Письма в ЖЭТФ, том 120, вып. 2, с. 125 – 129

Перекачка энергии между связанными планарными магнонными волноводами вблизи особой точки

О. С. Темная[1], *С. А. Никитов*

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

Поступила в редакцию 7 июня 2024 г.
После переработки 17 июня 2024 г.
Принята к публикации 17 июня 2024 г.

Исследована перекачка энергии в связанных планарных магнонных гетероструктурах "ферромагнетик-нормальный металл" с равноценным усилением и затуханием спиновых волн, в которых возможно наблюдение особой точки – точки пространства параметров системы, где вырождаются ее собственные значения и собственные векторы. Показано, что при увеличении постоянного электрического тока разной полярности, которое приводит к изменению величины спин-поляризованного тока, длина перекачки энергии из одной гетероструктуры в другую растет и в особой точке стремится к бесконечности. Наличие рассогласования в собственных затуханиях намагниченностей двух волноводов приводит к уменьшению критического тока, при котором возникает особая точка, тогда как рассогласование в волновых числах (отсутствие синхронизма фазовых скоростей) приводит к увеличению критического тока при ограничении длины перекачки. Представленные результаты могут быть использованы при создании управляемых магнонных направленных межсоединений.

DOI: 10.31857/S1234567824140076, EDN: UYAXAT

Спиновые волны могут распространяться в магнитных материалах с минимальными потерями энергии и имеют на порядки меньшие длины волн, чем электромагнитные волны той же частоты [1, 2]. Эти характеристики спиновых волн можно использовать для создания новых устройств обработки и передачи информации, а также для устройств спин- волновой логики. Важной задачей в этой области является управление характеристиками распространяющихся спиновых волн в планарных и многослойных структурах [3–5. В многослойных структурах, где тонкие ферромагнитные слои разделены изоляторами, возможен точный контроль связи и фазовых соотношений распространяющихся спиновых волн путем изменения толщины ферромагнитных слоев, однако их применение ограничено неудобством возбуждения и детектирования спиновых волн в ферромагнитных слоях. С другой стороны, в дипольно связанных планарных однослойных магнонных структурах параметры спиновых волн можно контролировать путем изменения расстояния между структурами. Такая конфигурация также хорошо исследована и широко применяется в оптике [6]. Связанные планарные магнонные структуры проще в изготовлении и лучше совместимы с КМОП-устройствами.

[1]e-mail: ostemnaya@gmail.com

Одной из важнейших характеристик связанных волноведущих структур является длина перекачки энергии, которая определяет расстояние, на котором два волновода взаимодействуют и обмениваются энергией. Длина перекачки энергии зависит от физических параметров волноводов и материалов, из которых они изготовлены, а также от расстояния между ними. Энергия периодически переносится из одной структуры в другую и обратно на расстоянии $L = \pi/\Delta k_x$, где $\Delta k_x = (k_{as} - k_s)$ – волновое число [7], k_s и k_{as} – волновые числа связанных симметричной и асимметричной спин-волновых мод, соответственно. Длина перекачки энергии является главной характеристикой направленных ответвителей [1, 3], поэтому необходимо иметь возможность управлять ею с большой точностью.

В данной работе мы рассматриваем связанные магнитным дипольным взаимодействием гетероструктуры ферромагнетик–нормальный металл (ФМ–НМ). Через НМ, обладающий сильным спин-орбитальным взаимодействием, протекает постоянный электрический ток, в зависимости от направления которого благодаря спиновому эффекту Холла наблюдается усиление или затухание спиновых волн в ФМ [8]. Пропуская через слои НМ постоянный ток в разных направлениях, мы равномерно увеличиваем и уменьшаем амплитуды спиновых волн, распространяющихся в связанных

ФМ волноводах. В спектрах таких систем могут возникать так называемые особые точки, в которых вырождаются собственные значения и собственные векторы системы [9–13]. После такого вырождения энергия распространяется с усилением только в одной из структур, в другой же она быстро полностью затухает. Энергия перекачивается между структурами и по мере приближения к особой точке меняется длина перекачки.

