

Моделирование линии задержки на обменных спиновых волнах

© В.В. Тихонов, В.А. Губанов, А.С. Пташенко, А.В. Садовников

Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
410012 Саратов, Россия
e-mail: tvlad4@yandex.ru

Поступило в Редакцию 8 августа 2023 г.

В окончательной редакции 27 ноября 2023 г.

Принято к публикации 28 ноября 2023 г.

Предложено новое инновационное устройство — миниатюрная управляемая линия задержки СВЧ сигнала на основе коротковолновых обменных спиновых волн (ОСВ). Линия задержки выполнена на основе трехслойной эпитаксиальной структуры диэлектрик–феррит–диэлектрик. Преобразование электромагнитного сигнала в ОСВ осуществляется в тонком переходном слое на границе диэлектрик–феррит. ОСВ распространяется в поперечном направлении слоя феррита и вновь преобразуется в электромагнитный сигнал в переходном слое на противоположной границе феррит–диэлектрик. Длительность задержки прошедшего сигнала определяется толщиной слоя феррита и может регулироваться внешним намагничивающим полем. Показано, что в трехслойной структуре на основе эпитаксиальных пленок гадолиний-галлиевого граната, выращенных на подложке железоиттриевого граната (ЖИГ), длительность задержки СВЧ сигнала может достигать несколько десятков наносекунд при толщине слоя ЖИГ 100 nm.

Ключевые слова: спиновые волны, железоиттриевый гранат, гадолиний-галлиевый гранат, задержка СВЧ сигнала.

DOI: 10.61011/JTF.2024.02.57080.198-23

Введение

В современной микро- и нанoeлектронике широко применяются квантовые явления в твердых телах, которые послужили основой для исследований в области микромагнетизма и наномагнетизма. Особый интерес представляли исследования спин-волновых возбуждений в магнитоупорядоченных ферритовых средах. Бурно развивались прикладные исследования с использованием коротковолновых дипольных спиновых волн (в литературе их чаще называют „магнитоэлектрические волны“ (МСВ)). На основе МСВ были предложены варианты конструкций управляемых линий задержки СВЧ сигнала [1–4]. В том числе дисперсионные [1,2] и бездисперсионные линии задержки [3,4], которые выгодно отличались малыми габаритами и планарной структурой. Помимо этого было предложено множество других СВЧ устройств (фильтры частот, фазовращатели, конвольверы и многое другое). В результате сформировались новые научные направления — спин-волновая электроника [5], спинтроника [6] и магнотроника [7,8]. Однако дальнейшее развитие этих направлений требовало практического освоения сверхкоротких обменных спиновых волн (ОСВ) с длинами менее 100 nm.

Обменные спиновые волны были предсказаны Блохом еще в 1930 г. [9]. Однако до недавнего времени их использование было проблематичным из-за трудностей возбуждения. Первое подтверждение существования ОСВ было получено только в 1957 г. [10]. Волны наблюдались в виде продуктов параметрического распада. Вскоре после этого были обнаружены спин-волновые

резонансы (СВР), которые первоначально наблюдались в тонких пермалловых пленках [11,12], а за тем и в пленках железоиттриевого граната (ЖИГ) [13,14]. Для возбуждения СВР не требовалась высокая локализация возбуждающих полей. Они могли возбуждаться даже в однородном СВЧ поле, но для этого требовалось „закрепление спинов“ на поверхности пленочных структур [15].

В работах [16,17] был предложен другой механизм возбуждения ОСВ, основанный на трансформации электромагнитных волн в неоднородных намагничивающих полях. Неоднородность поля создавалась полями намагничивания в массивных образцах феррита, но также могла быть вызвана магнитной неоднородностью ферритовых образцов. В работах [18,19] было обнаружено возбуждение бегущих ОСВ, которое наблюдалось в пленках ЖИГ, предварительно имплантированных ионами гелия. Волны возбуждались в тонком имплантированном слое, распространялись вглубь пленки ЖИГ и отражались от ее противоположной поверхности. В импульсном режиме их можно было наблюдать в виде регулярной серии задержанных эхоимпульсов. При этом эффективность преобразования ОСВ достигала 80%, а временное затухание не превышало затухания магнитоэлектрических волн. Аналогичные результаты были получены в специально изготовленной пленке ЖИГ с плавно меняющейся намагниченностью по всей толщине пленки [20,21].

