

11

Микроминиатюрная магنونная резервуарная вычислительная система

© А.А. Никитин,¹ Р.В. Гапончик,¹ И.Ю. Таценко,¹ М.П. Костылев,² А.Б. Устинов¹

¹Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“ им. В.И. Ульянова (Ленина), 197022 Санкт-Петербург, Россия

²University of Western Australia, 6009 Crawley, Western Australia, Australia
e-mail: aanikitin@etu.ru

Поступило в Редакцию 22 мая 2024 г.

В окончательной редакции 3 сентября 2024 г.

Принято к публикации 26 сентября 2024 г.

Разработана модель магنونного микрорезервуара на основе нанометровой пленки железо-иттриевого граната с петлей обратной связи. Проведено моделирование отклика вычислительной системы на электрический сигнал, поданный на вход электронного аттенюатора с генератора сигнала произвольной формы. Произведена оценка производительности предложенной резервуарной вычислительной системы, построенной на спин-волновых линиях задержки различных конструкций, с использованием тестов на кратковременную память и контроль четности. Рассмотрены методы повышения емкостей перечисленных тестов. Максимальное значение емкости теста на кратковременную память составило 5.02, а емкости теста контроля четности — 1.29. Показано, что характеристики предложенных микроминиатюрных магنونных резервуарных вычислительных систем не уступают классическим магنونным резервуарам на микронных пленках железо-иттриевого граната.

Ключевые слова: резервуарные вычисления, нелинейные спиновые волны, активный кольцевой резонатор.

DOI: 10.61011/JTF.2024.11.59105.190-24

Введение

В настоящее время наблюдается значительный интерес к искусственным нейронным сетям, построенным на физических принципах. Частным случаем таких сетей являются резервуарные вычислительные системы (РВС). Такие системы имеют три слоя искусственных нейронов („узлов“) — входной слой, скрытый слой, обладающий особыми свойствами и называемый „резервуаром“, и выходной слой. Входной слой используется для ввода данных в резервуар, который представляет собой большое количество нелинейно-связанных между собой узлов. Резервуар преобразует зависящий от времени поток входных данных в пространство состояний более высокой размерности, в котором сложные структуры, присутствующие во входных данных, становятся линейно-разделимыми [1,2]. Линейное разделение выходных данных резервуара выполняется выходным слоем, что позволяет проводить обучение только выходного слоя РВС и обеспечивает важное преимущество таких систем в универсальности и скорости обучения. В последнее время был предложен ряд механических [3], оптоэлектронных [4,5], оптических [6,7], мемристорных [8,9], спинтронных [10,11] и других систем [12–16], которые могут успешно использоваться для физической реализации резервуарных вычислений. Основными характеристиками физических резервуаров являются производительность, скорость обработки, объем памяти, энергоэффективность и размеры физической системы. Для

сравнения производительности и объема памяти различных систем можно использовать специально разработанные эталонные тесты, которые позволяют оценить как затухающую память (тест кратковременной памяти (ТКП)), так и способность нелинейного разделения данных динамической системой (тест контроля четности (ТКЧ)). Такие тесты унифицированы, поэтому они могут быть использованы для сравнения производительности различных концепций РВС [17–19].

Одной из перспективных платформ является физический резервуар на основе магنونных активных кольцевых осцилляторов (МАКО), построенных на спин-волновых линиях задержки (СВЛЗ) с петлей обратной связи [19–24]. Отметим, что благодаря разнообразию дисперсионных свойств спиновых волн и их богатой нелинейной динамике такие кольцевые системы широко используются для исследования различных нелинейных эффектов и явлений [25–35], а также могут быть использованы как магنونные сопроцессоры [36,37]. Нелинейная динамика таких осцилляторов обеспечивает одновременное вычисление и хранение информации, что дает преимущество по сравнению с другими подходами, среди которых можно выделить производительность, скорость обучения, память, энергоэффективность и масштабируемость [38], кроме того они могут быть использованы для построения датчиков и сенсоров [39]. В таких системах конструкция СВЛЗ состоит из двух параллельных микрополосковых антенн, обеспечивающих возбуждение и прием спиновых волн, и намагниченной до

насыщения эпитаксиальной пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ) толщиной порядка единиц микрометров. Линейные и нелинейные сверхвысокочастотные свойства СВЛЗ определяют рабочие характеристики РВС, высокая производительность которых достигается при расстоянии между микрополосковыми антеннами порядка единиц миллиметров [19–23]. Такие размеры СВЛЗ ограничивают возможность микроминиатюризации РВС.

Одной из задач, решение которой необходимо для практического внедрения магнанных РВС, является микроминиатюризация конструкции. Для решения этой задачи необходим переход от пленок ЖИГ микронных толщин к сверхтонким пленкам толщиной сотни или даже десятки нанометров. Это связано с тем, что групповая скорость спиновых волн уменьшается с уменьшением толщины пленки, что позволяет сократить расстояние между антеннами от нескольких миллиметров до нескольких сотен или даже десятков микрометров, уменьшая таким образом общий размер устройства без ущерба вносимому времени задержки.

В результате недавнего усовершенствования технологии жидкофазной эпитаксии, стало возможным получать пленки ЖИГ нанометровой толщины, выращенные на подложках гадолиний-галлиевого граната (ГГГ), при сохранении превосходной стехиометрии и кристаллической структуры [38,40,41]. В настоящее время метод жидкофазной эпитаксии может быть использован для получения монокристаллических пленок ЖИГ с высокой однородностью от $\pm 8\%$ для пленок толщиной 30 нм и до $\pm 0.8\%$ для пленок толщиной 100 нм. Диаметр используемых подложек ГГГ достигает 4 дюймов. При этом параметр магнитной диссипации ΔH не превышает 62 А/м на частоте 6.5 GHz. Использование нанометровых пленок ЖИГ позволяет значительно уменьшить размеры СВЛЗ и резервуаров на их основе, что открывает перспективы создания микроминиатюрных спин-волновых приборов на сверхтонких пленках ЖИГ.

В зависимости от ориентации внешнего магнитного поля и направления распространения спиновые волны демонстрируют широкое разнообразие дисперсионных свойств. Однако с практической точки зрения наиболее перспективной является конфигурация, при которой спиновые волны, возбуждаемые антенной, распространяются перпендикулярно внешнему магнитному полю в касательно намагниченной пленке ЖИГ. Такая конфигурация обеспечивает распространение поверхностных спиновых волн (ПСВ), которые в случае нанометровых пленок ЖИГ характеризуются чрезвычайно низкими групповыми скоростями, порядка 100 м/с, и обеспечивают достаточное для применений время задержки τ при практически реализуемом расстоянии между спин-волновыми антеннами.

Как следует из анализа литературы [42–51], наиболее эффективными спин-волновыми антеннами для пленок нанометровой толщины являются антенны на копланарных полосковых линиях передачи. Такие антенны образованы из трех планарных электродов: центрального

сигнального электрода и двух электродов под потенциалом земли, расположенных по краям. Самосогласованная теория возбуждения спиновых волн в пленках ЖИГ микронной толщины копланарными антеннами с неограниченными по ширине краевыми электродами была разработана в работах [43,46,47]. В теоретической работе [50] была предложена усовершенствованная самосогласованная теория. Эта теория описывает процесс возбуждения, распространения и приема спиновых волн в сверхтонких магнитных пленках копланарными антеннами, которые имеют произвольную ширину крайних электродов и конечное значение удельного электрического сопротивления металлических электродов антенны. Отметим, что в работе [50] задача приема спиновых волн копланарной антенной решается отдельно. Такая особенность позволяет отвязать процесс возбуждения спиновых волн от их приема, что важно для описания нелинейного распространения спиновых волн в ферромагнитных пленках. Данная теория хорошо согласуется с результатами исследования, представленными в работе [51], в которой была экспериментально показана сильная развязка копланарных антенн, а также продемонстрировано их дополнительное преимущество, связанное со сдвигом максимальной эффективности возбуждения в область сравнительно больших волновых чисел. При этом диапазон рабочих волновых чисел, возбуждаемых антенной, определяется ее геометрией. Такая особенность позволяет обеспечить эффективное возбуждение спиновых волн в узком диапазоне волновых чисел, который в соответствии с законом дисперсии спиновых волн определяет рабочую полосу частот, что в итоге позволяет создавать узкополосные спин-волновые линии передачи.

Разработанная в работе [50] теоретическая модель была использована для моделирования рабочих характеристик микроминиатюрного МАКО, содержащего в цепи обратной связи СВЛЗ на нанометровых пленках ЖИГ [52]. В результате было показано, что предложенная конструкция обеспечивает уровень фазового шума -115 dB/Hz при отстройке 10 kHz от частоты генерации 5 GHz при толщине пленки ЖИГ 100 нм и расстоянии между копланарными антеннами 56 μm . Использование такой конструкции МАКО позволяет значительно уменьшить размеры РВС. Однако до настоящего времени характеристики РВС на нанометровых пленках ЖИГ не были изучены. Целью настоящей работы является теоретическое исследование влияния параметров СВЛЗ на нанометровых пленках ЖИГ на рабочие характеристики и производительность микроминиатюрной резервуарной вычислительной системы. Для этого будет использована теоретическая модель, описывающая переходные процессы в МАКО [53]. Такая модель может быть использована не только для описания наблюдаемых в эксперименте результатов, но и предсказания характеристик резервуарной вычислительной системы [54].

1. Влияние параметров микроминиатюрной СВЛЗ на ее передаточные характеристики

Для моделирования переходных процессов в микроминиатюрном МАКО была разработана трехэтапная процедура численного расчета. На первом шаге с помощью теоретической модели, описанной в работе [50], проводилось моделирование комплексного коэффициента передачи миниатюрной СВЛЗ, схематически показанной на рис. 1. Расшифровка обозначений, представленных на рисунке, приведена ниже: l_d — расстояние между центрами симметрии копланарных антенн (длина СВЛЗ); l_s — длина копланарных антенн; H — внешнее магнитное поле; w_g — ширина крайних заземленных электродов, w — ширина центрального электрода; Δ_g — ширина зазоров между крайними и центральным электродами.

