

УПРАВЛЯЕМАЯ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ СПИН-ВОЛНОВАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ В НЕРЕГУЛЯРНОЙ МАГНОННОЙ СТРУКТУРЕ

А. А. Грачев*, А. В. Садовников

Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского,
Лаборатория "Магнитные Метаматериалы"
410012, Саратов, Россия

Поступила в редакцию 21 июля 2022 г.,
после переработки 10 августа 2022 г.
Принята к публикации 10 августа 2022 г.

С помощью экспериментальных и численных исследований показано управляемое лазерным излучением распространение и взаимодействие спиновых волн в нерегулярной магнитной структуре в геометрии интерферометра Маха–Цендера. Показано, что использование лазерного излучения путём нагрева одного из плеч интерферометра приводит к управляемой интерференции спин-волнового сигнала в выходной секции. Была экспериментально измерена величина нагрева плёнки железо-иттриевого граната при воздействии лазерного нагрева. С помощью микромагнитного моделирования продемонстрирована эволюция спин-волновой интерференционной картины при воздействии лазерного нагрева одного из плеч интерферометра. Полученные результаты обеспечивают простое решение для создания перестраиваемых спин-волновых интерферометров для парадигмы магнонной логики.

*Статья представлена в рамках публикации материалов VIII Евразийского симпозиума
«Тенденции в магнетизме» (EASTMAG-2022), Казань, август 2022 г.*

DOI: 10.31857/S0044451023010091
EDN: NNSADT

1. ВВЕДЕНИЕ

Использование передачи магнитного момента или спина электрона вместо переноса заряда открывает новые возможности для построения элементной базы устройств для передачи и хранения информации с использованием коллективного прецессионного движения упорядоченных магнитных моментов — спиновых волн (СВ) или магнонов [1, 2], распространяющихся с длинами волн от микрометра до десятков нанометров в гигагерцевом и терагерцевом диапазонах частот [3]. Перспективным и открытым научным направлением указывается исследование СВ в качестве переносчиков информации для логических устройств следующего поколения [4, 5]. СВ-устройства, работая в диапазоне частот от единиц ГГц до 10 ТГц, имеют длину спиновой

волны на четыре-пять порядков меньшую, чем радиоволны аналогичной частоты, т.е. обладают хорошей интеграцией с современными микро- и наноразмерными электронными устройствами и схемами, в том числе и с 3D-архитектурой ультрабольших интегральных схем [6]. С точки зрения развития физических основ телекоммуникационных технологий нового поколения важной задачей является развитие методов управления спектрами магнонов [2], являющихся носителями информационных сигналов в микро- и наноструктурах на основе магнитных материалов [1].

В настоящее время магнитным материалом с наименьшими потерями является железо-иттриевый гранат (ЖИГ) [7]. Во многом это связано с очень малыми значениями ширины линии ферромагнитного резонанса (ФМР) и параметра затухания Гильберта [8]. Эксперименты по возбуждению и распространению спиновых волн в магнитных пленках ранее были ограничены только структурами на основе ферромагнитных металлов. Между тем, использование высококачественных пленок гранатов (напри-

* E-mail: Andrew.A.Grachev@gmail.com

мер, ЖИГ с составом $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) для таких задач оказалось более перспективным. На основе ЖИГ реализуются тонкопленочные волноводы с малыми потерями на распространение и резонаторы СВ с высокой добротностью в СВЧ-диапазоне радиоволн [9–12]. При этом ЖИГ является одним из наиболее перспективных материалов также ввиду возможности масштабирования вплоть до нескольких нанометров и малых энергозатрат для возбуждения спиновых волн [13–16]. Это открывает широкие возможности использования таких структур при создании энергонезависимой памяти, спиновых транзисторов, спиновой логики, датчиков магнитных полей и управляемых СВЧ-устройств на принципах диэлектрической магноники [1, 2, 5].

