

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 53.082.78

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ГОЛОВКИ ДЛЯ СКАНИРУЮЩЕГО СПЕКТРОМЕТРА ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

© 2025 г. Б. А. Беляев^{a,b,*}, Н. М. Боев^{b,c}, А. В. Бурмитских^{b,c},
А. А. Горчаковский^{b,c}, С. Д. Крёков^{b,c}, Р. Г. Галеев^{a,d}

^a Сибирский государственный университет науки и технологий им. М.Ф. Решетнева
Россия, 660037, Красноярск, просп. им. газеты “Красноярский рабочий”, 31

^b Сибирский федеральный университет
Россия, 660041, Красноярск, просп. Свободный, 79

^c Институт физики им. Л.В. Киренского
Сибирского отделения Российской академии наук
Россия, 660036, Красноярск, Академгородок, 50, с. 38

^d АО НПП “Радиосвязь”
Россия, 660021, Красноярск, ул. Декабристов, 19

* e-mail: belyaev@iph.krasn.ru

Поступила в редакцию 23.07.2024 г.

После доработки 22.08.2024 г.

Принята к публикации 03.10.2024 г.

Основным элементом сканирующего спектрометра ферромагнитного резонанса является измерительная головка, с помощью которой регистрируются спектры поглощения электромагнитного излучения локальными участками тонких магнитных пленок. Степень локальности определяется площадью измерительного отверстия головки в пределах 0.1–2.2 мм². Чувствительность устройства существенно увеличена благодаря не только миниатюрности колебательного контура в автодинном генераторе и сравнительно большой его собственной добротности, но и замене круглого измерительного отверстия головки на квадратное. Последнее существенно повышает однородность распределения высокочастотного магнитного поля в измерительном отверстии. Набор сменных головок с требуемым шагом перекрывает диапазон частот 0.1–4.0 ГГц, при этом отношение сигнал/шум для головки с площадью отверстия 1.0 мм², измеренное на пермаллоевой пленке толщиной 2 нм, составляет не менее примерно 8 дБ. Показано, что эффективная намагниченность насыщения с ростом частоты монотонно достигает насыщения ($M_s = 843$ Гс), а на низких частотах аномально увеличивается более чем в 1.6 раза до величины $M_s = 1359$ Гс. Эффективность использования разработанных головок для исследования природы образования и особенностей распределения магнитных неоднородностей по площади образцов продемонстрирована на пермаллоевых пленках толщиной 25 нм размерами 10 × 10 мм², осажденных в постоянном магнитном поле на монокристаллические подложки из лангасита.

DOI: 10.31857/S0032816225010162, EDN: GHRVOU

1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что тонкие магнитные пленки (ТМП) широко используются в устройствах записи и считывания информации [1–5]. На ТМП конструируются датчики слабых магнитных полей [6, 7], создаются частотно-селективные устройства [8, 9], разнообразные устройства на основе спинtronики [10, 11], а также

нелинейные устройства сверхвысоких частот (СВЧ), например умножители частоты [12, 13]. Известно также, что характеристики устройств зависят не только от магнитных параметров ТМП (намагниченности насыщения, поля анизотропии и др.), но и от степени неоднородностей этих параметров по площади пленок, которые определяются качеством подложек и конкретной технологией изготовления образцов. Очевидно, что

развитие любой технологии осаждения пленок невозможно без оборудования, позволяющего измерять магнитные характеристики на локальных участках получаемых образцов и, в первую очередь, параметры магнитной анизотропии и параметр затухания прецессии намагниченности. Для этих целей одним из наиболее эффективных и точных методов является метод ферромагнитного резонанса (ФМР) [1, 14, 15].

Исследовать локальные участки ТМП методом ФМР, используя отверстие в стенке полого резонатора, предложил Фрайт [16]. При этом ТМП прикладывалась к отверстию выбранным участком образца снаружи резонатора, а отверстие служило локализованным источником высокочастотного магнитного поля и одновременно каналом связи между исследуемой пленкой и резонатором. Используя эту идею, Суху разработал конструкцию установки для снятия спектров ФМР с локальных участков пленок, названной им микроволновым магнитным микроскопом [1, 17]. Однако только замена полого резонатора на микрополосковый привела к существенному увеличению чувствительности измерительной установки и точности регистрации спектров с локальных участков ТМП [18]. Это позволило разработать автоматизированный сканирующий спектрометр ФМР, с помощью которого можно наблюдать характер распределения неоднородностей по площади образцов для целого ряда магнитных характеристик [19]. Дополнительно увеличить чувствительность сканирующего спектрометра удалось с помощью новой конструкции измерительной головки [20], в которой СВЧ-генератор, микрополосковый резонатор и детектор изготовлены с использованием технологии многослойных печатных плат.