Как видно на рис. 1, исследуемая конструкция имеет множество параметров, каждый из которых определяет СВЧ свойства исследуемых СВЛЗ. Для упрощения задачи анализа будем рассматривать влияние различных параметров относительно базовой конструкции линии задержки. В качестве базовых параметров выбраны типичные значения толщины пленки ЖИГ $L = 100 \text{ nm}$, коэффициента затухания Гильберта $\alpha = 1 \cdot 10^{-4}$ и намагниченности насыщения $M_s = 139.26 \text{ kA/m}$, а также напряженность магнитного поля $H = 85.94 \text{ kA/m}$. Такие параметры обеспечивают частоту однородного ферромагнитного резонанса в неограниченной в плоскости касательно намагниченной пленке ЖИГ $f_{\perp} = \mu_0 \frac{|\gamma|}{2\pi} \sqrt{H(H + M_s)} = 4.9 \text{ GHz}$, где $|\gamma| = 1.761 \cdot 10^{11} \text{ rad}/(\text{s} \cdot \text{T})$ — гиромангнитное отношение, а $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$. Удельное сопротивление металлических электродов антенн составляло $\rho = 2.65 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$. Параметры копланарных антенн базовой конструкции выбраны таким образом, чтобы обеспечить эффективное возбуждение поверхностных спиновых волн в пленке ЖИГ при изменении геометрических параметров антенны. Под эффективным понимается такое возбуждение, при котором минимальное значение модуля коэффициента отражения $|\Gamma|_{\min}$ в полосе существования рабочих волн менее 0.5 (коэффициент стоячей волны по напряжению (КСВН) менее 3).

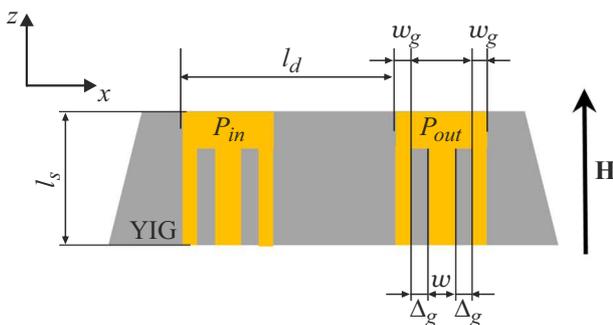


Рис. 1. Схема СВЛЗ с копланарными антеннами.

Геометрические параметры антенн базовой конструкции $w = 650 \text{ nm}$, $w_g = 325 \text{ nm}$, $\Delta_g = 335 \text{ nm}$, $l_s = 20 \mu\text{m}$ обеспечивают $|\Gamma|_{\min} = 0.433$ (КСВН = 2.53). Далее в настоящей работе будет исследовано влияние следующих параметров: L , w , w_g , Δ_g , l_s , H и ρ на коэффициенты передачи СВЛЗ и кольцевого резонатора, построенного на ней, а также на производительность магنونной РВС. Перечисленные параметры определяют форму коэффициента передачи (положение частоты максимума коэффициента передачи, рабочую полосу частот). При моделировании геометрические параметры изменяются на $\pm 30\%$ относительно базовой конструкции. Такое изменение с одной стороны позволяет сохранить микронные размеры антенн, а с другой стороны определить параметры, которые оказывают наиболее сильное влияние. Для демонстрации влияния напряженности магнитного поля и проводимости электродов использованы значения, близкие к предельным (для магнитного поля) или идеальным (для проводимости электродов).

Возбуждающая копланарная антенна преобразует входной СВЧ сигнал в ПСВ, которая распространяется в пленке ЖИГ вдоль оси x . Приемная копланарная антенна имеет такую же геометрию и расположена на расстоянии $l_d = 20 \mu\text{m}$ от входной антенны. Она преобразует ПСВ обратно в СВЧ сигнал, поступающий на выход линии задержки. Отметим, что в отличие от перечисленных выше параметров расстояние между антеннами l_d не оказывает влияния на форму передаточной характеристики. Значение l_d выбрано таким образом, чтобы минимальное время задержки сигнала в кольце на частоте соответствующей положению максимума коэффициента передачи (минимума коэффициента отражения $|\Gamma|_{\min}$) для всех исследуемых конструкций было не менее 70 ns при уровне вносимых потерь не более 35 dB. Это обусловлено необходимостью компенсации потерь, вносимых СВЛЗ, с помощью СВЧ усилителя для перевода схемы в режим автогенерации.

Для расчета комплексного коэффициента передачи СВЛЗ, представленной на рис. 1, использована теоретическая модель [50]. Результат расчета по этой модели можно записать в следующем виде:

$$T_{sw} = |T_{sw}| \exp(i\Phi_{sw}), \tag{1}$$

где $S_{21} = |T_{sw}|^2$ и Φ_{sw} описывают амплитудно-частотные и фазочастотные характеристики исследуемой СВЛЗ соответственно.

На рис. 2 и 3 показаны результаты расчета амплитудно-частотных и фазочастотных характеристик СВЛЗ различных конструкций, в которых один из параметров отличается от базового случая. На этих рисунках передаточная характеристика СВЛЗ базовой конструкции показана для сравнения сплошной черной линией. Как видно из рис. 2, a, b , увеличение ширины боковых электродов (w_g) и зазора между центральным и боковым электродами (Δ_g) приводит к незначительному изменению передаточной характеристики, а именно к

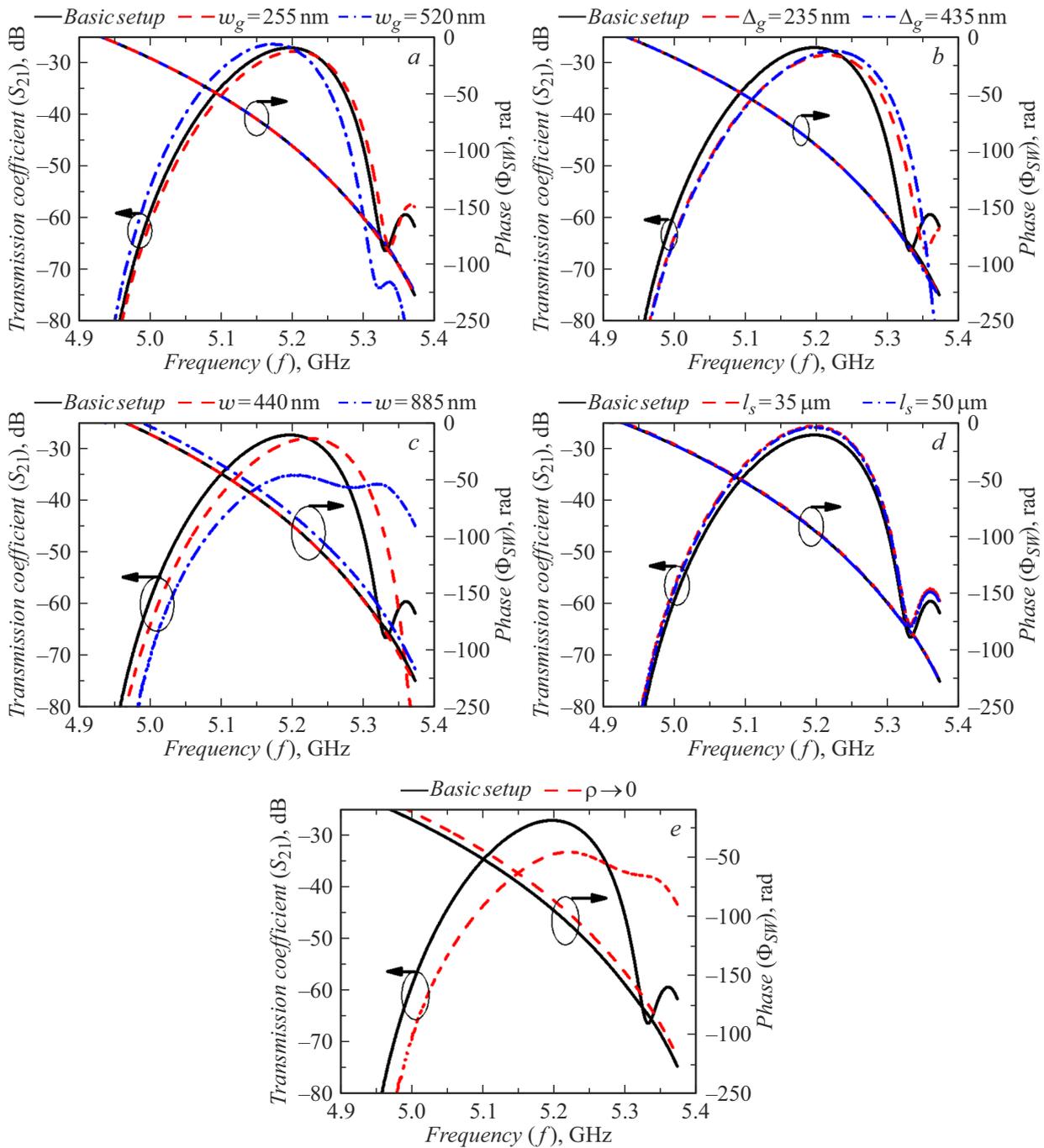


Рис. 2. Влияние ширины боковых электродов (w_g) (a); ширины зазора между центральным и боковым электродами (Δ_g) (b); ширины центрального электрода (w) (c); длины антенны (l_s) (d); проводимости электродов копланарной антенны (ρ) на передаточные характеристики СВЛЗ (e).