Локальное облучение поверхности магнитной пленки приводит к изменению эффективной намагниченности в области лазерного пятна, что, в свою очередь, приводит к формированию потенциальной ямы для собственных спин-волновых мод, которые квантуются по ширине ямы и могут распространяться в созданном потенциале [17, 18]. Идея использования лазерного излучения для фототермической модуляции частоты ферромагнитного резонанса магнитных пленок была предложена [19] задолго до появления работ, направленных на исследование динамики спиновых волн в нерегулярных структурах [20, 21]. В работах [22, 23] было показано, как можно создавать неоднородное распределение намагниченности в пленке ЖИГ, с помощью которого оказывается возможным управлять величиной и направлением групповой скорости, а также создавать запрещенные зоны в спектре спиновых волн, распространяющихся в магнитной пленке. Исследование влияния лазерного излучения на величину связи спиновых волн, распространяющихся в решетках магнитных микро- и наноразмерных волноводов, являются перспективными для разработки перестраиваемых устройств генерации, маршрутизации и управления свойствами магнитных состояний.

В данной работе с помощью экспериментальных и численных исследований показано управляемое лазерным излучением распространение и взаимодействие спиновых волн в нерегулярной магнитной структуре в геометрии интерферометра Маха – Цендера. Показано, что использование лазерного излучения путём нагрева одного из плеч интерферометра приводит к управляемой интерференции спин-волнового сигнала в выходной секции. Была проведена оценка влияния лазерного нагрева на поверхности пленки ЖИГ. Микромагнитное моделирование

позволило объяснить эволюцию спин-волновой интерференционной картины при воздействии лазерного нагрева одного из плеч интерферометра. Полученные результаты обеспечивают простое решение для создания перестраиваемых спин-волновых интерферометров для парадигмы магнитной логики.

2. ОПИСАНИЕ СТРУКТУРЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

Схема исследуемой структуры показана на рис. 1а. Рассматриваемая структура представляет собой нерегулярный ферритовый микроволновод в геометрии интерферометра Маха – Цендера. С помощью метода лазерного скрайбирования интерферометр был изготовлен из монокристаллической ферритовой пленки ЖИГ толщиной $t = 10$ мкм с намагниченностью насыщения $M_0 = 139$ Гс. Плёнка ЖИГ была выращена методом жидкофазной эпитаксии на подложке из гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) толщиной 500 мкм. Ширина интерферометра во входной и выходной секциях составляет $w_1 = 500$ мкм. Ширина центральной части интерферометра составляет $w_2 = 1.5$ мм. Для создания плеч интерферометра было сформировано эллипсоидальное отверстие в центре ЖИГ-волновода путем лазерной абляции с пространственным разрешением для вытравливания ЖИГ-слоя. Длина большой оси эллипса составляет 1 мм, а малой оси — 500 мкм. Общая длина интерферометра составляет 5 мм. Нагрев одного из плеч интерферометра будет осуществляться с помощью одночастотного Nd-лазера YVO4 Excelsior 532-200-CDRH с мощностью 200 мВт.

При экспериментальном исследовании возбуждение СВ будет осуществляться с помощью 50-омной микрополосковой линии передачи с микроволновым преобразователем шириной 30 мкм и длиной 2 мм. Выходной преобразователь будет находиться на расстоянии 4 мм от входного преобразователя. Структура была помещена в однородное статическое магнитное поле $H_0 = 1200$ Э, направленное вдоль оси x для эффективного возбуждения поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ).

С помощью радиофизических измерений на основе векторного анализатора цепей Agilent Technologies PNA Network Analyzer E8362C (10 МГц – 20 ГГц) были измерены амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) коэффициента прохождения (S_{21}) ПМСВ для рассмотренной структуры. Сплошная синяя кривая на рис. 1с показывает измерен-