В то же время было известно, что эпитаксиальные пленки ЖИГ, выращенные на подложках гадолиний-галлиевого граната (ГГГ), обладают собственной магнитной неоднородностью [22–24]. На границе пленка–

подложка всегда образуется тонкий переходный слой (ПС), в котором намагниченность пленки плавно возрастает от нуля до намагниченности чистого ЖИГ. Существование переходного слоя позволило обнаружить эффективное возбуждение ОСВ в серийных образцах пленок ЖИГ без каких-либо дополнительных воздействий [25,26].

Высокая эффективность преобразования ОСВ в переходном слое пленки ЖИГ открывала широкие возможности создания принципиально новых спин-волновых устройств. Однако для этого требовалось пространственное разделение точек возбуждения и приема ОСВ. Это требование удовлетворялось при использовании трехслойной пленочной структуры ГГГ–ЖИГ–ГГГ, как, например, в линии задержки на ОСВ [27]. Пленка ГГГ на внешней поверхности пленки ЖИГ была необходима только для создания второго переходного слоя, ее толщина не имела существенного значения. Временная задержка прошедшего сигнала определялась скоростью распространения и длиной пробега ОСВ в поперечном направлении пленки ЖИГ. Однако в случае тонкой пленки ЖИГ это обстоятельство существенно ограничивало возможность достижения длительной задержки СВЧ сигнала.

В настоящей работе исследовалась возможность кратного увеличения времени задержки. С этой целью исследовалась модернизированная трехслойная структура ГГГ–ЖИГ–ГГГ, состоящая из подложки ЖИГ, на противоположных поверхностях которой располагались эпитаксиальные пленки ГГГ.

1. Моделирование линии задержки

Полагалось, что в процессе эпитаксиального роста пленок ГГГ на поверхностях подложки ЖИГ формируются тонкие переходные слои, вызванные диффузией немагнитных ионов Gd^{3+} из Ga^{3+} пленки ГГГ ($Gd_3Ga_5O_{12}$), частично замещающих магнитные ионы Y^{3+} и Fe^{3+} в подложке ЖИГ ($Y_3Fe_5O_{12}$). Поскольку пленки ГГГ необходимы только для создания переходных слоев, для их формирования могут применяться наиболее простые методы эпитаксии, например, метод магнетронного распыления [24].

Согласно теории диффузии в твердых телах [28], распределение концентрации легирующих ионов в подложке ЖИГ описывается функцией Гаусса $N(z) \propto \exp(-z^2/\sigma^2)$, где σ — феноменологический параметр распределения, z — координата в поперечном направлении слоя ЖИГ. С учетом этого распределение спонтанной намагниченности по толщине слоя ЖИГ описывается функцией

$$M(z) = M_0 \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{z^2}{\sigma^2}\right) - \exp\left[-\frac{(z-d)^2}{\sigma^2}\right] \right\}, \quad (1)$$

где M_0 — намагниченность подложки вне переходного слоя, d — толщина слоя ЖИГ.

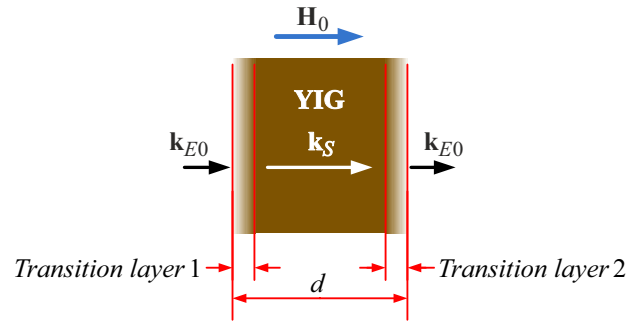


Рис. 1. Геометрия задачи моделирования линии задержки на ОСВ.

На рис. 1 представлена геометрия задачи моделирования линии задержки, включая процессы возбуждения, распространения и приема ОСВ.

Рассматривался случай нормального падения плоской электромагнитной волны (ЭМВ) на поверхность нормально намагниченного слоя ЖИГ $H_0 \parallel k_0 \parallel z$. Динамика векторов намагниченности $\mathbf{M}(t, z) = \mathbf{M}(z) + \mathbf{m}(t, z)$, электрического поля $\mathbf{E}(t, z) = \mathbf{e}(t, z)$ и магнитного поля $\mathbf{H}(t, z) = \mathbf{H}_i(z) + \mathbf{h}(t, z)$ описывалась линейризованным уравнением Ландау–Лифшица с учетом неоднородного обмена