Важно отметить, что благодаря появлению сканирующего спектрометра ФМР обнаружен и исследован целый ряд новых эффектов в магнитных пленках, которые имеют не только научное, но и практическое значение: в частности, эффект магнитной восприимчивости, наблюдаемый вблизи поля одноосной магнитной анизотропии в широком диапазоне частот, поэтому названный авторами нерезонансной магнитной восприимчивостью [21]. Обнаружен и исследован ФМР в квазиравновесном состоянии магнитного момента в ТМП [22], а также резкое изменение величины и угла направления одноосной магнитной анизотропии вблизи краев магнитных пленок [23, 24], которые обуслов-

лены размагничивающими полями, существующими на торцах намагниченного образца [25]. Показана возможность измерения с высокой точностью вицинального и азимутального углов интерфейса монокристаллической подложки, на которую осаждена магнитная пленка [26]. Благодаря сканирующему спектрометру ФМР в неоднородно напряженной магнитной пленке был выявлен флексомагнитный эффект, проявившийся в появлении односторонней магнитной анизотропии [27]. Недавно был обнаружен новый эффект, связанный с компенсацией поля одноосной магнитной анизотропии вблизи края ТМП ее размагничивающими полями [28].

Чувствительным элементом сканирующего спектрометра ФМР [18, 19] является СВЧ-головка, состоящая из немагнитного металлического корпуса, в котором размещен микрополосковый резонатор на подложке с высокой диэлектрической проницаемостью. Резонатор имеет круглое отверстие в экране вблизи пучности высокочастотного магнитного поля, и он является задающим колебательным контуром транзисторного СВЧ-генератора, работающего в автодинном режиме, с амплитудным детектором на выходе. Изменение сигнала на детекторе при развертке постоянного магнитного поля пропорционально величине поглощения СВЧ-мощности участком пленки, расположенным под измерительным отверстием. Несмотря на более высокую чувствительность измерительных головок [20], изготовленных с использованием технологии многослойных печатных плат, по сравнению с полыми резонаторами она оказывается недостаточной при измерении параметров пленок толщиной менее примерно 5 нм. В этих случаях требуется накопление сигнала, что значительно увеличивает время измерений. Важно отметить, что размеры микрополоскового резонатора увеличиваются обратно пропорционально его резонансной частоте, что приводит к соответствующему уменьшению чувствительности измерительной головки при понижении ее рабочей частоты.

В нашей работе представлены новые конструкции разработанных миниатюрных СВЧ-головок, в которых микрополосковые резонаторы заменены на миниатюрные колебательные контуры, а круглое измерительное отверстие заменено на квадратное [29]. Чувствительность головок увеличена по сравнению с прототипом примерно в 3 раза, и она остается почти одинак-

ковой у всех головок, работающих в диапазоне частот 0.1–4.0 ГГц.

2. КОНСТРУКЦИЯ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ СВЧ-ГОЛОВКИ

Известно [30], что поглощение электромагнитной энергии образцом, помещенным в СВЧ-резонатор, пропорционально минимой части его комплексной восприимчивости χ'' , а ее минимальная величина, которую спектрометр способен обнаружить, оценивается формулой

$$\chi''_{\min} = \frac{KV}{\pi Q_0} \sqrt{\left(\frac{kT_N \Delta f}{P}\right)}, \quad (1)$$

где K – коэффициент заполнения резонатора образцом, V – эффективный объем резонатора, определяемый из соотношения $W = Vh^2 / (8\pi)$ (h – амплитуда высокочастотного магнитного поля на образце, а W – полная энергия, запасенная в резонаторе), Q_0 – собственная добротность резонатора, k – постоянная Больцмана, T_N – эквивалентная температура шумов детектора, Δf – ширина полосы пропускания детектора, P – мощность СВЧ-генератора.

Из формулы (1) следует, что для повышения чувствительности спектрометра необходимо увеличить отношение Q_0/V . Однако, учитывая тот факт, что существенно повысить собственную добротность миниатюрного резонатора практически невозможно, добиться увеличения чувствительности сканирующего спектрометра

ФМР можно только уменьшением объема измерительного резонатора его СВЧ-головки. Поэтому использование микрополосковых резонаторов в сканирующем спектрометре ФМР является хорошим решением этой проблемы.

Как уже отмечалось, резонатор является задающим контуром СВЧ-генератора измерительной головки, принципиальная схема которого приведена на рис. 1. Генератор, работающий в автодинном режиме, представляет собой емкостную трехточку на биполярном транзисторе T_1 , включенном по схеме с общей базой. Это позволяет минимизировать количество элементов в схеме и упростить трассировку печатной платы головки (рис. 2). Оптимальный режим транзистора по постоянному току устанавливается подстроечным резистором R_1 .

