

Влияние спинового эффекта Холла на резонансную частоту и магнитную восприимчивость магнетонного нановолновода

О. С. Темная¹⁾, С. А. Никитов

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

Поступила в редакцию 24 сентября 2024 г.

После переработки 4 октября 2024 г.

Принята к публикации 4 октября 2024 г.

Исследовано влияние изменения величины спинового тока на магнитную восприимчивость магнетонного нановолновода, представляющего собой гетероструктуру “ферромагнетик–нормальный металл”. Основываясь на теоретической модели Ландау–Лифшица–Гильберта с токовым членом в форме Слоновского–Берже, описывающей динамику намагниченности с учетом переноса спинового момента, получены выражения для действительной и мнимой частей магнитной восприимчивости в геометрии поверхностных спиновых волн в затухающем режиме. Полученная модель хорошо аппроксимирует экспериментальные данные, демонстрирующие рост амплитуды спиновых волн, распространяющихся в гетероструктуре YIG/Pt. Показано, что усиление спинового тока приводит к росту резонансной частоты спиновых волн и величин компонент тензора магнитной восприимчивости в резонансе. Результаты работы могут быть использованы для создания волноводов спиновых волн, в которых возможно управление потерями, и высокочувствительных сенсоров магнитных полей.

DOI: 10.31857/S0370274X24110187, EDN: GWXIGS

В настоящее время активно развиваются технологии, для которых требуются новые методы обработки и передачи информации на наномасштабах. Продолжающаяся миниатюризация электронных компонентов традиционных полупроводниковых устройств подводит существующие технологии к своим физическим и технологическим пределам, в частности, в вопросах энергоэффективности и теплоотдачи. Это создает спрос на поиск альтернативных технологий, которые могли бы позволить улучшать характеристики информационных систем, таких как скорость передачи информации, размеры и энергопотребление.

Одним из предлагаемых подходов является создание магнетонных устройств, которые используют спиновые волны для обработки и передачи информации [1, 2]. Спиновые волны, или волны намагниченности, обладают рядом преимуществ по сравнению с электромагнитными, на основе которых функционируют элементы традиционной электроники, в том числе в наномасштабных устройствах. В отличие от электрических токов, распространение которых связано с тепловыми потерями, спиновые волны могут распространяться без переноса заряда, тем самым значительно снижая потребление энергии [3]. Кроме того, на одной и той же частоте спиновые волны име-

ют на 2–3 порядка более короткие длины волн, чем электромагнитные, что имеет значительную роль в вопросах миниатюризации [4, 5]. Таким образом, совмещение магнетонных устройств с полупроводниковой электроникой может стать значительным шагом в ее развитии.

Важной задачей в этой области является разработка методов контроля затухания распространяющихся спиновых волн [6–8]. Управление собственным затуханием в магнетонных структурах необходимо для того, чтобы спиновые волны могли распространяться на большие расстояния без потери мощности. В ряде исследований [9–11] продемонстрировано, что усиление распространяющихся спиновых волн за счет переноса спинового момента является эффективным способом управления собственным затуханием. Интерес исследователей в основном сосредоточен на усилении амплитуды спиновых волн, в то время как вопрос влияния спинового тока на магнитную восприимчивость $\hat{\chi}$ остается неисследованным. Известно, что $\hat{\chi}$ определяет главные характеристики магнитных материалов. Так, общая форма выражения для дисперсионной характеристики ферромагнетика $\omega_r(k)$ содержит члены, зависящие от компонент $\hat{\chi}$ и меняющие наклон характеристики, что приводит к изменению распределения энергии в материале вдоль разных направлений, что в свою очередь влияет на распространение и усиление спино-

¹⁾e-mail: ostemnaya@gmail.com

вых волн. Магнитная восприимчивость определяет величину отклика ферромагнетика на внешнее магнитное поле, так что в материалах с более высокой χ влияние внешнего воздействия на спиновые волны увеличивается.