сдвигу положения максимума вниз по частоте, а также уменьшению уровня вносимых потерь. Однако увеличение ширины центрального электрода до $w = 885$ nm (рис. 2, c) приводит к значительному увеличению полосы пропускания и возрастанию потерь. С другой стороны, уменьшение ширины линии слабо влияет на форму передаточной характеристики. Увеличение длины антенны до $l_s = 35 \mu\text{m}$ (рис. 2, d) позволяет существенным об-

разом снизить уровень вносимых потерь, что связано с увеличением активного сопротивления антенн. В результате чего входное сопротивление антенн приближается к $Z_0 = 50 \Omega$ и коэффициент отражения уменьшается. Дальнейшее увеличение длины до $l_s = 50 \mu\text{m}$ слабо влияет на передаточные характеристики, что в первую очередь связано с увеличением затухания, вносимого активным (омическим) сопротивлением антенн. Для

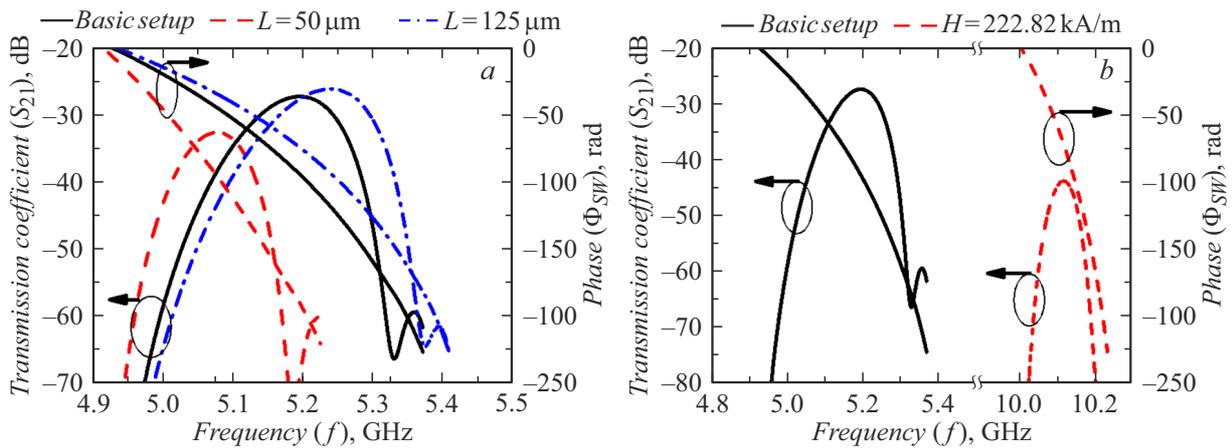


Рис. 3. Влияние толщины пленки ЖИГ (L) (a); величины магнитного поля (H) на передаточные характеристики СВЛЗ (b).

демонстрации влияния активного сопротивления антенн на рис. 2, *e* показаны результаты расчета передаточной характеристики в случае идеальных электродов при $\rho \rightarrow 0$ (в расчете величина удельного сопротивления выбиралась отличной от нуля, но была значительно меньше базового случая). Как видно на этом рисунке, ширина передаточной характеристики и вносимые потери значительно возрастают. Такое поведение обусловлено тем, что уменьшение удельного сопротивления электродов приводит к уменьшению их активного сопротивления, в результате чего антенна демонстрирует значительно более низкое входное сопротивление и, следовательно, более высокий коэффициент отражения. Например, для случая, показанного на рис. 2, *e*, на частоте, соответствующей положению максимума передаточной характеристики, антенна при $\rho \rightarrow 0$ имеет входное сопротивление $Z_{in} = 1.73 + j \cdot 0.94 \Omega$, которому соответствует значение коэффициента отражения $|\Gamma|^2 = 0.87$. В то же время для базового случая входное сопротивление $Z_{in} = 19.77 + j \cdot 0.94 \Omega$, что соответствует $|\Gamma|^2 = 0.19$. Отметим, что при значительном увеличении удельного сопротивления антенн омические потери будут доминировать над другими механизмами затухания. Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что удельное сопротивление и длина антенн должны выбираться согласованно. Из приведенных на рис. 2 характеристик видно, что копланарные антенны предъявляют высокие требования к технологии изготовления.

Отметим, что изменение параметров антенн не влияет на дисперсионные свойства распространяющейся в линии задержки волны, поэтому фазочастотные характеристики на рис. 2, *a, b, d* совпадают. Сдвиг фазочастотных характеристик на рис. 2, *c, e* обусловлен сдвигом полосы рабочих частот вверх по частоте. Однако в обоих случаях зависимость времени задержки от частоты $\tau(f) = d\varphi(f)/d\omega$ не изменяется.

Рассмотрим теперь влияние толщины пленки ЖИГ (рис. 3, *a*) и величины магнитного поля (рис. 3, *b*). Как видно из рисунков, уменьшение толщины пленки и

увеличение магнитного поля обеспечивает возрастание затухания и существенно сужает ширину рабочей полосы частот. Такое поведение обусловлено снижением групповой скорости спиновых волн. Отметим, что увеличение магнитного поля приводит не только к снижению групповой скорости, но и к сдвигу спектра рабочих спиновых волн вверх по частоте. В обоих случаях снижение групповой скорости рабочих волн приводит к возрастанию крутизны фазочастотных характеристик.

Результаты, представленные в этой части работы, показывают, что особенностью копланарных антенн является сильное подавление СВЧ сигнала вне полосы пропускания СВЛЗ. Такая особенность является ключевой при проектировании кольцевых резонаторов, автогенераторов и магنونных РВС. Сильная развязка необходима для предотвращения перехода кольцевых схем в режим автогенерации на частотах, расположенных вне спектра рабочих спиновых волн.

2. Влияние параметров микроминиатюрной СВЛЗ на передаточные характеристики активного кольцевого резонатора на ее основе

Вторым шагом является моделирование передаточной характеристики МАКО, который включает в себя СВЛЗ, а также компактные микроэлектронные элементы, такие как направленные ответвители для ввода и вывода сигнала, СВЧ усилитель и аттенюатор для управления амплитудой циркулирующего в кольце сигнала (рис. 4). Такая система до порога автогенерации представляет собой активный кольцевой резонатор (МАКР).

Для расчета передаточных характеристик МАКР использовалась оригинальная теория, основанная на методе парциальных волн [55]. Для учета особенностей возбуждения, распространения и приема спиновых волн в линиях задержки на нанометровых пленках ЖИГ с

копланарными антеннами, формула для расчета коэффициента передачи по мощности была записана в виде

$$H_p = \kappa_1 \kappa_2 |T_{sw}|^2 G^2 / [(1 - \kappa_1)(1 - \kappa_2) |T_{sw}|^2 G^2 - 2\sqrt{1 - \kappa_1} \sqrt{1 - \kappa_2} |T_{sw}| G \cos(\Phi_{sw}) + 1], \quad (2)$$

где κ_1 и κ_2 — коэффициенты переходного ослабления направленных ответвителей, используемых для ввода и вывода СВЧ сигнала соответственно; $G = G_0 \cdot A$ — эффективный коэффициент усиления, а G_0 и A — коэффициенты усиления СВЧ усилителя и ослабления, вносимого аттенуатором, по амплитуде соответственно. Отметим, что в выражении (2) считаем фазовый набег в электронных цепях кольца пренебрежимо малым по сравнению с набегом фазы в СВЛЗ, что позволяет пренебречь временем задержки в этих цепях.

На рис. 5–11 черные пунктирные линии показывают амплитудно-частотные характеристики СВЛЗ различных конструкций, исследованных в предыдущей части работы. Сплошной линией на рис. 5 показана передаточная характеристика МАКР на СВЛЗ базовой конструкции, а на рис. 6–11 показаны результаты расчета для остальных конструкций СВЛЗ. Значение параметра, которое отличается от используемого в базовой конструкции СВЛЗ, приведено в правом верхнем углу рисунков. Для моделирования передаточных характеристик МАКР использовалось выражение (2). Здесь и далее для расчетов использовались коэффициенты переходного ослабления $\kappa_1 = \kappa_2 = 0.1$, которые соответствует 10 dB направленным ответвителям, широко применяемым на практике.

Как видно на рис. 5, передаточные характеристики кольцевого резонатора на СВЛЗ базовой конструкции демонстрируют многочастотный резонансный отклик. Каждый из пиков соответствует дискретной резонансной гармонике кольца. Положение резонансных частот определяется фазовым условием, при котором набег фазы в СВЛЗ Φ_{sw} кратен 2π . Коэффициент передачи кольца на резонансной частоте и добротность резонансных гармоник определяется соотношением между потерями

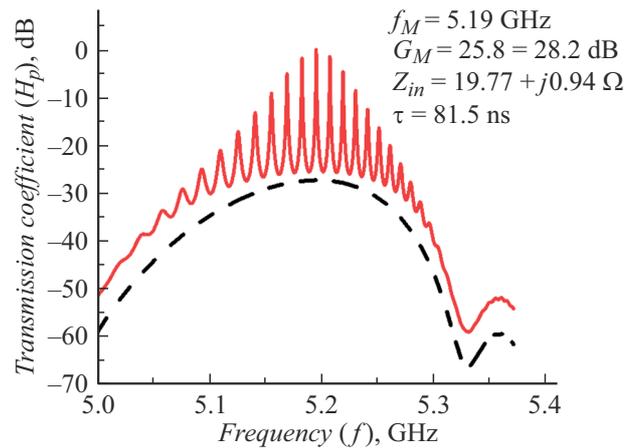


Рис. 5. Амплитудно-частотные характеристики и МАКР (сплошная линия) и микроминиатурной СВЛЗ базовой конструкции (штриховая линия).

