ПМСВ на спиновую накачку, мы провели расчет потерь дипольных ПМСВ в структуре ЖИГ/Pt аналогично работам [25–28], исходя из совместного решения уравнений Максвелла и Ландау–Лифшица в безобменном приближении и без учета закрепления поверхностных спинов.

На рис. 5 приведены результаты расчета потерь дипольной ПМСВ, обусловленных конечной проводимостью слоя платины для различных толщин металла при $\alpha = 3 \cdot 10^{-4}$. Удельное сопротивление платины считалось равным $4 \cdot 10^{-7} \Omega \cdot \text{m}$, исходя из экспериментальных данных для $d(\text{Pt}) = 3\text{--}5 \text{ nm}$. Рассчитанные кривые показывают, что уже при толщине $d(\text{Pt}) = 0.25 \text{ nm}$ в длинноволновой области спектра ПМСВ потери,

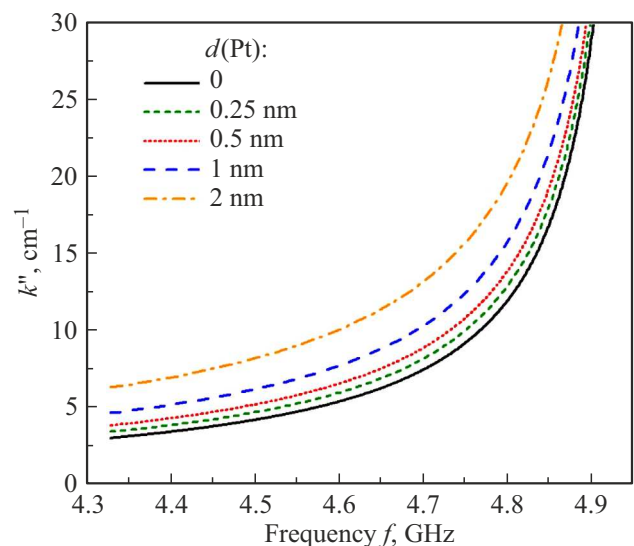


Рис. 5. Рассчитанные потери дипольных ПМСВ, вносимые проводимостью металла при $\alpha = 3 \cdot 10^{-4}$ и различных толщинах платины (указаны на рисунке). $H = 900 \text{ Oe}$.

вносимые проводимостью металла (рис. 5), становятся близки к потерям, обусловленным мнимой частью $\Lambda'' = 10^4 \text{ cm}^{-1}$ параметра закрепления (кривые 2 на рис. 2) на частотах вне ω_N . С дальнейшим ростом тол-

щины слоя платины потери, вызванные проводимостью, постепенно увеличиваются и при $d(\text{Pt}) \geq 1.0 \text{ nm}$ начинают превышать потери, связанные с закреплением, почти во всем диапазоне существования ПМСВ.