Исследуемая система связанных магнонных структур ФМ–НМ представлена на рис. 1. В одном

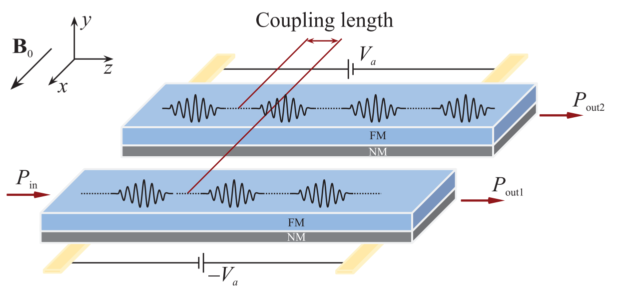

Рис. 1. (Цветной онлайн) Связанные магнитным дипольным взаимодействием планарные магнонные структуры ФМ–НМ

волноводе вдоль главной оси распространяется поверхностная магнитостатическая спиновая волна (ПМСВ), возбужденная микрополосковой линией передачи с частотой ω и мощностью $P_{\rm in}$. Во втором волноводе за счет магнитодипольного взаимодействия с первым также возбуждается ПМСВ, причем энергия магнитных возбуждений периодически перекачивается от одного ФМ волновода к другому, что было как показано численно [3], так и наблюдалось экспериментально [5, 14]. При протекании через металлический слой постоянного электрического тока с плотностью J_c благодаря спиновому эффекту Холла возникает спиновый ток плотностью J_s, направленный по оси z в ферромагнитный слой, причем они связаны выражением $J_{\rm s} = \theta_{\rm SH} J_c = \theta_{\rm SH} \left|V_a\right| / \rho l$ [8], где $\theta_{\rm SH}$ – спиновый угол Холла, V_a – постоянное напряжение, подведенное к металлу, ρ – удельное сопротивление НМ, l – расстояние между контактами подводимого к металлу напряжения. В случае, когда вектор поляризации спинового тока $\mathbf{p}$ коллинеарен стационарному направлению намагниченности, путем изменения направления и величины J_c можно управлять затуханием на границе ФМ–металл, частично компенсируя его или усиливая. Векторы поляризации спинового тока $\mathbf{p}$ и стационарной намагниченности $\mathbf{M}_0$ должны быть сонаправленными для компенсации затухания спиновых волн и антипараллельными для создания дополнительного положительного эффективного затухания [8].

Динамика намагниченности в ФМ волноводе описывается уравнением Ландау–Лифшица–Гильберта (ЛЛГ) [1]:

$$\frac{d\mathbf{M}_{1,2}}{dt} = -\mu_0\gamma \left[\mathbf{M}_{1,2} \times \mathbf{H}_{\rm eff}\right] + \frac{\alpha_{\rm G}}{M_0}\left[\mathbf{M}_{1,2} \times \frac{d\mathbf{M}_{1,2}}{dt}\right] \pm \frac{\sigma J_s}{M_s}\left[\mathbf{M}_{1,2} \times \left[\mathbf{M}_{1,2} \times \ \mathbf{p}\right]\right], \quad (1)$$

где $\gamma \approx 2\pi \cdot 28$ ГГц/Тл – гиромагнитное отношение, $\mu_0 = 1.256 \cdot 10^{-6}$ – магнитная постоянная, $\mathbf{M}$ – вектор намагниченности волновода, $\mathbf{H}_{\rm eff}$ – эффективное магнитное поле, включающее внешнее, обменное и размагничивающее поля, M_s – намагниченность насыщения ФМ, $\alpha_{\rm G}$ – константа затухания Гильберта, $\sigma = C\gamma/T$ [8], M_s – намагниченность насыщения, T – эффективная толщина ФМ, где происходит спиновый транспорт, C – феноменологическая константа, характеризующая эффективность переноса спинового момента из НМ в ФМ, J_s – плотность спинового тока в слое нормального металла [8]. В зависимости от знака $\mathbf{p}$ в уравнении ЛЛГ (1) можно либо компенсировать затухание ФМ (второе слагаемое в правой части (1)), либо усиливать его.