В данной работе изучается влияние усиления спинового тока в гетероструктуре “ферромагнетик–нормальный металл” (ФМ–НМ) на резонансные частоты и величины компонент тензора магнитной восприимчивости в резонансе. Усиление спинового тока достигается за счет переноса спинового момента, возникающего благодаря спиновому эффекту Холла при пропускании электрического тока через тонкий слой НМ с большим спин-орбитальным взаимодействием (рис. 1). Проведено сравнение феноменологической теоретической модели для динамики намагниченности, описываемой уравнением Ландау–Лифшица–Гильберта, с экспериментом [9], в котором продемонстрирован экспоненциальный рост амплитуды спиновых волн в гетероструктуре, состоящей из слоя допированного висмутом железо-иттриевого граната (BiYIG) толщиной $L_1 = 20$ нм и слоя платины (Pt) толщиной $L_2 = 6$ нм. В отличие от эксперимента, проведенного для докритической и закритической областей с ориентацией внешнего магнитного поля вне плоскости образца ($\mathbf{H}_0 \perp \mathbf{k}$, $\theta = 30^\circ$), мы рассматриваем только докритическую область существования спиновых волн (ниже порога возбуждения автоколебаний) в случае, когда в структуре распространяются поверхностные магнитостатические волны ($\mathbf{H}_0 \perp \mathbf{k}$, $\theta = 0^\circ$). В [9] направление постоянно внешнего магнитного поля $\theta = 30^\circ$ обеспечивало значительное уменьшение эллиптичности траектории движения вектора намагниченности и нелинейного сдвига частоты, однако в рассматриваемой в данной работе докритической области эти эффекты не проявляются, поэтому выбор угла θ° здесь не принципиален.

Динамика намагниченности $\mathbf{M}$ с учетом затухания и эффекта переноса спинового момента из слоя НМ в ФМ может быть описана уравнением Ландау–Лифшица–Гильберта–Слончевского [4]:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma_0 (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) + \frac{\alpha}{M_s} \left(\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right) + \frac{\sigma I}{M_s} \mathbf{M} \times \mathbf{M} \times \mathbf{p}, \quad (1)$$

где $\gamma_0 = |\gamma|\mu_0$, $|\gamma|$ – гиромагнитное отношение, $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ – эффективное магнитное поле, α – константа затухания, зависящая от константы затухания Гильберта и спиновой накачки, $\sigma = C\gamma/L_1$, M_s – намагниченность насыщения, L_1 – толщина ферромагнетика,

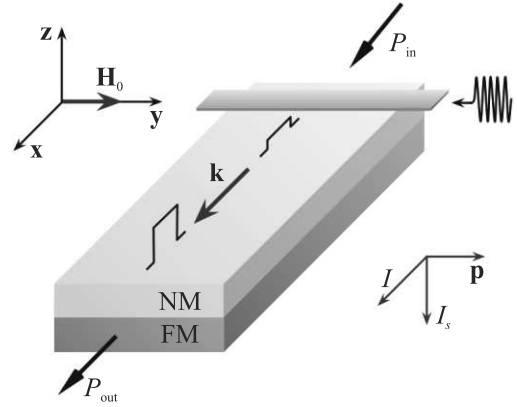


Рис. 1. (Цветной онлайн) Исследуемая гетероструктура “ферромагнетик–нормальный металл”. В ферромагнитном слое распространяются поверхностные спиновые волны, возбуждаемые микроволновой антенной. За счет постоянного электрического тока, протекающего через металлический слой, возникает спиновый ток, направленный перпендикулярно границе раздела слоев гетероструктуры и создающий дополнительный крутящий момент, приводящий к уменьшению затухания спиновых волн

где происходит спиновый транспорт, C – феноменологическая константа, характеризующая эффективность переноса спинового момента из НМ в ФМ [10]. Эффективное поле состоит из внешнего постоянного магнитного поля $\mathbf{H}_0$, динамического поля антенны $\mathbf{h}_a = \mathbf{h}_a(\mathbf{k}, \omega)$, дипольного $\mathbf{h}_d = \mathbf{h}_d(\mathbf{k}, \omega)$ и обменного $\mathbf{h}_{\text{ex}} = \mathbf{h}_{\text{ex}}(\mathbf{k}, \omega)$ полей. В случае малых отклонений колебаний намагниченности $\mathbf{m} = \mathbf{m}(\mathbf{k}, \omega)$ от положения равновесия $\mathbf{M}_0$, т.е. $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{M}_0|$, уравнение (1) может быть линеаризовано и представлено в виде

$$i\omega \mathbf{m} = -\gamma_0 (\mathbf{M}_0 \times [\mathbf{h}_d + \mathbf{h}_{\text{ex}}]) + \mathbf{M}_0 \times \mathbf{h}_a + \mathbf{m} \times \mathbf{H}_0 + \frac{i\omega\alpha}{M_0} (\mathbf{M}_0 \times \mathbf{m}) + \frac{\sigma I}{M_s} (\mathbf{M}_0 \cdot \mathbf{p}) \mathbf{m}. \quad (2)$$