сигнала за оборот по кольцу и величиной коэффициента усиления усилителя в цепи обратной связи. Увеличение коэффициента усиления приводит к возрастанию коэффициента передачи и добротности резонансных гармоник [56,57]. Как видно из рис. 5, одна из гармоник с частотой f_M выделяется относительно остальных. Эта гармоника характеризуется наименьшими потерями, вносимыми СВЛЗ, следовательно, амплитуда сигнала, циркулирующего в кольце на этой частоте максимальна. Обозначим такой коэффициент передачи $|T_{sw}|_M$. Для удобства сравнения все результаты расчетов передаточных характеристик МАКР приведены для такого эффективного коэффициента усиления G_u , при котором $H_p(f_M) = 1$ (или $H_p(f_M) = 0$ dB). Значение коэффициента усиления, необходимое для выполнения этого условия получим из выражения (2) и запишем в следующем виде:

$$G_u = \frac{1}{(\sqrt{1 - \kappa_1} \sqrt{1 - \kappa_2} + \sqrt{\kappa_1 \kappa_2}) |T_{sw}|_M}. \quad (3)$$

Дальнейшее увеличение коэффициента усиления будет сопровождаться возрастанием амплитуды выходного сигнала. Кольцо перейдет в режим автогенерации монохроматического сигнала на частоте f_M при условии полной компенсации потерь на распространение [52]. Это условие выполняется при обращении в нуль знаменателя выражения (2). Тогда коэффициент усиления, обеспечивающий переход кольца в режим автогенерации, запишем в следующем виде:

$$G_M = \frac{1}{\sqrt{1 - \kappa_1} \sqrt{1 - \kappa_2} |T_{sw}|_M}. \quad (4)$$

Для наглядности на рис. 5–11 в правом верхнем углу приведена информация о значении порога автогенерации G_M , входного сопротивления копланарных антенн Z_{in} , а также времени задержки сигнала τ на

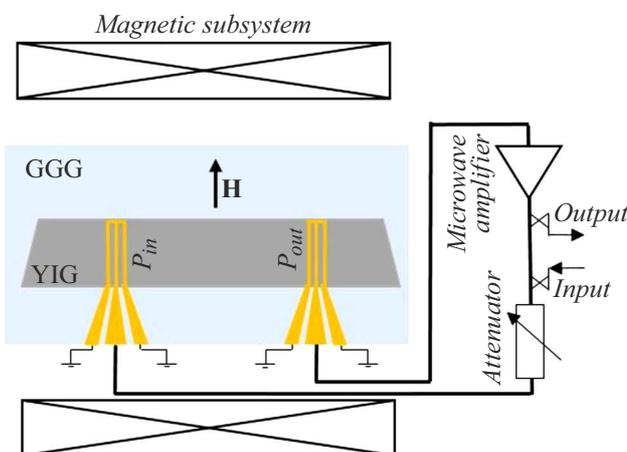


Рис. 4. Схема МАКР на микроминиатурной СВЛЗ.

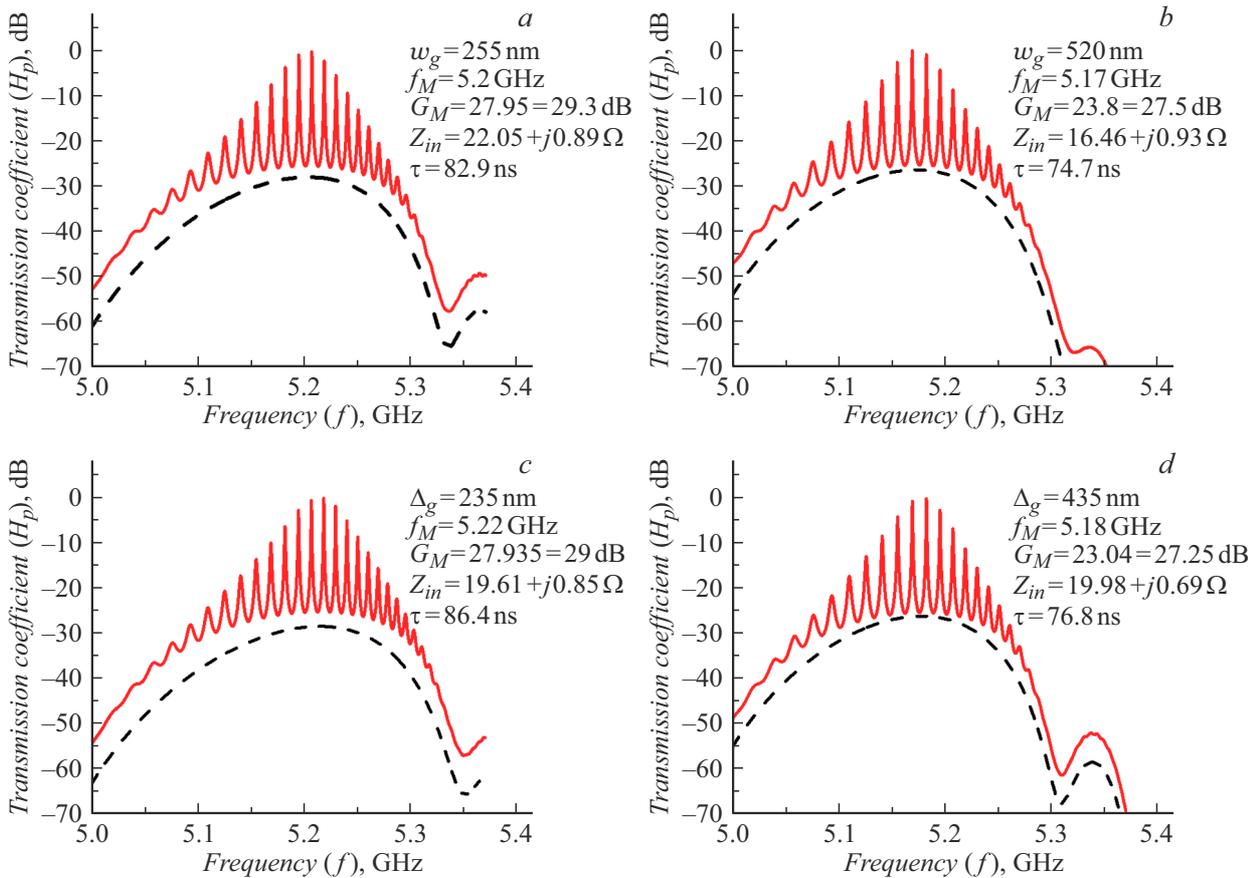


Рис. 6. Амплитудно-частотные характеристики МАКР (красная сплошная линия) и микроминиатюрной СВЛЗ (черная штриховая линия), рассчитанные при $w_g = 255 \text{ nm}$ (a); $w_g = 520 \text{ nm}$ (b); $\Delta_g = 235 \text{ nm}$ (c); $\Delta_g = 435 \text{ nm}$ (d).

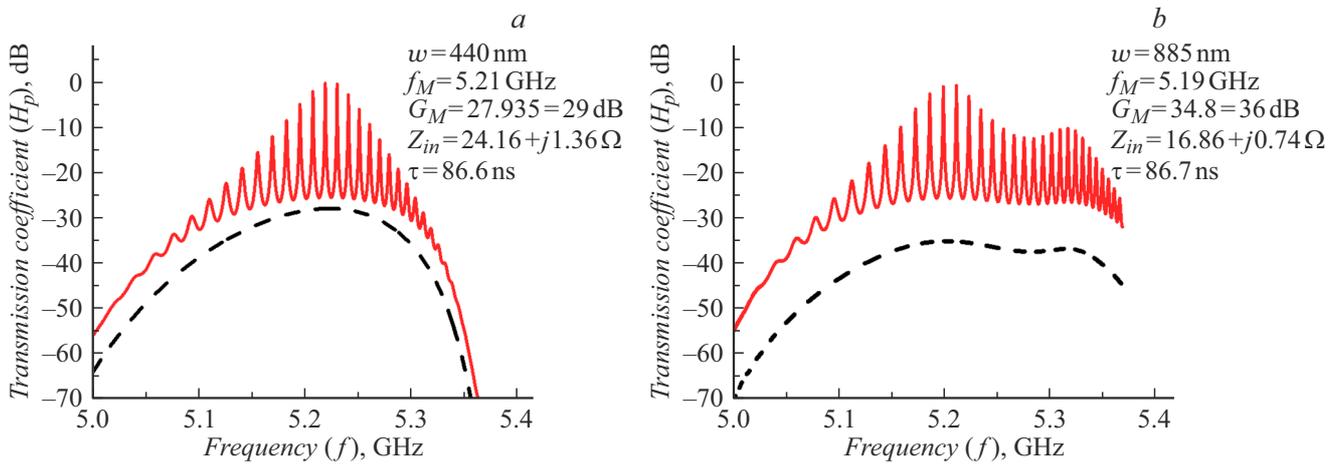


Рис. 7. Передаточные характеристики МАКР (красная сплошная линия) и микроминиатюрной СВЛЗ (черная штриховая линия), рассчитанные при $w, \text{ nm}$: 440 (a); 885 (b).

частоте f_M . С точки зрения характеристик резервуарной вычислительной системы, наибольший интерес вызывает задача определения набора параметров, обеспечивающих максимальное время задержки τ при минимальном пороге автогенерации G_M .

Рис. 6–9 показывают влияние параметров антенн на передаточные характеристики МАКР, построенных на микроминиатюрных СВЛЗ. Как было показано ранее, изменение w_g и Δ_g оказывает схожее влияние. Увеличение ширины боковых электродов (w_g) (рис. 6, a, b) и

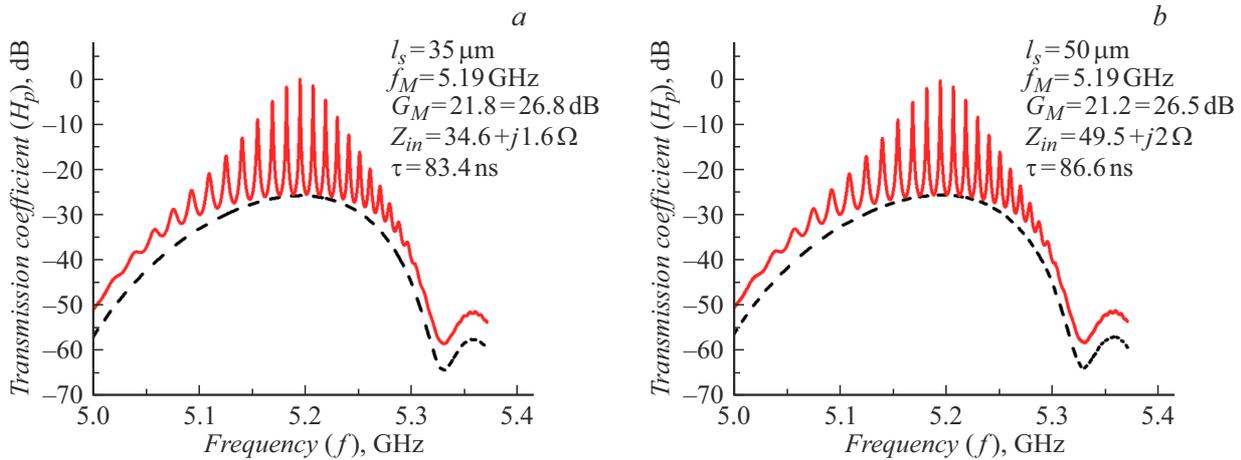


Рис. 8. Передаточные характеристики МАКР (красная сплошная линия) и микроминиатюрной СВЛЗ (черная штриховая линия), рассчитанные при l_s , μm : 35 (a); 50 (b).