В случае стационарных во времени волновых процессов можно перейти от временных уравнений (1) к связанным уравнениям для огибающих $c_{1,2}(z)$ спиновых волн [1], распространяющихся вдоль оси $0z$ (рис.1), в виде

$$\begin{aligned} \frac{dc_1}{dz} &= -i\left(\beta_1 + i\left(\Delta_0 + \Delta\right)\right)c_1 + i\Omega c_2, \\ \frac{dc_2}{dz} &= -i\left(\beta_2 + i\left(\Delta_0 - \Delta\right)\right)c_2 + i\Omega c_1. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\beta_{1,2}$ – постоянные распространения волн в волноводах, Δ_0 и $\Delta(I_0)$ – собственные и вносимые за счет тока I_0 потери, соответственно, Ω – константа магнитной дипольной связи между волноводами, зависящая от расстояния между ними. Вывод модели (1) из уравнения ЛЛГ с учетом переноса спинового момента в форме Слончевского представлен в [13]. Используя подстановку $c_{1,2}\left(z\right) = A_{1,2}e^{\gamma z}$, для случая синхронизма фазовых скоростей $\beta_1 = \beta_2 = \beta_0$ получаем выражение для собственных значений в виде

$$\gamma_{1,2} = \Delta_0 - i\beta_0 \pm \sqrt{\Delta^2 - \Omega^2}. \quad (3)$$

Анализ выражения (2) показывает, что при $\Delta = \Omega$ (т.е. в особой точке) характеристические корни совпадают $\gamma_1 = \gamma_2$, при $\Delta < \Omega$ мнимые части двух корней не совпадают, при $\Delta > \Omega$ действительные части двух корней не совпадают. В общем случае решение (2) можно представить в следующем виде:

$$\gamma_{1,2} = (\Delta_0 \pm \alpha) - i\left(\beta_a \mp \tilde{\beta}_a\right), \qquad (4)$$

где $\alpha = \sqrt{D}\cos\frac{\Phi}{2}$; $\beta_a = \frac{\beta_1+\beta_2}{2}$; $\tilde{\beta}_a = \sqrt{D}\sin\frac{\Phi}{2}$; величины D и Φ определяются из выражений

$$D = \sqrt{\left(\Delta^2 - \Omega^2 - \left(\frac{\beta_1-\beta_2}{2}\right)^2\right)^2 + \left(\Delta\left(\beta_1-\beta_2\right)\right)^2},$$

$$\Phi = \arctan\left(\frac{\Delta\left(\beta_1-\beta_2\right)}{\Delta^2-\Omega^2-\left(\left(\beta_1-\beta_2\right)/2\right)^2}\right). \qquad (5)$$

Таким образом, общее решение системы уравнений (1) можно представить в виде

$$c_1(z) = A_1 e^{\gamma_1 z} + A_2 e^{\gamma_2 z} =$$
$$= e^{(\Delta_0 - i\beta_a)z}\cdot\left(A_1 e^{\alpha_0 z} + A_2 e^{-\alpha_0 z}\right), \qquad (6)$$
$$c_2(z) = \frac{1}{i\Omega}\left(i\beta_1 + \frac{d}{dz}\right)c_1(z) =$$
$$= \frac{e^{(\Delta_0 - i\beta_a)z}}{i\Omega}\left(\kappa_1 A_1 e^{\alpha_0 z} + \kappa_2 A_2 e^{-\alpha_0 z}\right),$$