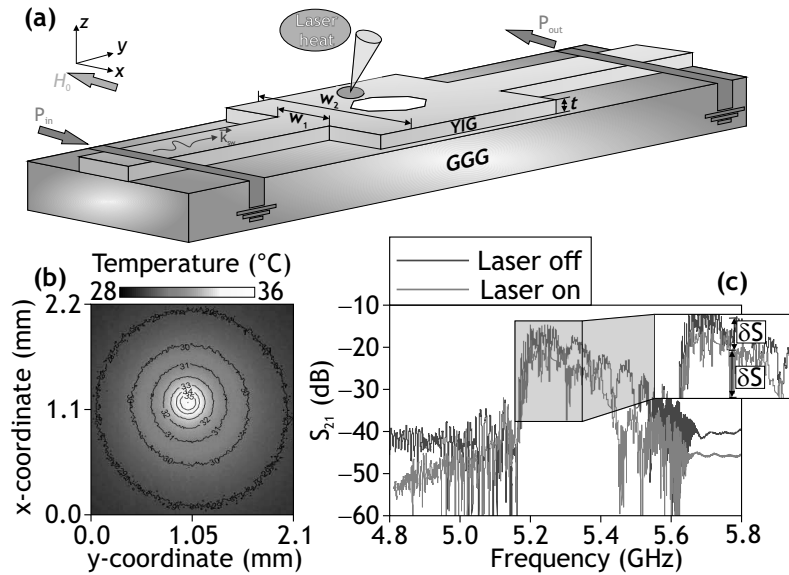


Рис. 1. *a)* Схема рассматриваемого интерферометра. *b)* Пространственная карта распределения температуры на поверхности плёнки ЖИГ. *c)* АЧХ коэффициента прохождения (S_{21}) поверхностных магнитостатических волн, распространяющихся в интерферометре, измеренных с помощью векторного анализатора цепей, в случае отсутствия лазерного нагрева (синяя сплошная кривая) и в случае воздействия лазерного нагрева на верхнее плечо интерферометра (красная сплошная кривая)

ную АЧХ для ПМСВ в случае отсутствия лазерного нагрева верхнего плеча интерферометра. Спиновые волны, генерируемые с входной секции, разделяются в центральной части интерферометра, а далее два спин-волновых пучка интерферируют друг с другом уже в области выходной секции. В зависимости от характера интерференции (конструктивная или деструктивная) мы получаем соответственно прохождение или непрохождение спин-волнового сигнала в выходной секции. Видно, что на характеристике присутствуют провалы мощности порядка 10 дБ. Данные провалы соответствуют непрохождению спин-волнового сигнала, соответствующему деструктивной интерференции СВ в выходной области. При воздействии лазерного нагрева на верхнее плечо интерферометра происходит трансформация АЧХ (см. сплошную красную кривую на рис. 1c). Было проведено экспериментальное измерение величины нагрева плёнки ЖИГ при помощи оптического тепловизора. На рис. 1b приведена пространственная карта распределения температуры на поверхности плёнки ЖИГ, демонстрирующее увеличение температуры на величину 8 °C при непрерывном нагреве поверхности ферритовой плёнки. При этом локальное увеличение температуры на поверхности плёнки ЖИГ приводит к уменьшению в этой области величины намагниченности насыщения. Таким образом, использование локального нагрева пленки

ЖИГ приводит к трансформации величины намагниченности насыщения, за которой следует изменение спин-волновой дисперсии в плечах интерферометра.

3. ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

Для подтверждения экспериментально наблюдаемой трансформации передаточных характеристик спин-волнового сигнала путем локального нагрева ЖИГ волновода было проведено численное моделирование на основе решения уравнения Ландау – Лифшица – Гильберта [24, 25]:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma [\mathbf{H}_{eff} \times \mathbf{M}] + \frac{\alpha}{M_0} \left[\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right], \quad (1)$$

где $\mathbf{M}$ — вектор намагниченности, $M_0 = 139$ Гс — намагниченность насыщения плёнки ЖИГ, $\alpha = 10^{-5}$ — феноменологически введенный Гильбертом параметр затухания,

$$\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{demag} + \mathbf{H}_{ex} + \mathbf{H}_a$$

— эффективное магнитное поле, $\mathbf{H}_0$ — внешнее магнитное поле, $\mathbf{H}_{demag}$ — поле размагничивания, $\mathbf{H}_{ex}$ — обменное поле, $\mathbf{H}_a$ — поле анизотропии, $\gamma = 2.8$ МГц/Э — гиромангнитное отношение в плёнке ЖИГ. Для уменьшения отражений сигнала от границ расчетной области в численном моделировании были введены регионы ($0 < x < 0.3$ мм и