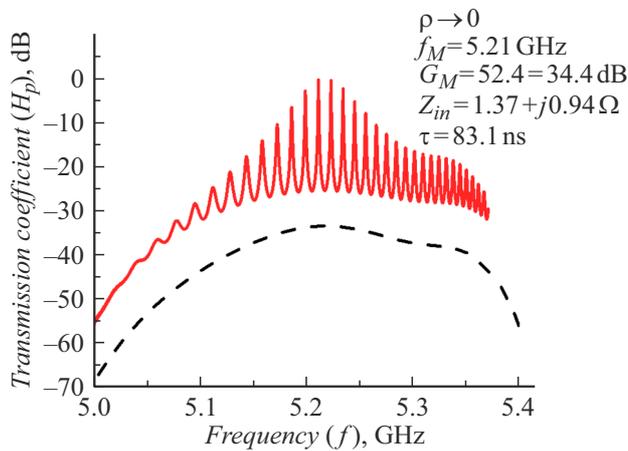


Рис. 9. Передаточные характеристики МАКР (красная сплошная линия) и микроминиатюрной СВЛЗ (черная штриховая линия), рассчитанные при $\rho \rightarrow 0$.

зазора между центральным и боковым электродами (Δ_g) (рис. 6, c, d) приводит к незначительному сдвигу положения максимума вниз по частоте, а также уменьшению уровня вносимых потерь. В результате такого сдвига по сравнению с базовой конструкцией (рис. 5) снижается порог автогенерации G_M , а также уменьшается время задержки спиновых волн на частоте f_M на 7 ns для случая, представленного на рис. 6, b, и на 5 ns для рис. 6, d. Отметим, что увеличение Δ_g также приводит к возрастанию входного сопротивления до $Z_{in} = 19.98 + j0.69 \Omega$ и, следовательно, такая конструкция обеспечивает более низкий порог автогенерации $G_M = 27.25 \text{ dB}$ (рис. 6, d).

Рассмотрим теперь влияние ширины центрального электрода (w). Как видно из рис. 7, a, уменьшение ширины центрального электрода до $w = 440 \text{ nm}$ приводит к сдвигу максимума коэффициента передачи вверх по частоте. В результате время задержки возрастает на 5 ns. В этом случае увеличение входного сопротивления до

$Z_{in} = 24.16 + j1.36 \Omega$ частично компенсирует возрастание затухания спиновых волн. В результате порог автогенерации составляет $G_M = 29 \text{ dB}$. Увеличение ширины электрода (рис. 7, b) приводит к уширению передаточной характеристики и дополнительному затуханию. В результате порог автогенерации значительно возрастает, а время задержки практически не меняется.

На рис. 8 представлены результаты расчета передаточных характеристик активных кольцевых микрорезонаторов на СВЛЗ, содержащих антенны различной длины (l_s). Как было отмечено ранее, увеличение длины антенны приводит к возрастанию входного сопротивления. На частоте f_M входное сопротивление антенны длиной $l_s = 50 \mu\text{m}$ составляет $Z_{in} = 49.5 + j2 \Omega$. В результате такая конструкция обеспечивает наибольшее время задержки $\tau = 86.6 \text{ ns}$ при наименьшем пороговом коэффициенте усиления $G_M = 26.5 \text{ dB}$. Отметим, что результаты, полученные для антенны длиной $l_s = 50 \mu\text{m}$, близки к результатам для антенны длиной $l_s = 35 \mu\text{m}$ (рис. 8, b). Это связано с увеличением активного сопротивления длинных антенн, которые несмотря на уменьшение коэффициента отражения вносят дополнительные потери в распространение сигнала в СВЛЗ. Для сравнения полученного на рис. 8, b времени задержки $\tau = 86.6 \text{ ns}$ при $G_M = 26.5 \text{ dB}$ с характеристиками, типичными для СВЛЗ на пленках микронной толщины, воспользуемся известным выражением, связывающим затухание спиновых волн A , выраженное в dB, и время задержки в τ в микросекундах:

$$A(\text{dB}) \approx 0.95 \cdot 2\Delta H \cdot \tau [\mu\text{s}]. \quad (5)$$

Откуда при времени задержки $\tau = 86.6 \text{ ns}$ получим $A = 10 \text{ dB}$. Однако такое время задержки в случае пленки ЖИГ микронной толщины требует расстояния между антеннами порядка нескольких миллиметров.

Еще одним важным параметром копланарных антенн является удельное сопротивление электродов (ρ).

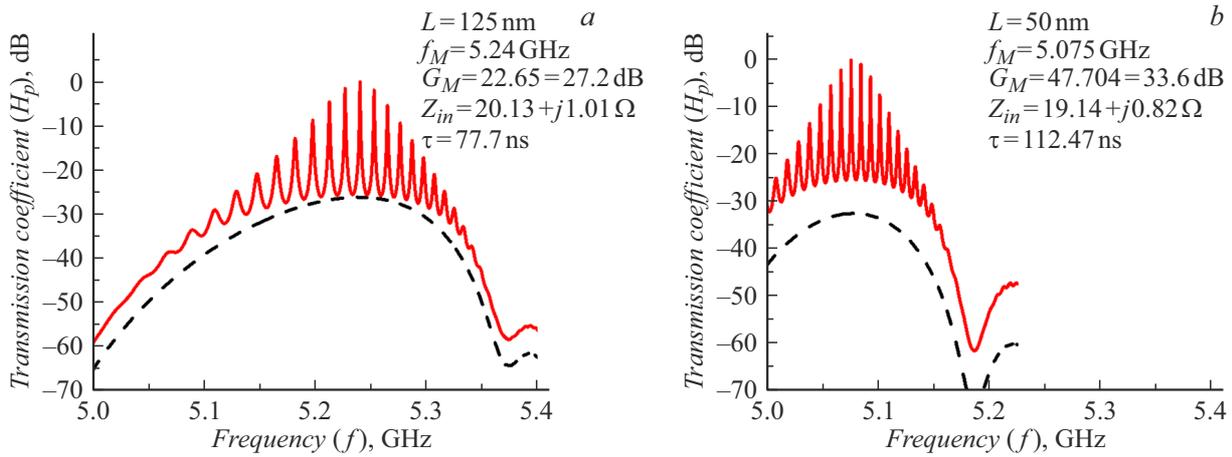


Рис. 10. Передаточные характеристики МАКР (красная сплошная линия) и микроминиатюрной СВЛЗ (черная штриховая линия), рассчитанные при L , nm: 125 (a); 50 (b).

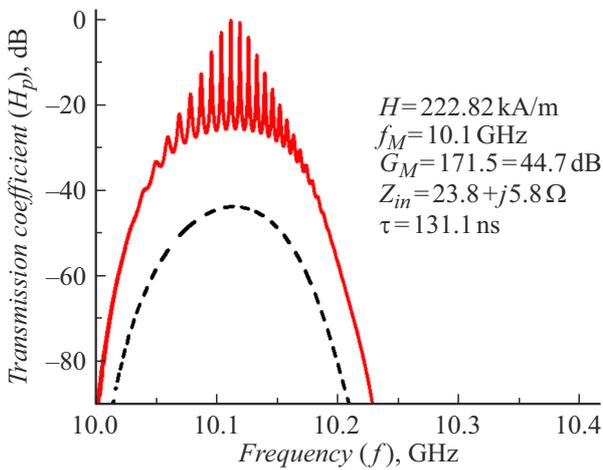


Рис. 11. Передаточные характеристики МАКР (сплошная линия) и микроминиатюрной СВЛЗ (штриховая линия), рассчитанные при $H = 222.82$ kA/m.

На рис. 9 представлены результаты расчета передаточной характеристики активного кольцевого резонатора для случая идеальных электродов при $\rho \rightarrow 0$. Как было отмечено выше, идеальные антенны обеспечивают низкое входное сопротивление $Z_{in} = 1.37 + j0.94 \Omega$, в результате чего порог перехода в режим автогенерации такого кольцевого микрорезонатора возрастает до 34.4 dB.

Рассмотрим влияние параметров магнитной пленки. На рис. 10 показаны результаты расчета передаточных характеристик активных кольцевых резонаторов для пленок ЖИГ разной толщины. Как известно, изменение толщины пленки ЖИГ влияет на время задержки и уровень вносимых потерь. Увеличение толщины до $L = 125$ nm приводит к уменьшению времени задержки на 3.8 ns, при этом порог автогенерации уменьшается на 1 dB (рис. 10, a). С другой стороны, как показано на

рис. 10, b, уменьшение толщины до $L = 50$ nm приводит к возрастанию времени задержки на 20.9 ns, а также увеличению порога автогенерации на 5.4 dB. Как видно из этого рисунка, значительное возрастание времени задержки сопровождается уменьшением расстояния между соседними резонансными частотами. Так, расстояние между соседними частотами вблизи частоты f_M для базовой конструкции составляет 12.1 MHz, а в случае тонкой пленки ЖИГ это расстояние уменьшается до 8.8 MHz.