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} + \gamma H_i(z)(\mathbf{m} \times \mathbf{z}) + \gamma M(z)(\mathbf{m} \times \mathbf{h}) + \eta(\mathbf{z} \times \nabla^2 \mathbf{m}) = 0 \quad (2)$$

и системой уравнений Максвелла

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{e} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{h} + 4\pi \mathbf{m}), \\ \nabla \times \mathbf{h} &= \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \mathbf{e}}{\partial t}, \\ \nabla \cdot \mathbf{e} &= 0, \\ \nabla \cdot (\mathbf{h} + 4\pi \mathbf{m}) &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где $H_i(z) = H_0 - 4\pi M(z)$ — внутреннее поле слоя ЖИГ, $\gamma = 1.76 \cdot 10^7 \text{ Oe}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ — гиромангнитное отношение, $\eta = 8.62 \cdot 10^6 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ — константа неоднородного обмена, $\varepsilon = 14$ — относительная диэлектрическая постоянная ЖИГ.

Решение ищлось в виде плоских монохроматических волн $\mathbf{e}, \mathbf{h}, \mathbf{m} \propto \exp[i(\omega t - kz)]$, где $\omega = 2\pi f$ — круговая частота, k — волновое число. В координатной форме записи уравнения (2), (3) распались на две независимые системы уравнений для волн с правой $a_+ = a_x + ia_y$ и левой круговой поляризацией $a_- = a_x - ia_y$

$$[\omega \mp (\omega_H + \eta k^2)] m_{\pm} = -\gamma M h_{\pm}, \quad (4)$$

$$e_{\pm} = i \frac{4\pi k_0 k}{k^2 - \varepsilon k_0^2} m_{\pm}, \quad h_{\pm} = \frac{4\pi \varepsilon k_0^2}{k^2 - \varepsilon k_0^2} m_{\pm}, \quad (5)$$

где $k_0 = \omega/c$ — волновое число ЭМВ в вакууме. Продольные составляющие векторов $\mathbf{e}, \mathbf{h}, \mathbf{m}$ обращались в ноль ($e_z, h_z, m_z = 0$).