где $\kappa_{1,2} = \left(i\beta_1 \pm \gamma_2\right), \alpha_0 = \left(\alpha + i\tilde{\beta}_a\right)$. В частном случае, когда энергия в точке при $z = 0$ сосредоточена только в первом волноводе $c_1|_{z=0} = A_0$, а во втором равна нулю $c_2|_{z=0} = 0$, выражения (6) примут следующий вид:

$$c_1(z) = e^{(\Delta_0 - i\beta_a)z}\cdot\frac{A_0}{2}\cdot\left(e^{\alpha_0 z} + e^{-\alpha_0 z}\right), \qquad (7)$$
$$c_2(z) = \frac{A_0 e^{(\Delta_0 - i\beta_a)z}}{2i\Omega}\left(i\kappa_1 e^{\alpha_0 z} + \kappa_2 e^{-\alpha_0 z}\right).$$

Используя выражения (7), можно найти зависимости энергии спиновых волн в каждом волноводе как $P_{1,2}(z) = 2\left|c_{1,2}(z)\right|^2$. На рисунке 2 показаны зависимости нормированных к максимальному значению $P_0 = P_1|_{z=0}$ величины энергии $E_{1,2} = P_{1,2}/P_0$ от расстояния z для нулевого значения вносимых потерь. При этом амплитуды обеих волн затухают с декрементом, соответствующему собственным потерям спиновых волн в волноводах Δ_0. Как видно, на длине [2] $L_0 = \pi\ /\ D$ происходит полная перекачка энергии из одного волновода во второй, а увеличение спинового тока с 1.2 мА до 3.7 мА приводит к увеличению длины перекачки с 15 мкм до 20 мкм (рис. 3) для выбранных типичных параметров численного эксперимента. Амплитуда пика, при котором происходит полная перекачка энергии, растет вследствие увеличения плотности спин-поляризованного

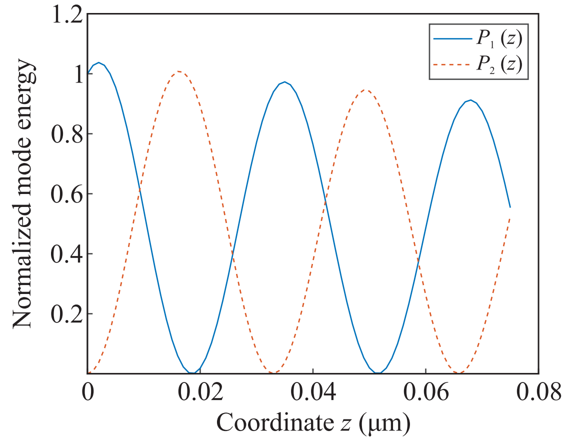

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость энергии спин-волновых мод от длины для двух волноводов при нулевых вносимых потерях

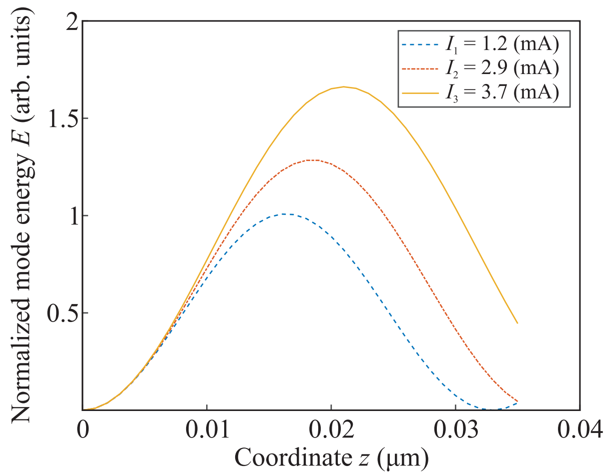

Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость энергии спин-волновой моды в одном из волноводов от расстояния при трех значениях спин-поляризованного тока, характеризующих вносимые потери $I_1 = 1.2$ мА, $I_2 = 2.9$ мА, $I_3 = 3.7$ мА

тока, пропускаемого через обе структуры симметрично. Для численных оценок использовались следующие параметры [9]: $\beta_{1,2} = k_0/v_g$, $k_0 = 20\cdot10^6$ рад/м, $v_g = 3.6\cdot10^5$ м/с, $\Omega_0 = 9.7\cdot10^4$ рад/м, $\Delta_0 = -0.01\cdot\Omega_0, \Delta = \sigma I/v_g, \sigma = 6.15\cdot10^{12}$ рад/ (А · с).