На рис. 11 представлена передаточная характеристика активного кольцевого микрорезонатора, рассчитанная для магнитного поля $H = 222.82$ kA/m. Как видно, в результате увеличения магнитного поля время задержки возрастает на 49.6 ns, что сопровождается увеличением порога автогенерации на 16.5 dB, а также уменьшением расстояния между соседними резонансными частотами на 4.7 MHz.

3. Теоретическое исследование производительности магنونных РВС на микроминиатюрных СВЛЗ

Увеличение коэффициента усиления выше порога (G_M) переводит активный кольцевой резонатор в режим монохроматической автогенерации на частоте f_M . Мощность выходного сигнала в таком режиме определяется балансом между усилением, создаваемым СВЧ усилителем в цепи обратной связи, и нелинейным затуханием спиновых волн в СВЛЗ. Изменение коэффициента усиления приводит к нарушению этого баланса, в результате чего мощность выходного сигнала изменяется до тех пор, пока равновесие между усилением и затуханием не будет восстановлено. Переходные процессы, возникающие на выходе МАКО при изменении коэффициента усиления, позволяют использовать такую схему в качестве РВС [19–22].

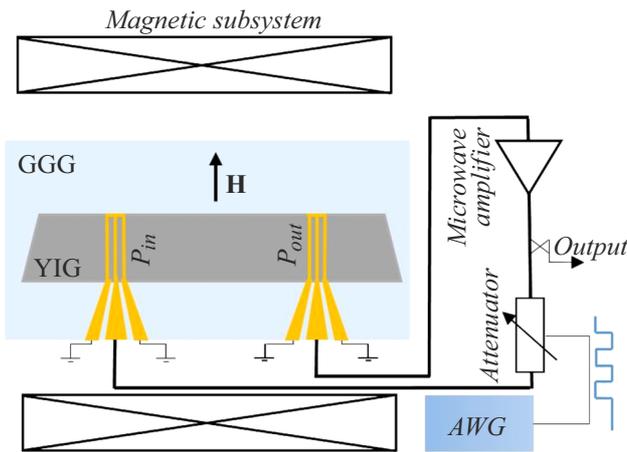


Рис. 12. Блок-схема магнитной резервуарной вычислительной системы на микроминиатюрной СВЛЗ.

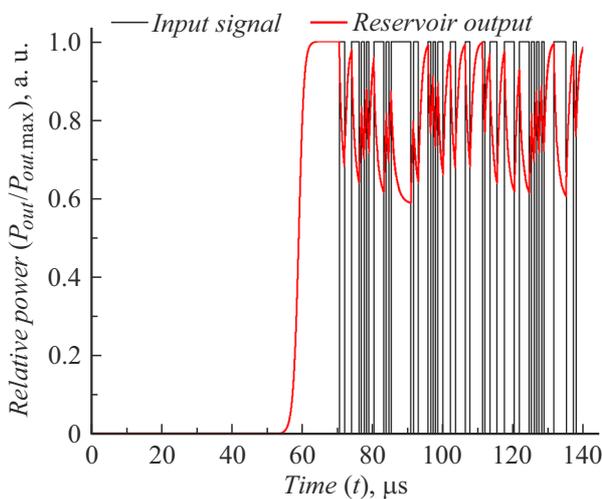


Рис. 13. Отклик МАКО (красная линия) на входную двоичную последовательность (черная линия).

Блок-схема РВС на микроминиатюрной СВЛЗ показана на рис. 12. В отличие от схемы МАКР, показанной на рис. 4, РВС содержит один направленный ответвитель, обеспечивающий вывод СВЧ сигнала из кольца, а также электронный аттенуатор (модулятор), используемый для ввода информационной последовательности из генератора сигналов произвольной формы (ГСПФ) путем управления коэффициентом усиления в цепи обратной связи.

На заключительном этапе проводилось моделирование отклика МАКО на случайную входную последовательность импульсов, поданную на вход в электронный аттенуатор. Для проведения расчетов использована численная модель, в основе которой лежит уравнение Гинзбурга–Ландау для Фурье-компонент, описывающее нелинейный набег фазы и нелинейное затухание рабочих спиновых волн, распространяющихся вдоль

оси x [34,58,59]:

$$V_g \left(\frac{\partial u}{\partial x} + i \frac{\partial \varphi_{NL}}{\partial x} u \right) + \eta u + (v_1 + iN)u^3 + v_2 u^5 = 0, \quad (6)$$

где $u = \frac{m}{\sqrt{2M_s}}$ — безразмерная амплитуда спиновой волны, m — переменная составляющая намагниченности, φ_{NL} — нелинейный набег фазы, $V_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}$ — групповая скорость спиновой волны, $N = \frac{\partial^2 \omega}{\partial |u|^2}$ — нелинейный коэффициент, $\eta = \mu_0 \cdot |\gamma| \cdot \Delta H$ — частота релаксации спиновых волн, v_1 и v_2 — коэффициенты нелинейного затухания третьего и пятого порядков. Приравнявая действительную и мнимую части уравнения (6) к нулю, получим два дифференциальных уравнения, которые описывают эволюцию амплитуды и фазы нелинейной спиновой волны. Далее для описания переходных процессов в РВС используем только уравнение для амплитуды:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{v_1}{V_g} u^3 + \frac{v_2}{V_g} u^5 + \frac{\eta}{V_g} u = 0. \quad (7)$$

Решение уравнения (7) позволяет определить амплитуду сигнала на выходе нелинейной СВЛЗ [58]. В соответствии со схемой, представленной на рис. 12, полученный на выходе СВЛЗ сигнал распространяется через электронные компоненты кольца, включая усилитель, обеспечивающий компенсацию потерь ($G > G_M$). Часть сигнала выводится из кольца, а оставшаяся часть сигнала поступает на вход СВЛЗ и используется в качестве начальной амплитуды при решении уравнения (7). Повторение этого расчета на каждом обороте сигнала в кольце позволяет описать переходные процессы, возникающие в МАКО при изменении коэффициента усиления в цепи обратной связи [53]. Предложенный в этой работе метод был использован для моделирования отклика РВС, который представляет собой зависимость мощности выходного сигнала МАКО от времени.

На рис. 13 показан отклик РВС (красная линия) на входную двоичную последовательность, показанную черной линией. Для моделирования использовались параметры СВЛЗ базовой конструкции, а также следующие значения коэффициентов нелинейного затухания третьего $v_1 = 2 \text{ ns}^{-1}$ и пятого порядков $v_2 = 2 \text{ ps}^{-1}$. Отметим, что отношение длительности входного импульса T ко времени задержки сигнала в СВЛЗ $\tau(T/\tau)$ является одним из ключевых параметров, определяющих рабочие характеристики РВС. При этом длительность переходного процесса между двумя устойчивыми состояниями определяется соотношением между коэффициентами усиления и затухания спиновых волн. В РВС, построенных на МАКО, значение коэффициента усиления ограничено снизу порогом автогенерации, а сверху порогом возникновения нелинейных эффектов более высокого порядка. Как показано в работах [22,60], такие РВС на микронных пленках ЖИГ демонстрируют высокую производительность при T/τ от 5 до 10. В исследуемых микроминиатюрных СВЛЗ время задержки изменялось от 74.7 до 131.1 ns. Поэтому длительность отдельного

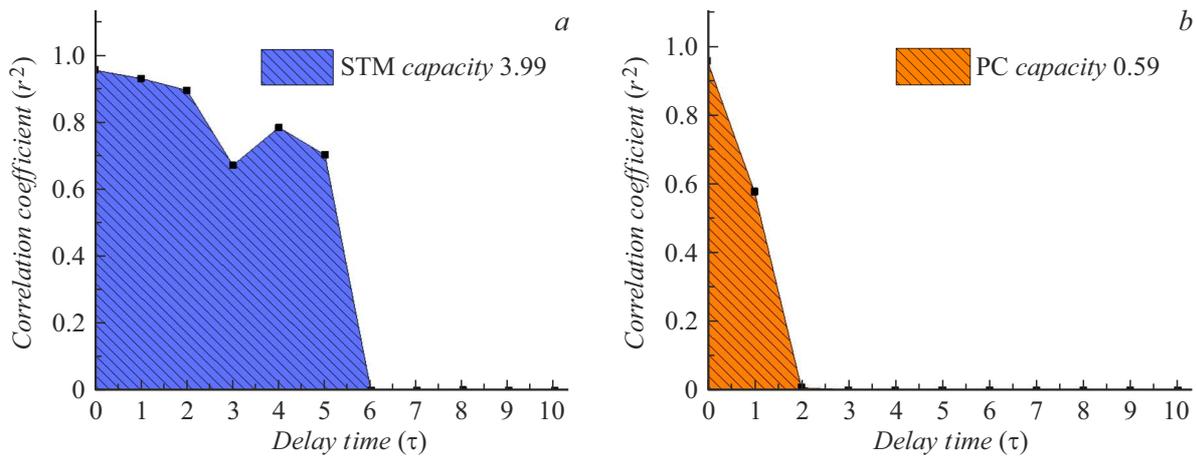


Рис. 14. Результаты расчета ТКП (а) и ТКЧ (б) для МАКО на СВЛЗ базовой конструкции.