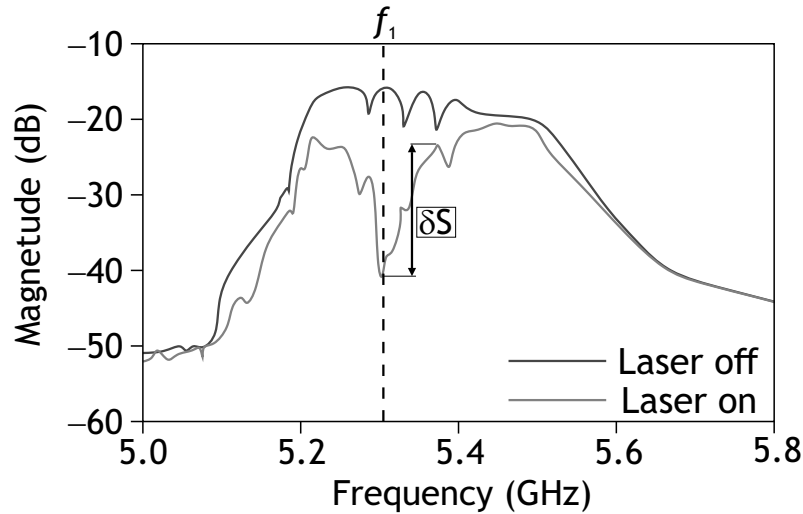


Рис. 2. Частотные зависимости спектральной плотности мощности для интерферометра в случае отсутствия лазерного нагрева (синяя сплошная кривая) и в случае воздействия лазерного нагрева на верхнее плечо интерферометра (красная сплошная кривая)

$4.7 < x < 5.0$ мм) с уменьшающимися в геометрической прогрессии параметром затухания α .

Для учета влияния локального лазерного нагрева при температуре T в моделирование была введена область с уменьшенной намагниченностью насыщения M_{0r} . В данном случае используется предположение о линейной зависимости уменьшения намагниченности насыщения с ростом значения T , так как диапазон изменения температуры превышал значение $T_{RT} + 8^\circ\text{C}$, что значительно ниже температуры Кюри $T_K = 285.85^\circ\text{C}$ для ЖИГ, где $T_{RT} = 27^\circ\text{C}$ — комнатная температура. Таким образом, изменение температуры приводит к изменению намагниченности насыщения в соответствии с линейной зависимостью намагниченности от температуры [7]:

$$M_{0r}(x, y) \approx M_0 - \beta [T(x, y) - T_{RT}],$$

где $\beta = 313 \text{ A/кмоль}$. Диаметр лазерного пятна в численном моделировании брался равным 350 мкм . При этом в области изменения намагниченности насыщения бралась в виде распределения гауссова пучка, что позволяет моделировать ситуацию неоднородного распределения по пространству. Нагрев вдоль глубины материала считался однородным.

Был проведен расчет спектральной плотности мощности выходного сигнала $P(f)$ вдоль оси x в сечении $y = 4 \text{ мм}$, соответствующей области выходной антенны обозначенной P_{out} на рис. 1а. Для этого входной сигнал задавался в виде $h_z(t) = h_0 \sin(2\pi f_c t)$, центральная частота $f_c = 7 \text{ ГГц}$, $h_0 = 0.1 \text{ Э}$. Затем значение динамической намагниченности $m_z(x, y, t)$ в области выходной секции P_{out} записывалось с шагом

$\Delta t = 75 \text{ фс}$ в течение времени $T = 500 \text{ нс}$. В результате этого оказывалось возможным с помощью двойного преобразования Фурье построить частотную зависимость динамической намагниченности на выходе $P_{out}(f)$ рассматриваемого интерферометра. На рис. 2 показано распределение спектральной плотности мощности в выходной секции интерферометра, соответствующее прохождению спиновых волн в случае отсутствия лазерного нагрева (сплошная синяя кривая) и в случае лазерного нагрева (сплошная красная кривая) верхнего плеча интерферометра. Как и в случае экспериментального исследования, воздействие лазерного нагрева на одно из плеч интерферометра приводит к трансформации АЧХ, а также увеличению глубины δS провала мощности, соответствующему деструктивной интерференции СВ.

Стоит отметить, что локальное воздействие лазерного нагрева на плечо интерферометра приводит к трансформации пространственного распределения амплитуды и фазы СВ. На рис. 3 *c, d* показано распределение интенсивности СВ $I(x, y) = m_y^2 + m_z^2$ в случае возбуждения ПМСВ при $f_1 = 5.305 \text{ ГГц}$. Такая конфигурация магнитной структуры позволяет реализовать логическую функцию "НЕ". В случае отсутствия лазерного нагрева, представляющего логический вход, два разделённых пучка СВ конструктивно интерферируют друг с другом из-за отсутствия разницы в фазе (см. рис. 3 *a*) и амплитуде (см. рис. 3 *c*) между ними, представляя собой логическую "1" на выходе. При воздействии локального лазерного нагрева на верхнее плечо интерферометра, расщепленные СВ деструктивно интерферируют