Рассмотрим возможность изменения длины перекачки при разных значениях параметров системы связанных волноводов. При изменении рассогласования собственного затухания намагниченностей в двух волноводах $\Delta_1 = \Delta_0 + \Delta + \Delta g$ и $\Delta_2 = \Delta_0 - \Delta$ действительная часть волнового числа увеличивается, а длина перекачки L_0 уменьшается. Таким образом, наличие рассогласования в собственных затуханиях уменьшает величину тока I_{EP}, при которой наблюдается особая точка, однако оно увеличивает декремент затухания и амплитуды волн уменьшаются быстрее по длине волноводов. По этой причине использование волноводов с несимметричными собственными значениями потерь не является предпочтительным. На рисунке 4 представлено семей-

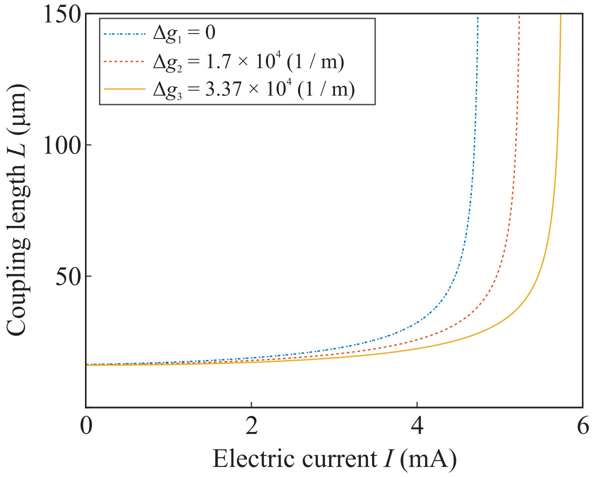

Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимости длины перекачки энергии между волноводами от величины тока, пропускаемого через слои нормального металла для разницы в собственных затуханиях: $\Delta g_1 = 0$, $\Delta g_2 = 1.7 \cdot 10^4$ (1/м), $\Delta g_3 = 3.37 \cdot 10^4$ (1/м)

ство зависимостей длины перекачки от величины тока для разных значений рассогласования в затуханиях Δg. Рассогласование в собственных постоянных распространения $\beta_{1,2}$ (отсутствие синхронизма фазовых скоростей) приводит к уменьшению действительной части волнового числа и, соответственно, к увеличению длины перекачки (рис. 5). При этом при некоторых значениях рассогласования $\beta_{1,2}$ происходит ограничение роста величины длины перекачки до бесконечности с током, что ограничивается порогом неустойчивости спиновых волн. Стоит отметить, что для случая рассогласования волновых чисел значение тока в особой точке увеличивается в сравнении с рассогласованием собственных потерь при отсутствии уменьшения амплитуды волн, поскольку собственный декремент затухания не меняется. В данном случае длина перекачки энергии между волноводами ограничена при тех же значениях тока, что позволяет использовать системы с особыми точками в управляемых магнонных межсоединениях с контролируемой длиной перекачки.