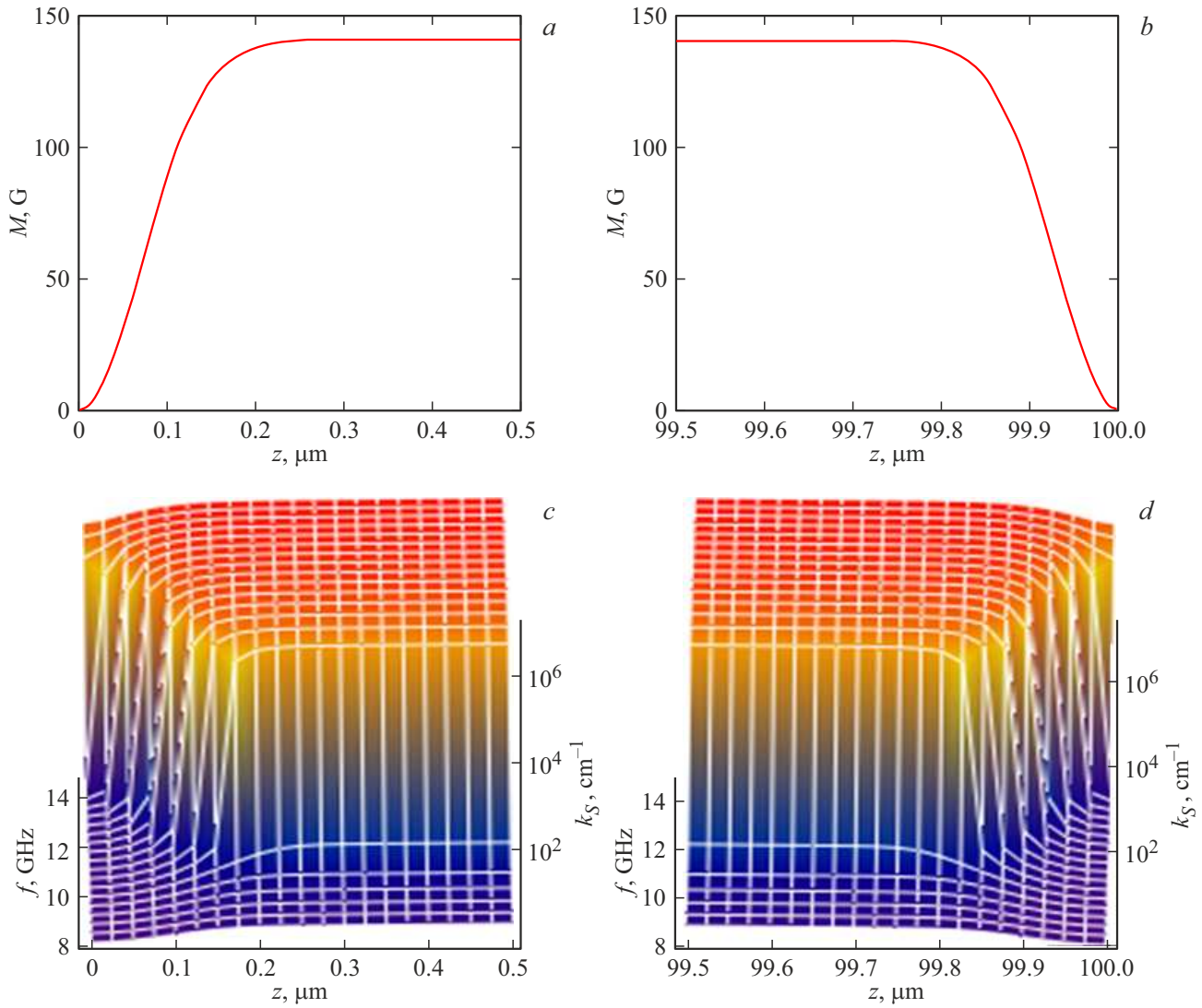


Рис. 2. Распределение намагниченности в ПС1 (а) и ПС2 (б), дисперсия гибридной ОСВ в ПС1 (с) и ПС2 (д).

В дальнейшем нас интересовали только право поляризованные волны, совпадающие с направлением прецессии вектора намагниченности. Подстановкой в (4) выражения h_+ из (5) было получено дисперсионное уравнение

$$(k^2 - k_{S0}^2)(k^2 - k_{E0}^2) = k_{E0}^2 \frac{\omega_M(z)}{\eta}, \quad (6)$$

которое имело простое аналитическое решение

$$k_{S,E}(H_0, f, z, \sigma) = \pm \sqrt{\frac{1}{2}(k_{S0}^2 + k_{E0}^2) \pm \sqrt{\frac{1}{4}(k_{S0}^2 + k_{E0}^2)^2 + k_{E0}^2 \frac{\omega_M(z)}{\eta}}}, \quad (7)$$

где $k_{S0}(f, z) = \sqrt{\frac{\omega - \omega_H(z)}{\eta}}$ и $k_{E0}(f) = \sqrt{\epsilon}k_0$ — парциальные законы дисперсии ОСВ и ЭМВ, $\omega_H(z) = \gamma[H_0 - 4\pi M(z)]$, $\omega_M(z) = 4\pi\gamma M(z)$.

Выражение (7) описывало две ветви дисперсии гибридных электромагнитно-спиновых волн. Знаку (+) под радикалом соответствовала дисперсия гибридных ОСВ $k_S(H_0, f, z, \sigma)$, а знаку (−) — дисперсия гибридных ЭМВ $k_E(H_0, f, z, \sigma)$.

Процессы гибридизации и преобразования типов волн возникали в пределах толщин переходных слоев, как показано на рис. 2. На рис. 2, а, б представлены графики функции распределения $M(z)$ в переходном слое 1 (ПС1) и переходном слое 2 (ПС2). Аналогично на рис. 2, с, д представлены 3d-графики гибридных ОСВ $k_S(f, z)$ в ПС1 и ПС2. Расчеты проводились при заданном значении $\sigma = 10^{-5}$ и фиксированном поле $H_0 = 5$ кОе.

Видно, что в слое ПС1 ЭМВ преобразовывалась в коротковолновую ОСВ. В слое ПС2 происходило обратное преобразование ОСВ в ЭМВ. В обоих случаях направления волновых векторов электромагнитных и обменных спиновых волн строго совпадали, что означало