4. Заключение

В работе рассмотрена модель для описания потерь на генерацию ЭДС обратного спинового эффекта Холла при спиновой накачке бегущими ПМСВ, основанная на использовании комплексного параметра закрепления. Показано, что рассчитываемые потери могут соответствовать экспериментальным данным в случае введения частотной зависимости параметра закрепления $\Lambda''(f)$. Потери, связанные с проводимостью платины, начинают превышать потери на генерацию ЭДС уже при толщинах металла, больших 1 nm . Смена знака мнимой составляющей параметра закрепления соответствует обратному эффекту — уменьшению потерь ПМСВ за счет спинового тока в платине. Для значений параметра затухания $\alpha = 3 \cdot 10^{-4}$, типичных для эпитаксиальных пленок ЖИГ, полная компенсация диссипации ПМСВ возможна при $\Lambda'' \approx -2 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-19-00500.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] K. Ganzhorn, S. Klingler, T. Wimmer, S. Geprags, R. Gross, H. Huebl, S.T.B. Goennenwein. *Appl. Phys. Lett.* **109**, 022405 (2016).
- [2] Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takahashi, S. Maekawa, E. Saitoh. *Nature* **464**, 262 (2010).
- [3] S. Maekawa, H. Adachi, K.I. Uchida, J. Ieda, E. Saitoh. *J. Phys. Soc. Jpn* **82**, 102002 (2013).
- [4] J. Xiao, G.E.W. Bauer. *Phys. Rev. Lett.* **108**, 217204 (2012).
- [5] Y. Zhou, H. Jiao, Y.T. Chen, G.E.W. Bauer, J. Xiao. *Phys. Rev. B* **88**, 184403 (2013).
- [6] A. Kapelrud, A. Brataas. *Phys. Rev. Lett.* **111**, 097602 (2013).
- [7] K. Ando, J. Ieda, K. Sasage, S. Takahashi, S. Maekawa, E. Saitoh. *Appl. Phys. Lett.* **94**, 262505 (2009).
- [8] C. Hahn, G. De Loubens, M. Viret, O. Klein, V.V. Naletov, J. Ben Youssef. *Phys. Rev. Lett.* **111**, 217204 (2013).
- [9] L.J. Cornelissen, J. Liu, B.J. Van Wees, R.A. Duine. *Phys. Rev. Lett.* **120**, 97702 (2018).
- [10] C.O. Avci, A. Quindeau, C.F. Pai, M. Mann, L. Caretta, A.S. Tang, M.C. Onbasli, C.A. Ross, G.S.D. Beach. *Nature Mater.* **16**, 309 (2017).
- [11] M. Balinskiy, H. Chiang, D. Gutierrez, A. Khitun. *Appl. Phys. Lett.* **118**, 242402 (2021).
- [12] A. Hamadeh, O. d'Allivy Kelly, C. Hahn, H. Meley, R. Bernard, A.H. Molpeceres, V.V. Naletov, M. Viret, A. Anane, V. Cros, S.O. Demokritov, J.L. Prieto, M. Munoz, G. de Loubens, O. Klein. *Phys. Rev. Lett.* **113**, 197203 (2014).
- [13] E. Padron-Hernandez, A. Azevedo, S.M. Rezende. *Phys. Rev. Lett.* **107**, 197203 (2011).
- [14] H. Merbouche, B. Divinskiy, D. Gouere, R. Lebrun, A. El Kanj, V. Cros, P. Bortolotti, A. Anane, S.O. Demokritov, V.E. Demidov. *Nature Commun.* **15**, 1560 (2023).
- [15] R.E. De Wames, T. Wolfram. *J. Appl. Phys.* **41**, 987 (1970).
- [16] Ю.В. Гуляев, А.С. Бугаев, П.Е. Зильберман, И.А. Игнатьев, А.Г. Коновалов, А.В. Луговской, А.М. Медников, Б.П. Нам, Е.И. Николаев. *Письма в ЖЭТФ* **30**, 600 (1979).
- [17] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. *Магнитные Колебания и волны*. Физматлит, М. (1994).
- [18] М.Е. Селезнев, Г.М. Дудко, Ю.В. Никулин, Ю.В. Хивинцев, В.К. Сахаров, А.В. Кожевников, С.Л. Высоцкий, Ю.А. Филимонов. *Изв. вузов. ПНД* **32**. В печати (2024).
- [19] R.W. Damon, J.R. Eshbach. *J. Phys. Chem. Solids* **19**, 308 (1961).
- [20] Y.A. Filimonov, G.T. Kazakov, S.L. Visotsky, B.P. Nam, A.S. He. *J. Magn. Magn. Mater.* **131**, 235 (1994).
- [21] С.Л. Высоцкий, Г.Т. Казаков, А.В. Маряхин, Ю.А. Филимонов, А.С. Хе. *ФТТ* **38**, 407 (1996).
- [22] В. Hillebrands. *Phys. Rev. B* **41**, 530 (1990).
- [23] Н.М. Саланский, М.Ш. Ерухимов. *Физические свойства и применение магнитных пленок*. Наука, Новосибирск (1975).
- [24] М.Е. Seleznev, Y.V. Nikulin, Y.V. Khivintsev, S.L. Vysotskii, A.V. Kozhevnikov, V.K. Sakharov, G.M. Dudko, E.S. Pavlov, Y.A. Filimonov. *Izv. Vyss. Uchebnykh Zaved. Prikl. Nelineynaya Din.* **30**, 617 (2022).
- [25] Ю.А. Филимонов, Ю.В. Хивинцев. *Радиотехника и электроника* **47**, 1002 (2002).
- [26] M. Mruczkiewicz, M. Krawczyk. *J. Appl. Phys.* **115**, 113909 (2014).
- [27] Ю.В. Хивинцев, Г.М. Дудко, В.К. Сахаров, Ю.В. Никулин, Ю.А. Филимонов. *ФТТ* **61**, 1664 (2019).
- [28] В.К. Сахаров, Ю.В. Хивинцев, А.С. Джумалиев, Ю.В. Никулин, М.Е. Селезнев, Ю.А. Филимонов. *ФТТ* **65**, 1186 (2023).

Редактор Ю.Э. Кутяев