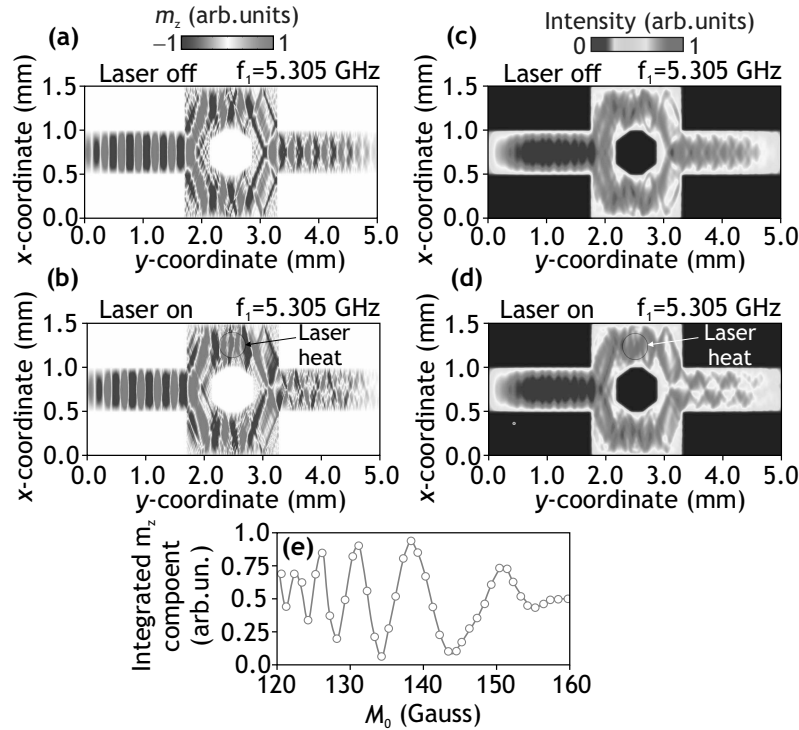


Рис. 3. Пространственные карты m_z -компоненты динамической намагниченности (a, b) и интенсивности (c, d) спиновых волн в случае отсутствия лазерного нагрева (a, c) и в случае воздействия лазерного нагрева на верхнее плечо интерферометра (b, d). e) Интегральное значение m_z -компоненты динамической намагниченности в выходной секции как функция изменения намагниченности насыщения в верхнем плече интерферометра

в выходной секции, поскольку после прохождения в верхнем и нижнем плечах они становятся в противофазе друг с другом, что означает логический "0" на выходе (см. рис. 3 b, d). Для демонстрации эффективного управления спин-волновыми характеристиками с помощью лазерного излучения построен график интегрального значения m_z -компоненты динамической намагниченности в выходном сечении (в поперечном сечении $y = 4$ мм) как функцию намагниченности насыщения, изменяемого в верхнем плече интерферометра на фиксированной частоте $f_1 = 5.305$ ГГц. В результате фазовый сдвиг $\Delta\Phi(M_0)$, накопленный во время раздельного распространения СВ между верхним и нижним плечами, имеет вид

$$\Delta\Phi(M_0) = \int k_{top}(l) - k_{bot}(l) dl,$$

где $k_{top}(l)$ и $k_{bot}(l)$ — дисперсия СВ в верхнем и нижнем плечах интерферометра. Значение $\Delta\Phi(M_0)$ управляется при изменении намагниченности насыщения в области, имитирующей нагрев лазерным излучением в верхнем плече, как видно на рис. 3 e. Воздействие локального нагрева приводит к уменьшению величины фазы и амплитуды в выходной секции интерферометра периодическим об-

разом. Таким образом, можно обеспечить управляемое лазерным излучением переключение амплитуды и фазы СВ. Подобный тип управления интенсивностью и фазой волнового сигнала свидетельствует о возможности использования предложенного многоканального устройства как базового элемента систем обработки сигналов на принципах магной логики [26–28], таких как магнронные логические ячейки на основе элементов нечеткой логики (fuzzy logic), нейроморфные системы мультиплексирования и демультиплексирования [29], пространственно-частотные делители и ответвители информационных сигналов в СВЧ- и терагерцевом диапазонах длин волн.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, экспериментально продемонстрировано управление спектром дипольных спиновых волн, распространяющихся в нерегулярной магной структуре в геометрии интерферометра Маха–Цендера. С помощью радиофизических измерений показано управление передаточными характеристиками спиновых волн при локальном воздействии на область в ЖИГ-волноводе. Была