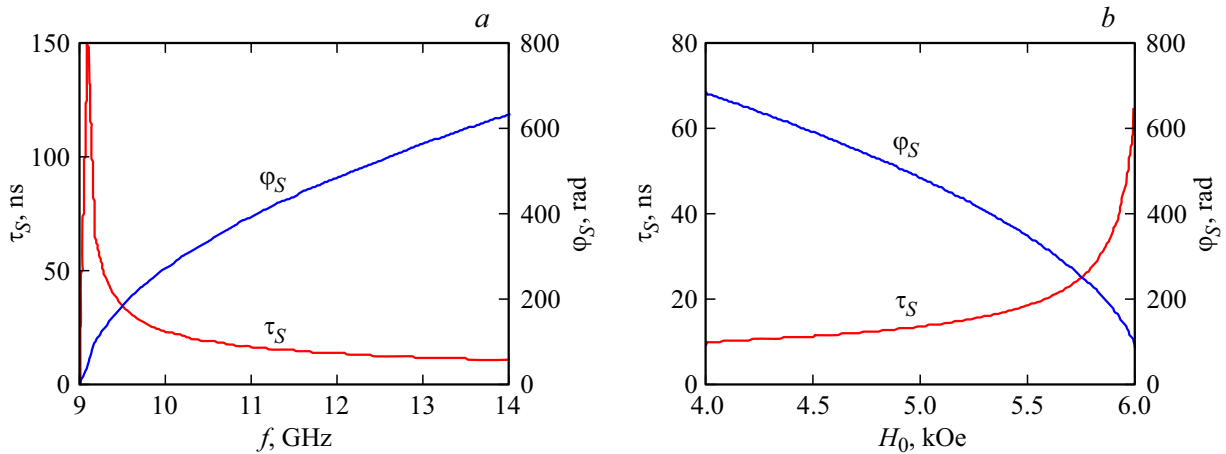


Рис. 3. Частотная зависимость времени задержки и набега фазы ОСВ при заданном значении поля $H_0 = 5 \text{ kOe}$ (a) и полевая зависимость времени задержки и набега фазы ОСВ при заданном значении частоты $f = 12 \text{ GHz}$ (b).

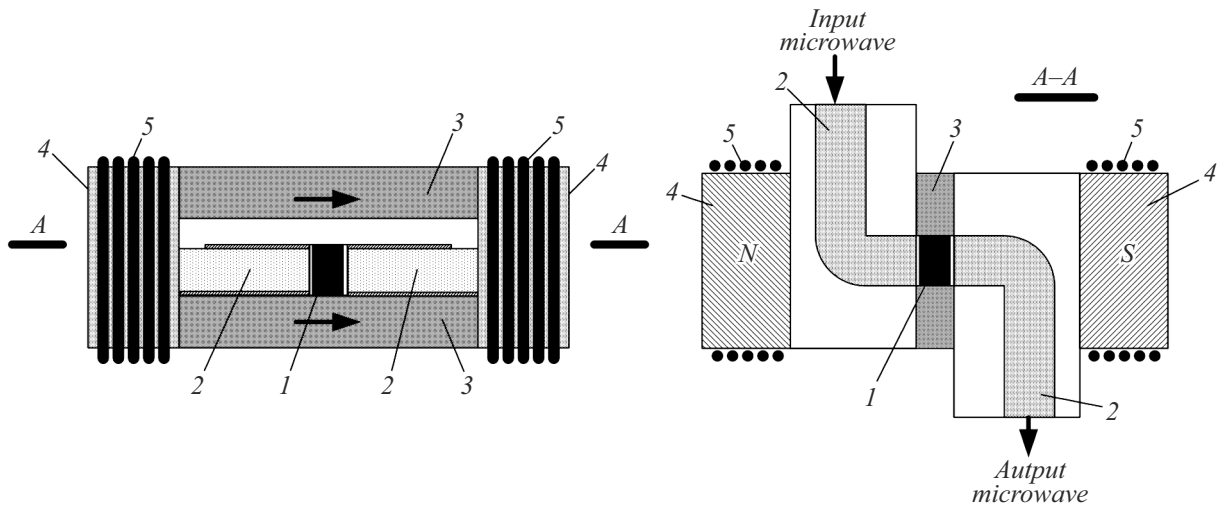


Рис. 4. Конструкция управляемой линии задержки на ОСВ.

коллинеарное взаимодействие связанных волн, обеспечивающее наиболее интенсивное преобразование энергии на частотах гибридизации. В области однородной намагнитченности слоя ЖИГ связь электромагнитных и обменных спиновых волн прекращалась, волны распространялись независимо друг от друга.

Следует отметить, что плавное изменение намагнитченности в переходных слоях практически исключает отражения волн на границах пленка–подложка. При этом потери полезного сигнала на преобразование типа волн снижаются практически до нуля.