Для планарных магнитных структур усредненное внутреннее дипольное магнитное поле записывается в виде [12]

$$\mathbf{h}_d = - \begin{bmatrix} P \sin^2(\theta) & P \cos(\theta) \sin(\theta) & 0 \\ P \cos(\theta) \sin(\theta) & P \cos^2(\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 1 - P \end{bmatrix} \mathbf{m}, \quad (3)$$

где θ – угол между векторами стационарной намагниченности и волнового числа и

$$P = \frac{1 - e^{-kL_1}}{kL_1}. \quad (4)$$

Поле неоднородного обмена для плоских волн может быть выражено в виде

$$\mathbf{h}_{\text{ex}} = -\alpha_{\text{ex}} k^2 \mathbf{m}, \quad (5)$$

где α_{ex} – константа неоднородного обмена. В геометрии поверхностных спиновых волн в случае, когда вектор внешнего магнитного поля направлен вдоль оси $\mathbf{y}$, уравнение (1) может быть упрощено и представлено в виде [12]

$$\begin{bmatrix} \omega_1 + i\omega\alpha & i\omega - \omega_1 \\ \omega_1 - i\omega & \omega_2 + i\omega\alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} m_x \\ m_z \end{bmatrix} = \omega_M \begin{bmatrix} h_x \\ h_z \end{bmatrix}, \quad (6)$$

частота спинового тока ω_I определяется как

$$\omega_I = \frac{\sigma I}{M_s} (\mathbf{M}_0 \cdot \mathbf{p}). \quad (7)$$

Так как

$$\begin{bmatrix} m_x \\ m_z \end{bmatrix} = \hat{\chi} \begin{bmatrix} h_x \\ h_z \end{bmatrix}, \quad (8)$$

получаем выражение для тензора магнитной восприимчивости $\hat{\chi}$ из системы (6):

$$\begin{aligned} \hat{\chi} &= \omega_M \begin{bmatrix} \omega_1 + i\omega\alpha & i\omega - \omega_1 \\ \omega_1 - i\omega & \omega_2 + i\omega\alpha \end{bmatrix}^{-1} = \\ &= \omega_M \frac{1}{\det} \begin{bmatrix} \omega_2 + i\omega\alpha & \omega_1 - i\omega \\ i\omega - \omega_1 & \omega_1 + i\omega\alpha \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $\det = \omega_r^2 - (1 + \alpha^2)\omega^2 + i\omega\Gamma_{\text{eff}}$; $\Gamma_{\text{eff}} = \alpha(\omega_1 + \omega_2) - 2\omega_1$; $\omega_1 = \omega_0 + \omega_M(\lambda_{\text{ex}}k^2 + 1 - P)$; $\omega_2 = \omega_0 + \omega_M(\lambda_{\text{ex}}k^2 + P)$. Дисперсионная характеристика $\omega_r(k)$ определяется выражением

$$\omega_r = \sqrt{\omega_1\omega_2 + \omega_1^2}. \quad (10)$$

Таким образом, выражения для компонент тензора магнитной восприимчивости с учетом усиления спинового тока имеют следующий вид:

$$\chi_{xx} = \chi'_{xx} - i\chi''_{xx} = \frac{\omega_M(\omega_2 + i\omega\alpha)}{\omega_r^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma_{\text{eff}}}, \quad (11)$$

$$\chi_{zz} = \chi'_{zz} - i\chi''_{zz} = \frac{\omega_M(\omega_1 + i\omega\alpha)}{\omega_r^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma_{\text{eff}}}, \quad (12)$$

$$\chi_{xz} = \chi'_{xz} - i\chi''_{xz} = \frac{\omega_M(i\omega - \omega_1)}{\omega_r^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma_{\text{eff}}}. \quad (13)$$

На рисунке 2 сплошными линиями показаны пространственные зависимости амплитуды спиновых