проведена оценка влияния нагрева на поверхности пленки ЖИГ. Показано, что использование лазерного излучения путём нагрева одного из плеч интерферометра приводит к управляемой интерференции спин-волнового сигнала в выходной секции. С помощью микромагнитного моделирования показано управление амплитудой и фазой спиновых волн посредством лазерного нагрева. С прикладной точки зрения, рассмотренная структура найдёт применение в создании класса устройств обработки информации, таких как системы демультиплексирования с частотно-пространственной селективностью, направленные ответвители, делители и фильтры СВЧ-сигнала.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 20-79-10191).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Barman, G. Gubbiotti, S. Ladak et al., J. Phys. Condensed Matter **33**, 413001 (2021).
2. С. А. Никитов, А. Р. Сафин, Д. В. Калябин и др., УФН **190**, 1009 (2020).
3. V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, and D. Grundler, J. Phys. D: Appl. Phys. **43**, 264001 (2010).
4. G. Csaba, Á Papp, and W. Porod, Phys. Lett. A **381**, 1471 (2017).
5. A. Chumak, P. Kabos, M. Wu et al., IEEE Transactions on Magnetics **58**, 0800172 (2022).
6. G. Gubbiotti, *Three-dimensional magnonics: layered, micro-and nanostructures*, CRC Press (2019).
7. A. Prabhakar and D. D. Stancil, *Spin waves: Theory and applications*, Springer (2009).
8. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Физматлит, Москва (1994).
9. Q. Wang, M. Kewenig, M. Schneider et al., Nature Electronics **3**, 765 (2020).
10. X. Wang, H. Zhang, and X. Wang, Phys. Rev. Appl. **9**, 024029 (2018).
11. Q. Wang, A. V. Chumak, and P. Pirro, Nature Commun. **12**, 2636 (2021).
12. A. V. Sadovnikov, C. S. Davies, S. V. Grishin et al., Appl. Phys. Lett. **106**, 192406 (2015).
13. H. Qin, R. B. Holländer, L. Flajšman et al., Nature Commun. **12**, 2293 (2021).
14. U. Chaudhuri, N. Singh, R. Mahendiran et al., Nanoscale **14**, 12022 (2022).
15. Á Papp, W. Porod, and G. Csaba, Nature Commun. **12**, 6422 (2021).
16. C. Holzmann, A. Ullrich, O.-T. Ciubotariu et al., ACS Appl. Nano Mater. **5**, 1023 (2022).
17. S. Rezende, R. Rodríguez-Suárez, J. L. Ortiz et al., Phys. Rev. B, **89**, 134406 (2014).
18. M. Schreier, A. Kamra, M. Weiler et al., Phys. Rev. B, **88**, 094410 (2013).
19. D. Hoppstädter and U. Netzelmann, Appl. Phys. Lett. **65**, 499 (1994).
20. S. O. Demokritov, B. Hillebrands, and A. N. Slavin, Appl. Phys. Lett. **348**, 441 (2001).
21. A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, S. E. Sheshukova et al., Phys. Rev. B **99**, 054424 (2019).
22. M. Vogel, A. V. Chumak, E. H. Waller et al., Nature Phys. **11**, 487 (2015).
23. O. Dzyapko, I. Borisenko, V. Demidov et al., Appl. Phys. Lett. **109**, 232407 (2016).
24. L. D. Landau and E. M. Lifschitz, Phys. Zs. Sowjet. **8**, 153 (1935).
25. T. L. Gilbert, Phys. Rev. **100**, 1243 (1955).
26. M. Sharad, D. Fan, and K. Roy, J. Appl. Phys. **114**, 234906 (2013).
27. M. Romera, P. Talatchian, S. Tsunegi et al., Nature **563**, 230 (2018).
28. D. Vodenicarevic, N. Locatelli, F. A. Araujo et al., Sci. Rep. **7**, 44772 (2017).
29. T. Brächer and P. Pirro, J. Appl. Phys. **124**, 152119 (2018).