Используя выражение (7), нетрудно было рассчитать временную задержку прошедшего сигнала на длине пробега ОСВ равной толщине слоя ЖИГ

$$\tau(H_0, f) = \frac{1}{2\pi} \int_0^d \frac{\partial}{\partial f} k_S(H_0, f, z) dz, \quad (8)$$

а также набег фазы прошедшего СВЧ сигнала

$$\varphi(H_0, f) = \int_0^d k_S(H_0, f, z) dz. \quad (9)$$

Результаты расчетов представлены на рис. 3. На графиках рис. 3, a представлена частотная зависимость времени задержки $\tau(f)$ и набега фазы $\varphi(f)$ при заданной толщине слоя ЖИГ $d = 100 \mu\text{m}$ и фиксированном значении поля $H_0 = 5 \text{ kOe}$. На рис. 3, b представлены полевые зависимости $\tau(H_0)$ и $\varphi(H_0)$, рассчитанные при фиксированном значении частоты $f = 12 \text{ GHz}$.

Частотные зависимости на рис. 3, a отображают дисперсионные свойства линии задержки, которые, очевидно, будут проявляться в виде искажений задержанного радиоимпульса. Полевые зависимости на рис. 3, b демонстрируют пределы регулировки времени задержки и набега фазы прошедшего сигнала.

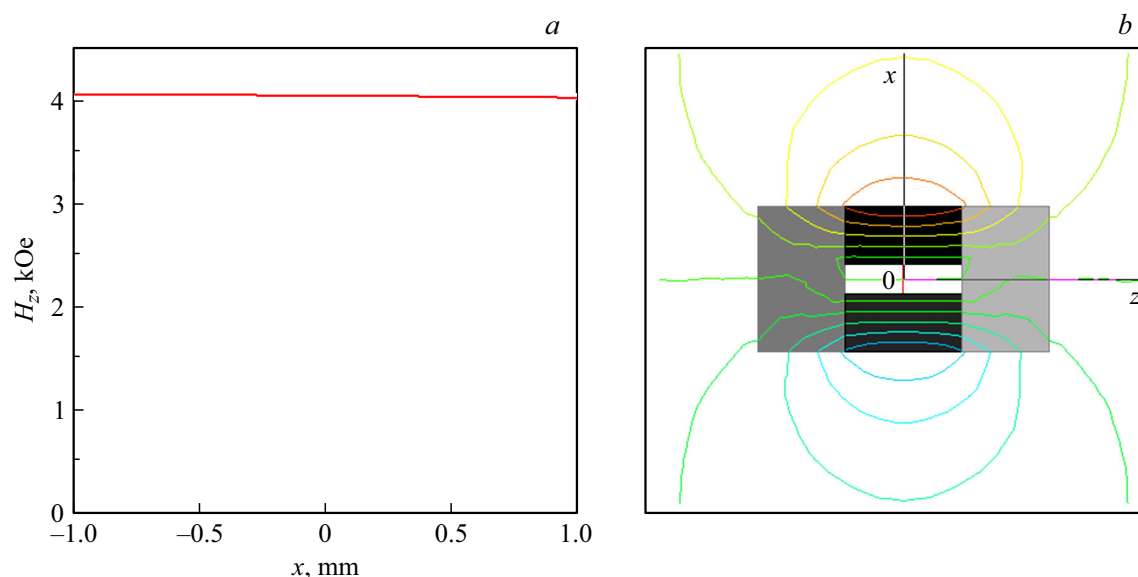


Рис. 5. Топология поля в рабочем зазоре системы намагничивания (а) и картина силовых линий поля внутри и вне рабочего зазора магнитной системы (b).

2. Конструкция линии задержки

На рис. 4 представлен вариант конструкции управляемой линии задержки на обменных спиновых волнах.

В состав конструкции входит трехслойная структура ГГГ–ЖИГ–ГГГ 1, входная и выходная микрополосковая линия передачи (МПЛ) 2 и портативная управляемая магнитная система. Образец структуры ГГГ–ЖИГ–ГГГ установлен в разрыве МПЛ так, что плоские поверхности трехслойной структуры вплотную примыкают к торцевым поверхностям входной и выходной МПЛ (рис. 5). Образец структуры вместе с входной и выходной МПЛ установлен в рабочем зазоре портативной управляемой магнитной системы.

Магнитная система включает в себя два неодимовых магнита марки NdFe35 с размерами $8 \times 4 \times 10$ mm 3, два полюсных наконечника из стали Ст.1008 с размерами $6 \times 10 \times 10$ mm 4 и две катушки управления 5. При заданных размерах элементов магнитной системы рассчитывалась топология намагничивающих полей.