Результаты расчета емкостей ТКП и ТКЧ микроминиатюрных РВС на СВЛЗ различных конструкций

№	Параметр	Емкость ТКП	Δ_{STM}	Емкость ТКЧ	Δ_{PC}	T/τ
1	—	3.99	0	0.59	0	8.59
2	$\Delta_g = 235 \text{ nm}$	3.76	-0.23	0.54	-0.05	8.1
3	$\Delta_g = 435 \text{ nm}$	1.4	-2.59	1.29	0.7	9.11
4	$w_g = 520 \text{ nm}$	3.4	-0.59	0.67	0.08	9.37
5	$w_g = 255 \text{ nm}$	5.02	1.03	0.6	0.01	8.44
6	$w = 440 \text{ nm}$	2.82	-1.17	0.59	0	8.08
7	$w = 885 \text{ nm}$	4.76	0.77	0.59	0	8.07
8	$l_s = 50 \mu\text{m}$	2.76	-1.23	0.59	0	8.08
9	$l_s = 35 \mu\text{m}$	4.14	0.15	0.55	-0.04	8.39
10	$\rho \rightarrow 0$	3.73	-0.26	0.71	0.12	8.42
11	$L = 50 \text{ nm}$	4.6	0.61	0.41	-0.18	6.23
12	$L = 125 \text{ nm}$	0.91	-3.08	1.27	0.68	9.01
13	$H = 222.82 \text{ kA/m}$	2.53	-1.46	0.64	0.05	5.34

импульса в двоичной последовательности была выбрана $T = 700 \text{ ns}$, что соответствует диапазону T/τ от 5.34 до 9.37.

Информационный сигнал подается из ГСПФ на вход в электронный аттенюатор. При подаче логического „0“ аттенюатор не вносит потерь, т.е. эффективный коэффициент усиления в кольце (коэффициент передачи усилителя и электронного аттенюатора) $G_{on} = \sqrt{1.1}G_M = G_M + 0.4 \text{ dB}$. При подаче логической „1“ аттенюатор уменьшает эффективный коэффициент усиления до значения $G_{off} = \sqrt{1.05}G_M = G_M + 0.2 \text{ dB}$. В расчете входная двоичная последовательность состояла из 200 bit. Первые 100 значений „0“. Они необходимы для вывода кольца в режим автогенерации. Остальные 100 bit сгенерированы случайным образом.

Как видно на рис. 13, кольцо выходит в режим автогенерации через $60 \mu\text{s}$ (красная линия). Через $70 \mu\text{s}$ на вход электронного аттенюатора подается произвольная последовательность, которая обеспечивает изменение

коэффициента усиления и вызывает переходные процессы на выходе МАКО (красная линия на рис. 13).

Одним из методов оценки производительности РВС является расчет емкостей теста контроля четности и теста кратковременной памяти. Для этого на вход в магنونный микрорезервуар подавалась двоичная последовательность длиной 4200 bit. Первые 200 bit в этой последовательности имели значение „0“, оставшиеся 4000 bit заполнялись случайной двоичной последовательностью. На рис.14 представлены результаты расчета емкостей ТКП и ТКЧ для микрорезервуаров на СВЛЗ базовой конструкции. Как видно из рисунка, в этом случае значения емкостей ТКП и ТКЧ достигают 3.99 и 0.59 соответственно.

Емкости ТКП и ТКЧ, полученные для магنونных РВС на СВЛЗ различных конструкций, исследованных в настоящей работе собраны в таблице. В таблице во второй колонке приведен параметр СВЛЗ, величина которого отличается от базовой конструкции. Третья и пятая колонки соответствуют емкостям ТКП и ТКЧ. Четвертая и шестая колонки соответствуют изменению

емкости по сравнению с емкостью тестов для СВЛЗ базовой конструкции. Крайняя правая колонка показывает отношение длительности импульса T ко времени задержки в СВЛЗ τ .

Как видно из таблицы, полученные значения емкостей свидетельствуют о том, что выбранные параметры базовой конструкции и выбранное время задержки не являются оптимальными. Максимальное значение ТКЧ получено при отношении $T/\tau = 9.11$. Одним из способов повышения емкостей ТКП и ТКЧ является выбор оптимального соотношения между временем задержки в кольце и/или длительностью входных импульсов. Полученные в ходе работы результаты демонстрируют принципиальную применимость микроминиатюрных СВЛЗ для создания магнанных микрорезервуаров.

Заключение

В работе были получены новые знания о возможности микроминиатюризации магнанных РВС за счет использования сверхтонких пленок ЖИГ. Для этого был проведен расчет передаточных характеристик микроминиатюрных СВЛЗ на сверхтонких пленках ЖИГ. В конструкции СВЛЗ используются компактные копланарные антенны, которые обеспечивают эффективное возбуждение и прием спиновых волн, а также развязку между антеннами вне полосы рабочих частот. Проведено исследование влияния параметров копланарных антенн на передаточные характеристики СВЛЗ. Полученные зависимости использованы для расчета передаточных характеристик активных кольцевых резонаторов. В результате численного моделирования было показано, что использование нанометровых пленок ЖИГ обеспечивает сохранение времени задержки и уровня вносимых потерь при длине волноведущей структуры всего $20\ \mu\text{m}$, что на два порядка меньше, чем в случае пленок ЖИГ микронной толщины. На заключительном этапе работы полученные характеристики микроминиатюрных СВЛЗ и активных кольцевых резонаторов использованы для моделирования переходных процессов в магнанных РВС, в которых ввод информационного сообщения осуществляется с помощью управления коэффициентом усиления. Для оценки производительности вычислительных систем был использован расчет емкости ТКП и ТКЧ. Показано, что характеристики предложенных магнанных микрорезервуаров не уступают характеристикам классических магнанных РВС на микронных пленках ЖИГ. Отметим, что использование в качестве СВЧ усилителя и электронного аттенюатора микрочипов обеспечивает возможность изготовления магнанных РВС в гибридном исполнении с применением тонкопленочной технологии создания микроминиатюрных СВЛЗ, что позволит перейти к реализации микроминиатюрных РВС.

Финансирование работы

Работа в СПбГЭТУ поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (проект „Госзадание“, грант № FSEE-2020-0005).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] D.P. Mandic, J.A. Chambers. *Recurrent Neural Networks for Prediction Learning Algorithms, Architectures and Stability*. (Wiley Online Library, 2001), DOI: 10.1002/047084535X
- [2] G.G. Tanaka, T. Yamane, J. B. Héroux, R. Nakane, N. Kanazawa, S. Takeda, H. Numata, D. Nakano, A. Hirose. *Neural Netw.*, **115**, 100 (2019). DOI: 10.1016/j.neunet.2019.03.005
- [3] G. Dion, S. Mejaouri, J. Sylvestre. *J. App. Phys.*, **124**, 152132 (2018). DOI: 10.1063/1.5038038
- [4] Y. Paquot, F. Duport, A. Smerieri, J. Dambre, B. Schrauwen, M. Haelterman, S. Massar. *Sci. Rep.*, **2**, 282 (2012). DOI: 10.1038/srep00287
- [5] Y.K. Chembo, D. Brunner, M. Jacquot, L. Larger. *Rev. Mod. Phys.*, **91**, 035006 (2019). DOI: 10.1103/RevModPhys.91.035006
- [6] Y. Bai, X. Xu, M. Tan, Y. Sun, Y. Li, J. Wu, R. Morandotti, A. Mitchell, K. Xu, D.J. Moss. *Nanophotonics*, **12**, 795 (2023). DOI: 10.1515/nanoph-2022-0485
- [7] F.D.-L. Coarer, M. Sciamanna, A. Katumba, M. Freiburger, J. Dambre, P. Bienstman, D. Rontani. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **24**, 7600108 (2018). DOI: 10.1109/JSTQE.2018.2836985
- [8] Y. Yamazaki, K. Kinoshita. *Adv. Sci.*, **11**, 2304804 (2023). DOI: 10.1002/advs.202304804
- [9] Y. Zhong, J. Tang, X. Li, X. Liang, Z. Liu, Y. Li, Y. Xi, P. Yao, Z. Hao, B. Gao, H. Qian, H. Wu. *Nat., Electron.*, **5**, 672 (2022). DOI: 10.1038/s41928-022-00838-3
- [10] J. Grollier, D. Querlioz, K. Camsari, K. Everschor-Sitte, S. Fukami, M.D. Stiles. *Nat. Electron.*, **3**, 360 (2020). DOI: 10.1038/s41928-019-0360-9
- [11] J. Torrejon, M. Riou, F.A. Araujo, S. Tsunegi, G. Khalsa, D. Querlioz, P. Bortolotti, V. Cros, K. Yakushiji, A. Fukushima, H. Kubota, S. Yuasa, M.D. Stiles, J. Grollier. *Nat.*, **547**, 428 (2017). DOI: 10.1038/nature23011
- [12] K. Nakajima. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **59**, 060501 (2020). DOI: 10.35848/1347-4065/ab8d4f
- [13] K. Nakajima. *Reservoir Computing* (Singapore: Springer, 2021), DOI: 10.1007/978-981-13-1687-6
- [14] Z. Qi, L. Mi, H. Qian, W. Zheng, Y. Guo, Y. Chai. *Adv. Funct. Mater.*, **33**, 2306149 (2023). DOI: 10.1002/adfm.202306149
- [15] M. Yan, C. Huang, P. Bienstman, P. Tino, W. Lin, J. Sun. *Nat. Commun.*, **15**, 2056 (2024). DOI: 10.1038/s41467-024-45187-1
- [16] X. Liang, J. Tang, Y. Zhong, B. Gao, H. Qian, H. Wu. *Nat. Electron.*, **7**, 193 (2024). DOI: 10.1038/s41928-024-01133-z
- [17] H. Jaeger. *A tutorial on training recurrent neural networks, covering BPPT, RTRL, EKF and the echo state network approach* (2005)