Таким образом, в работе исследована динамика длины перекачки энергии спиновых волн между двумя планарными магнонными волноводами с равноценным усилением и затуханием спиновых волн. Показано, что при увеличении плотности спин-

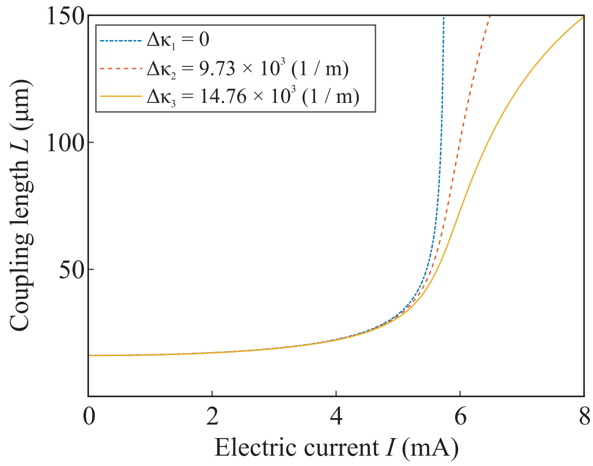

Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимости длины перекачки энергии между волноводами от величины тока, пропускаемого через слои нормального металла для разницы в собственных волновых числах: $\Delta k_1 = 0$, $\Delta k_2 = 9.73 \cdot 10^4$ (1/м), $\Delta k_3 = 14.6 \cdot 10^4$ (1/м)

поляризованного тока длина перекачки энергии из одного волновода в другой растет и в особой точке стремится к бесконечности. Наличие рассогласования в собственных затуханиях намагниченностей двух волноводов приводит к уменьшению критического тока особой точки, тогда как рассогласование в волновых числах приводит к увеличению критического тока при ограничении длины перекачки. Представленные результаты могут быть использованы при создании управляемых магнонных направленных ответвителей, а также могут быть интересны для построения сложных магнонных межсоединений с контролируемыми потерями [15].

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. S. M. Rezende, *Fundamentals of Magnonics*, Springer first edition, Switzerland (2020).
2. 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).
3. Q. Wang, P. Pirro, R. Verba, A. Slavin, B. Hillebrands, and A. V. Chumak, Sci. Adv. **4**(1), e1701517 (2018).
4. A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, S. E. Sheshukova, D. V. Romanenko, Yu. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, Appl. Phys. Lett. **107**, 202405 (2015).
5. X.-g. Wang, . G.-h. Guo, and J. Berakdar, Nat. Commun. **11**, 5663 (2020).

6. A. V. Krasavin and A. V. Zayats, Adv. Opt. Mater. **3**, 1662 (2015).
7. H. Sasaki and N. Mikoshiba, J. Appl. Phys. **52**, 3546 (1981).
8. Z. Wang, Y. Sun, M. Wu, V. Tiberkevich, and A. Slavin, Phys. Rev. Lett. **107**, 146602 (2011).
9. T. Kato, *A Short Introduction to Perturbation Theory for Linear Operators*, Springer first edition, N.Y. (2011).
10. A. A. Zyablovsky, A. P. Vinogradov, A. A. Pukhov, A. V. Dorofeenko, and A. A. Lisyansky, Phys.-Uspekhi **57**, 1063 (2014).
11. X. Wang, X.-g. Wang, G. Guo, and J. Berakdar, Phys. Rev. Appl. **15**, 034050 (2021).
12. A. V. Sadovnikov, A. A. Zyablovsky, A. V. Dorofeenko, and S. A. Nikitov, Phys. Rev. Appl. **18**, 024073 (2022).
13. O. S. Temnaya, A. R. Safin, D. V. Kalyabin, and S. A. Nikitov, Phys. Rev. Appl. **18**, 014003 (2022).
14. A. V. Sadovnikov, S. A Odintsov, E. N. Beginin, A. A. Grachev, V. A. Gubanov, S. E. Sheshukova, Y. P. Sharaevsky, and S. A. Nikitov, JETP Lett. **107**, 1 (2018).
15. A. V. Chumak, P. Kabos, M. Wu et al. (Collaboration), IEEE Trans. Magn. **58**, 6 (2022).