Расчеты проводились численными методами с использованием программного пакета Maxwell SV. Результаты расчета представлены на рис. 5. На графике рис. 5, а представлена топология намагничивающего поля в рабочем зазоре магнитной системы. На графике рис. 5, b представлены расчеты силовых линий поля внутри и вне рабочего зазора.

Видно, что при достаточно малых габаритах магнитной системы напряженность поля в рабочем зазоре превышала 4 кОе. При этом поле было практически однородно, что особенно важно для снижения фазовых потерь задержанного СВЧ сигнала. Дополнительные поля, создаваемые катушками управления, не вносят изменений в топологию поля.

Заключение

Таким образом, показано, что линия задержки на ОСВ, выполненная на основе модернизированной пленочной структуры ГГГ–ЖИГ–ГГГ, выращенной на монокристаллической подложке ЖИГ,кратно увеличивает время задержки СВЧ сигнала. При толщине подложки $100 \mu\text{m}$ длительность задержки может достигать нескольких десятков наносекунд.

Важным преимуществом устройств на ОСВ являются миниатюрность, простота конструкции, технологичность изготовления.

Предлагаемая конструкция линии задержки может применяться в системах формирования и обработки радиосигналов, а также в качестве электрически управляемого фазовращателя в фазированных антенных решетках.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-79-30027).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Y.K. Fetisov, G. Srinivasan. Appl. Phys. Lett., **87**, 103502 (2005). <https://doi.org/10.1063/1.2037860>
- [2] А.А. Никитин, А.Е. Комлев, А.А. Никитин, А.Б. Устинов. Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика, **30** (5), 605 (2022). DOI: 10.18500/0869-6632-003006