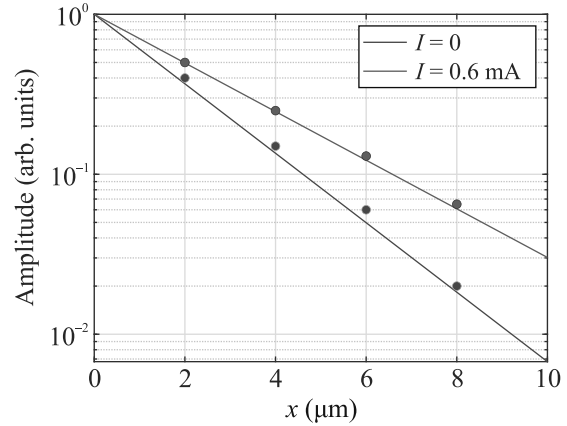


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимости интенсивности спиновых волн от расстояния при разных величинах постоянного электрического тока I . Точки – экспериментальные данные [9], линии – результат численного моделирования

волн при двух значениях постоянного электрического тока $I = 0$ мА и $I = 0.6$ мА, построенные численно; точки взяты из эксперимента [9]. Видно, что при пропускании электрического тока через слой нормального металла наблюдается рост амплитуды спиновых волн вследствие возникновения спинового эффекта Холла. Таким образом, пространственное затухание спиновых волн уменьшается при росте постоянного тока. Для численных оценок использовались следующие параметры: $\alpha = 0.21$, $M_s = 1.5$ мТл, $v_g = 135$ м/с, $\lambda_{\text{ex}} = 7.3 \cdot 10^{-10}$ м, $I_{\text{th}} = 1 \cdot 10^{-3}$ А, $\gamma \approx 2\pi \cdot 28$ ГГц/Тл, $\mu_0 = 1.256 \cdot 10^{-6}$ Гн/м.

Спиновый эффект Холла также влияет на дисперсионную характеристику спиновых волн $\omega_r(k)$, как показано на рис. 3. Видно, что выражение (10) хорошо аппроксимирует экспериментальные данные [9] для случая, когда вектор внешнего магнитного поля лежит в плоскости образца. Влияние спинового тока приводит не только к компенсации потерь, но и к смещению вверх дисперсионной характеристики, при этом ее характер не меняется. Таким образом, уменьшение эффективного затухания делает возможным возбуждение спиновых волн с более высокими частотами волн на одной и той же длине волны. Изменение электрического тока от $I = 0$ мА до $I_{\text{th}} = 1$ мА (ток возникновения автоколебаний) приводит к росту частоты возбуждаемых спиновых волн приблизительно на 2 %.

Рассмотрим влияние усиления спинового тока на магнитную восприимчивость гетероструктуры $\hat{\chi}$. Рост величины электрического тока I , проходящего через НМ, приводит к увеличению ω_I согласно выражению (7). Так как $\omega_1\omega_2 \gg \omega_I^2$, из выражений (10)–

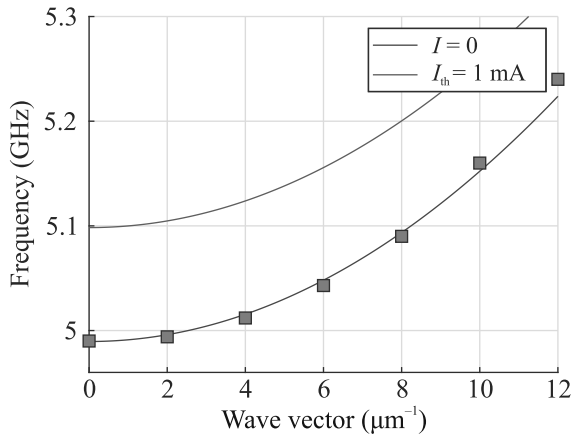


Рис. 3. (Цветной онлайн) Дисперсионные характеристики спиновых волн, построенные в случае, когда на структуру действует электрический ток величиной $I = 0$ мА и $I_{th} = 1$ мА. Точки – экспериментальные данные [9], кривые – результат численного моделирования

(13) следует, что спиновый ток, возбуждаемый в ФМ благодаря спиновому эффекту Холла, приводит к росту $|\chi_{zz}|$, как показано на рис. 4; компоненты $|\chi_{xx}|$ и $|\chi_{xz}|$ претерпевают такие же изменения. Магнитная восприимчивость, которая определяется отношением намагниченности $\mathbf{M}$ к величине внешнего магнитного поля $\mathbf{H}_0$, чувствительна к коллективной спиновой динамике, поэтому рост амплитуды спиновых волн приводит к увеличению компонент $\hat{\chi}$ в резонансе.