- [18] N. Bertschinger, T. Natschläger. *Neural Comput.*, **16**, 1413 (2004). DOI: 10.1162/089976604323057443
- [19] S. Watt, M.P. Kostylev. *Phys. Rev. Appl.*, **13**, 034057 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.13.034057.
- [20] S. Watt, M.P. Kostylev, A.B. Ustinov. *J. Appl. Phys.*, **129**, 044902 (2021). DOI: 10.1063/5.0033292
- [21] S. Watt, M.P. Kostylev, A.B. Ustinov, B.A. Kalinikos. *Phys. Rev. Appl.*, **15**, 064060 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.15.064060
- [22] A.B. Ustinov, R.V. Haponchik, M.A. Kostylev. *Appl. Phys. Lett.*, **124**, 4 (2024). DOI: 10.1063/5.0189542
- [23] S. Watt, M. Kostylev. *J. Appl. Phys.*, **135** (2), (2024). DOI: 10.1063/5.0184848
- [24] C.B. Abbott, D.A. Bozhko. (2024). DOI: 10.48550/arXiv.2405.09542
- [25] M. Wu. *Solid State Phys.*, **62**, 163 (2010). DOI: 10.1016/B978-0-12-374293-3.00003-1
- [26] Z. Wang, A. Hagerstrom, J.Q. Anderson, W. Tong, M. Wu, L.D. Carr, R. Eykholt, B.A. Kalinikos. *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 114102 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevLett.107.114102
- [27] A. Hagerstrom, M. Wu, R. Eykholt, B.A. Kalinikos. *Phys. Rev. B*, **83**, 104402 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevB.83.104402
- [28] A.B. Ustinov, A.V. Kondrashov, A.A. Nikitin, B.A. Kalinikos. *Appl. Phys. Lett.*, **104**, 234101 (2014). DOI: 10.1063/1.4881889
- [29] P.A.P. Janantha, B. Kalinikos, M. Wu. *Phys. Rev. B*, **95**, 064422 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevB.95.064422
- [30] A.S. Bir, S.V. Grishin, O.I. Moskalenko, A.N. Pavlov, M.O. Zhuravlev, D.O. Ruiz. *Phys. Rev. Lett.*, **125**, 083903 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevLett.125.083903
- [31] Y. Xiong, Z. Zhang, Y. Li, M. Hammami, J. Sklenar, L. Alahmed, P. Li, T. Sebastian, H. Qu, A. Hoffmann, V. Novosad, W. Zhang. *Rev. Sci.*, **91**, 125105 (2020). DOI: 10.1063/5.0023715
- [32] S.V. Grishin, O.I. Moskalenko, A.N. Pavlov, D.V. Romanenko, A.V. Sadovnikov, Y.P. Sharaevskii, I.V. Sysoev, T.M. Medvedeva, E.P. Seleznev, S.A. Nikitov. *Phys. Rev. Appl.*, **16**, 054029 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.16.054029
- [33] A.B. Ustinov, A.V. Kondrashov, I. Tatsenko, A.A. Nikitin, M.P. Kostylev. *Phys. Rev. B*, **104**, L140410 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevB.104.L140410
- [34] J. Anderson, P.A. Praveen Janantha, D.A. Alcalá, M. Wu, L.D. Carr. *New J. Phys.*, **24**, 033018 (2022). DOI: 10.1088/1367-2630/ac47cb
- [35] V.V. Vitko, A.A. Nikitin, R.V. Haponchik, A.A. Stashkevich, M.P. Kostylev, A.B. Ustinov. *Eur. Phys. J.*, **137**, 1010 (2022). DOI: 10.1140/epjp/s13360-022-03213-5
- [36] A. Khitun, M. Balinskiy. *Sci. Rep.*, **12**, 9482 (2022). DOI: 10.1038/s41598-022-13614-2
- [37] M. Balynsky, Y. Khivintsev, A. Kozhevnikov, Y. Nikulin, V. Sakharov, Y. Filimonov, A. Khitun. *J. Appl. Phys.*, **133**, 023904 (2023). DOI: 10.1063/5.0130423
- [38] A.V. Chumak, P. Kabos, M. Wu, C. Abert, C. Adelman, A.O. Adeyeye, J. Akerman, F.G. Aliev, A. Anane, A. Awad, C.H. Back, A. Barman, G.E.W. Bauer, M. Becherer, E.N. Beginin, V.A.S.V. Bittencourt, Y.M. Blanter, P. Bortolotti, I. Boventer, D.A. Bozhko, S.A. Bunyaev, J.J. Carmiggelt, R.R. Cheenikundil, F. Ciubotaru, S. Cotozana, G. Csaba, O.V. Dobrovolskiy, C. Dubs, M. Elyasi, K.G. Fripp, H. Fulara, I.A. Golovchanskiy, C. Gonzalez-Ballester, P. Graczyk, D. Grundler, P. Gruszecki, G. Gubbiotti, K. Guslienko, A. Haldar, S. Hamdioui, R. Hertel, B. Hillebrands, T. Hioki, A. Houshang, C.-M. Hu, H. Huebl, M. Huth, E. Iacocca, M.B. Jungfleisch, G.N. Kakazei, A. Khitun, R. Khymyn, T. Kikkawa, M. Klaui, O. Klein, J.W. Klos, S. Knauer, S. Koraltan, M. Kostylev, M. Krawczyk, I.N. Krivorotov, V.V. Kruglyak, D. Lachance-Quirion, S. Ladak, R. Lebrun, Y. Li, M. Lindner, R. Macedo, S. Mayr, G.A. Melkov, S. Mieszczak, Y. Nakamura, H.T. Nembach, A.A. Nikitin, S.A. Nikitov, V. Novosad, J.A. Otalora, Y. Otani, A. Papp, B. Pigeau, P. Pirro, W. Porod, F. Porrati, H. Qin, B. Rana, T. Reimann, F. Riente, O. Romero-Isart, A. Ross, A.V. Sadovnikov, A.R. Safin, E. Saitoh, G. Schmidt, H. Schultheiss, K. Schultheiss, A.A. Serga, S. Sharma, J.M. Shaw, D. Suess, O. Surzhenko, K. Szulc, T. Taniguchi, M. Urbanek, K. Usami, A.B. Ustinov, T. van der Sar, S. van Dijken, V.I. Vasyuchka, R. Verba, S.V. Kusminskiy, Q. Wang, M. Weides, M. Weiler, S. Wintz, S.P. Wolski, X. Zhang. *IEEE Trans. Magn.*, **58** (6), 1 (2022). DOI: 10.1109/TMAG.2022.3149664
- [39] S. Watt, M. Kostylev. *Phys. Rev. Appl.*, **19** (6), 064029 (2023). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.19.064029
- [40] N. Beaulieu, N. Kervarec, N. Thiery, O. Klein, V. Naletov, H. Hurdequint, G. Loubens, J. B. Youssef, N. Vukadinovic. *IEEE Magn. Lett.*, **9**, 1 (2018). DOI: 10.1109/LMAG.2018.2868700
- [41] C. Dubs. *Phys. Rev. Mater.*, **4**, 024416 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevMaterials.4.024416
- [42] A. K. Ganguly, D.C. Webb. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, **2** (12), 998 (1975). DOI: 10.1109/TMTT.1975.1128733
- [43] Г.А. Вугальтер, Б.Н. Гусаев, А.Г. Гуревич, О.А. Чивилева. *ЖТФ*, **56** (1), 149 (1986).
- [44] V.F. Dmitriev, B.A. Kalinikos. *Sov. Phys. J.*, **31** (11), 875 (1988). DOI: 10.1007/BF00893541
- [45] W.S. Ishak. *Proc. IEEE*, **76** (2), 171 (1988). DOI: 10.1109/5.4393
- [46] Г.А. Вугальтер, И.А. Гишинский. *Изв. вузов. Радиофизика*, **32** (10), 1187 (1989).
- [47] В.Ф. Дмитриев. *Радиотехника и электроника*, **35** (9), 1821 (1990).
- [48] V. Vlaminck, M. Bailleul. *Science*, **322** (5900), 410 (2008). DOI: 10.1126/science.1162843
- [49] C.S. Chang, M. Kostylev, E. Ivanov, J. Ding, A.O. Adeyeye. *Appl. Phys. Lett.*, **104** (3), 032408 (2014). DOI: 10.1063/1.4863078
- [50] C. Weiss, M. Grassi, Y. Roussigne, A. Stashkevich, T. Schefer, J. Robert, M. Bailleul, M. Kostylev. *J. Magn. Magn. Mater.*, **565**, 170003 (2023). DOI: 10.1016/j.jmmm.2022.170103
- [51] C. Weiss, M. Grassi, Y. Roussigne, A. Stashkevich, T. Schefer, J. Robert, M. Bailleul, M. Kostylev. *Magn. Magn. Mater.*, **565**, 170002 (2023). DOI: 10.1016/j.jmmm.2022.170002
- [52] A.A. Nikitin, I.Y. Tatsenko, M.P. Kostylev, A.B. Ustinov. *J. Appl. Phys.*, **135**, 123906 (2024). DOI: 10.1063/5.0200249
- [53] A.A. Nikitin, A.A. Nikitov, A.B. Ustinov, S. Watt, M.P. Kostylev. *J. Appl. Phys.*, **131** (11), 113903 (2022). DOI: 10.1063/5.0081142
- [54] A.V. Kondrashov, A.A. Nikitin, A.A. Nikitin, M.P. Kostylev, A.B. Ustinov. *J. Magn. Magn. Mater.*, **563**, 169968 (2022). DOI: 10.1016/j.jmmm.2022.169968
- [55] A.A. Nikitin, V.V. Vitko, M.A. Cherkasskii, A.B. Ustinov, B.A. Kalinikos. *Res. Phys.*, **18**, 103279 (2020). DOI: 10.1016/j.rinp.2020.103279

- [56] V.E. Demidov, B.A. Kalinikos, N.G. Kovshikov, P. Edenhofer. *Electron. Lett.*, **35** (21), 1856 (1999). DOI: 10.1049/el:19991140
- [57] А.А. Никитин, А.Б. Устинов, А.А. Семенов, Б.А. Калиникос. *ЖТФ*, **82** (7), 98 (2012). DOI: 10.1134/S106378421207016X
- [58] M.M. Scott, C.E. Patton, M.P. Kostylev, B.A. Kalinikos. *J. Appl. Phys.*, **95**, 6294 (2004). DOI: 10.1063/1.1699503
- [59] A.B. Ustinov, B.A. Kalinikos. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 172511 (2006). DOI: 10.1063/1.2362576
- [60] A.V. Kondrashov, M. Kostylev, A.B. Ustinov. *J. Magn. Mater.*, **591**, 171685 (2024). DOI: 10.1016/j.jmmm.2023.171685