- [3] A.V. Ustinov, V.E. Demidov, V.A. Kalinikos. *Electron. Lett.*, **37** (19), 1161 (2021). DOI: 10.1049/el:20010809
- [4] С.Л. Высоцкий, Г.Т. Казаков, А.В. Кожевников, С.А. Никитов, А.В. Романов, Ю.А. Филимонов. *Письма в ЖТФ*, **32** (15), 45 (2006).
- [5] Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takanashi, S. Maekawa, E. Saitoh. *Nature*, **464**, 262 (2010). <https://doi.org/10.1038/nature08876>
- [6] A. Hirohata, K. Yamada, Y. Nakatani, L. Prejbeanu, B. Diény, P.H. Pirro, V. Hillebrands. *J. Magn. Magn. Mater.*, **509**, 166711 (2020). <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2020.166711>
- [7] С.А. Никитов, Д.В. Калябин, И.В. Лисенков, А.Н. Славин, Ю.Н. Барабаненков, С.А. Осокин, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин, М.А. Морозова, Ю.П. Шараевский, Ю.А. Филимонов, Ю.В. Хивинцев, С.Л. Высоцкий, В.К. Сахаров, Е.С. Павлов. *УФН*, **185**, 1099 (2015). DOI: 10.3367/UFNr.0185.201510m.1099 [S.A. Nikitov, D.V. Kalyabin, I.V. Lisenkov, A.N. Slavin, Yu.N. Barabanenkov, S.A. Osokin, A.V. Sadovnikov, E.N. Beginin, M.A. Morozova, Yu.P. Sharaevsky, Yu.A. Filimonov, Yu.V. Khivintsev, S.L. Vysotsky, V.K. Sakharov, E.S. Pavlov. *Phys.-Usp.*, **58**, 1002 (2015). <https://doi.org/10.3367/UFNe.0185.201510m.1099>]
- [8] A. Barman, G. Gianluca, S. Ladak, A.O. Adeyeye, M. Krawczyk, J. Gräfe, C. Adelman, S. Cotozana, A. Naeemi, V.I. Vasychka, B. Hillebrands, S.A. Nikitov, H. Yu, D. Grundler, A.V. Sadovnikov, A.A. Grachev, S.E. Sheshukova, J.-Y. Duquesne, M. Marangolo, G. Csaba, W. Porod, V.E. Demidov, S. Urazhdin, S.O. Demokritov, E. Albisetti, D. Petti, R. Bertacco, H. Schultheiss, V.V. Kruglyak, V.D. Poimanov, S. Sahoo, J. Sinha, H. Yang, M. Münzenberg, T. Moriyama, S. Mizukami, P. Landeros, R.A. Gallardo, G. Carloti, J.-V. Kim, R.L. Stamps, R.E. Camley, B. Rana, Y. Otani, W. Yu, T. Yu, G.E.W. Bauer, C. Back, G.S. Uhrig, O.V. Dobrovolskiy, B. Budinska, H. Qin, S. van Dijken, A.V. Chumak, A. Khitun, D.E. Nikonov, I.A. Young, B.W. Zingsem, M. Winklhofer. *J. Phys. Condens. Matter.*, **33** (41), 1 (2021). <https://doi.org/10.1088/1361-648X/abec1a>
- [9] F. Bloch. *Z. Physik*, **61**, 206 (1930). <https://doi.org/10.1007/BF01339661>
- [10] H. Suhl. *J. Phys. Chem. Solids*, **1**, 209 (1957). [https://doi.org/10.1016/0022-3697\(57\)90010-0](https://doi.org/10.1016/0022-3697(57)90010-0)
- [11] M.H. Seavey, P.E. Tannenwald. *Phys. Rev. Lett.*, **1**, 168 (1958). <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.1.168>
- [12] G.T. Rado, J.R. Weertman. *J. Phys. Chem. Solids.*, **11**, 315 (1959). [https://doi.org/10.1016/0022-3697\(59\)90233-1](https://doi.org/10.1016/0022-3697(59)90233-1)
- [13] R.E. De Wames, T. Wolfram. *J. Appl. Phys.*, **41**, 987 (1970). DOI: 10.1063/1.1659049
- [14] J.D. Adam, T.W. O'Keeffe, R.W. Patterson. *J. Appl. Phys.*, **50**, 2446 (1979). DOI: 10.1063/1.326980
- [15] C. Kittel. *Phys. Rev.*, **110** (6), 1295 (1958). <https://doi.org/10.1103/PhysRev.110.836>
- [16] E. Schlömann. *J. Appl. Phys.*, **35**, 159 (1964). <https://doi.org/10.1063/1.1713058>
- [17] E. Schlömann, R.I. Joseph, T. Kohane. *Proceed. IEEE*, 53 (1965). DOI: 10.1109/PROC.1965.4262
- [18] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Е.С. Санников, В.В. Тихонов, А.В. Толкачев. *Письма в ЖТФ*, **14**, 884 (1988).
- [19] В.В. Тихонов, А.В. Толкачев. *ФТТ*, **36** (1), 185 (1994).
- [20] П.Е. Зильберман, А.Г. Темирязов, М.П. Тихомирова. *УФН*, **38**, 1173 (1995). <http://dx.doi.org/10.1070/PU1995v038n10ABEH001493>
- [21] A.G. Temiryazev, M.P. Tikhomirova, P.E. Zilberman, A.V. Maryakhin. *J. Phys. IV France*, **7**, 1 (1997). <https://doi.org/10.1051/jp4:19971160>
- [22] M. Shone. *Circuits. Syst. Signal Proces.*, **4**, 89 (1985). <https://doi.org/10.1007/BF01600074>
- [23] С.И. Ющук. *ЖТФ*, **69** (12), 62 (1999). [S.I. Yushchuk. *Tech. Phys.*, **44** (12), 1454 (1999). <https://doi.org/10.1134/1.1259547>]
- [24] M.-B. Park, N.-H. Cho. *J. Magn. Magn. Mater.*, **231**, 253 (2001). [https://doi.org/10.1016/S0304-8853\(01\)00068-3](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(01)00068-3)
- [25] V.V. Tikhonov, A.N. Litvinenko. *Appl. Phys. Lett.*, **115** (7), 072410 (2019). <https://doi.org/10.1063/1.5098116>
- [26] V.V. Tikhonov, A.N. Litvinenko. *J. Magn. Magn. Mater.*, **515**, 167241 (2020). DOI: 10.1016/j.jmmm.2020.167241
- [27] *XII Всероссийская научно-техническая конференция „Электроника и микроэлектроника СВЧ“*. Сборник докладов (СПб., 29 мая–2 июня 2023 г. СПб.: СПбГЭТУ „ЛЭТИ“), 646 с. В.В. Тихонов, В.А. Губанов, А.В. Садовников. *Электроника и микроэлектроника СВЧ*. 600 с. <https://mwelectronics.etu.ru/2023/ru/sbornik-dokladov-1>
- [28] H. Mehrer. *Diffusion in Solids: Fundamentals, Methods, Materials, Diffusion-Controlled Processes* (Springer, 2007)