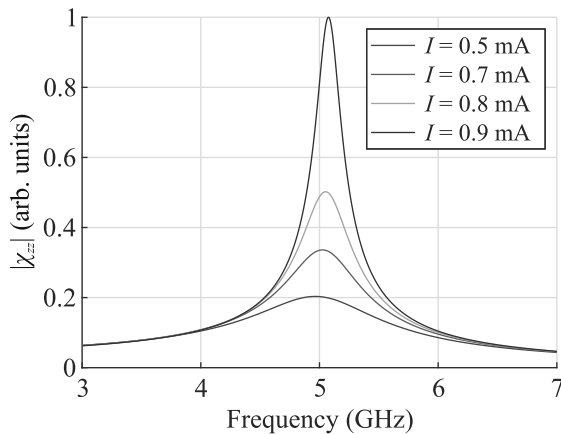


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость модуля магнитной восприимчивости χ_{zz} от частоты ω при разных величинах постоянного тока I

Таким образом, в работе исследовано влияние усиления спинового тока на магнитную восприимчивость гетероструктуры ФМ–НМ в случае распро-

странения поверхностных спиновых волн. Показано, что представленная математическая модель хорошо аппроксимирует экспериментальные данные [9], полученные в докритическом режиме. Результаты численного моделирования демонстрируют усиление амплитуды и частоты спиновых волн и рост магнитной восприимчивости при пропускании через металлический слой постоянного электрического тока. Представленные результаты могут быть использованы при создании высокочувствительных сенсоров магнитных полей и магнанных волноводов с возможностью управления затуханием.

Финансирование работы. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда # 24-19-00250.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. B. Flebus, D. Grundler, B. Rana et al. (Collaboration), *J. Phys. Condens. Matter* **36**, 363501 (2024).
2. A. V. Chumak, P. Kabos, M. Wu et al. (Collaboration), *IEEE Trans. Magn.* **58**, 6 (2022).
3. Q. Wang, P. Pirro, R. Verba, A. Slavin, B. Hillebrands, and A. V. Chumak, *Sci. Adv.* **4**(1), e1701517, (2018).
4. S. M. Rezende, *Fundamentals of Magnonics*, Springer, Switzerland (2020).
5. С. А. Никитов, А. Р. Сафин, Д. В. Калябин, А. В. Садовников, Е. Н. Бегинин, М. В. Логунов, М. А. Морозова, С. А. Одинцов, С. А. Осокин, А. Ю. Шараевская, Ю. П. Шараевский, А. И. Кирилюк, *УФН* **190**, 1009 (2020).
6. V. E. Demidov, S. Urazhdin, A. B. Rinkevich, G. Reiss and S. O. Demokritov, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 152402 (2014).
7. A. Navabi, Y. Liu, P. Upadhyaya et al. (Collaboration), *Phys. Rev. Appl.* **11**, 034046 (2019).
8. A. Hamadeh, O. d'Allivy Kelly, C. Hahn et al. (Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **113**, 197203 (2014).
9. H. Merbouche, B. Divinskiy, D. Gouéré, R. Lebrun, A. El Kanj, V. Cros, P. Bortolotti, A. Anane, S. O. Demokritov, and V. E. Demidov, *Nat. Commun.* **15**, 1560 (2024).
10. Z. Wang, Y. Sun, M. Wu, V. Tiberkevich, and A. Slavin, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 146602 (2011).
11. O. Gladii, M. Collet, K. Garcia-Hernandez, C. Cheng, S. Xavier, P. Bortolotti, V. Cros, Y. Henry, J.-V. Kim, A. Anane, and M. Bailleul, *Appl. Phys. Lett.* **108**, 202407 (2016).
12. F. Vanderveken, V. Tyberkevych, G. Talmelli, B. Sorée, F. Ciubotaru, and C. Adelmann, *Sci. Rep.* **12**, 3796 (2022).