В качестве задающего резонатора в схеме используется “симметричный” колебательный контур с индуктивностью в виде небольшого отрезка полосковой линии для головок на высокие частоты (рис. 3а) или небольшая катушка из нескольких витков на низкие частоты (рис. 3б). К одному концу индуктивного элемента подключены соединенные последовательно емкости C_2 и C_3 , образующие делитель по высокочастотному току, а к другому – емкость C_4 (см. рис 1). Величиной этих емкостей, обозначенных на схеме звездочкой, регулируется частота генератора, а соотношением емкостей C_2 и C_3 устанавливается оптимальная обратная связь в схеме генера-

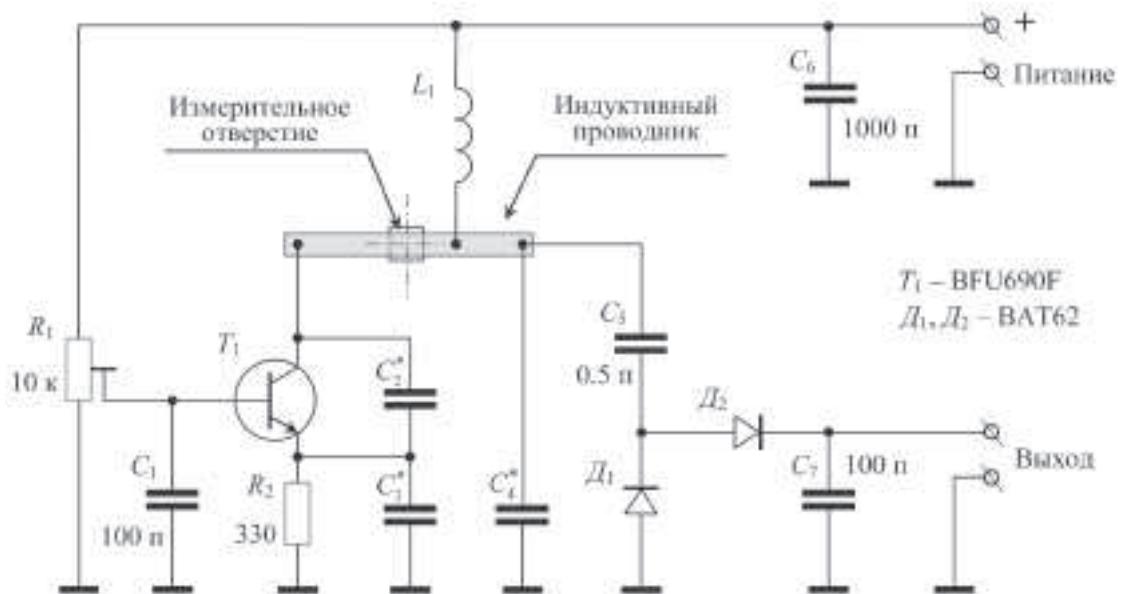


Рис. 1. Принципиальная электрическая схема измерительной головки сканирующего спектрометра ФМР.

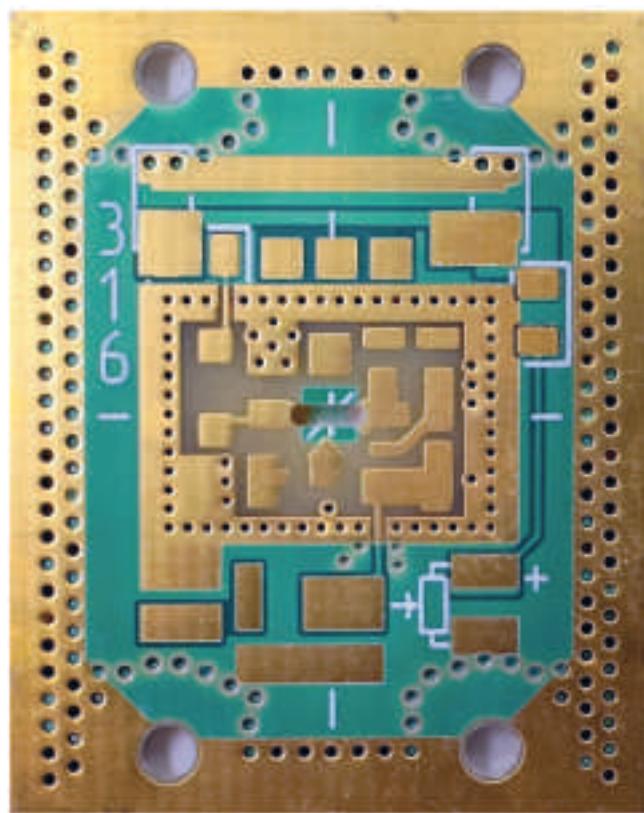


Рис. 2. Печатная плата измерительной головки сканирующего спектрометра ФМР.

тора для достижения требуемой чувствительности головки.

Отметим, что емкости контура C_2 и C_3 в зависимости от частоты генератора могут быть частично или полностью образованы паразитными емкостями транзистора и монтажа схемы. При этом собственная добротность такого миниатюрного колебательного контура с ростом частоты в интервале 0.1–4.0 ГГц увеличивается с 80 до 110. Для исключения проникновения высокочастотных колебаний от генератора в цепь однополярного питания используются дроссель L_1 и шунтирующая емкость C_6 . Детектор, регистрирующий изменение амплитуды колебаний генератора, собран по схеме двухполупериодного выпрямления на диодах D_1 , D_2 и сглаживающей высокочастотные пульсации емкости C_7 .

Отличительной особенностью головки по сравнению с известными решениями [16–20] является замена круглого измерительного отверстия на квадратное (см. рис. 3), что позволило при одинаковой площади отверстия существенно увеличить чувствительность головки за счет повышения однородности распределения высокочастотного магнитного поля по площади

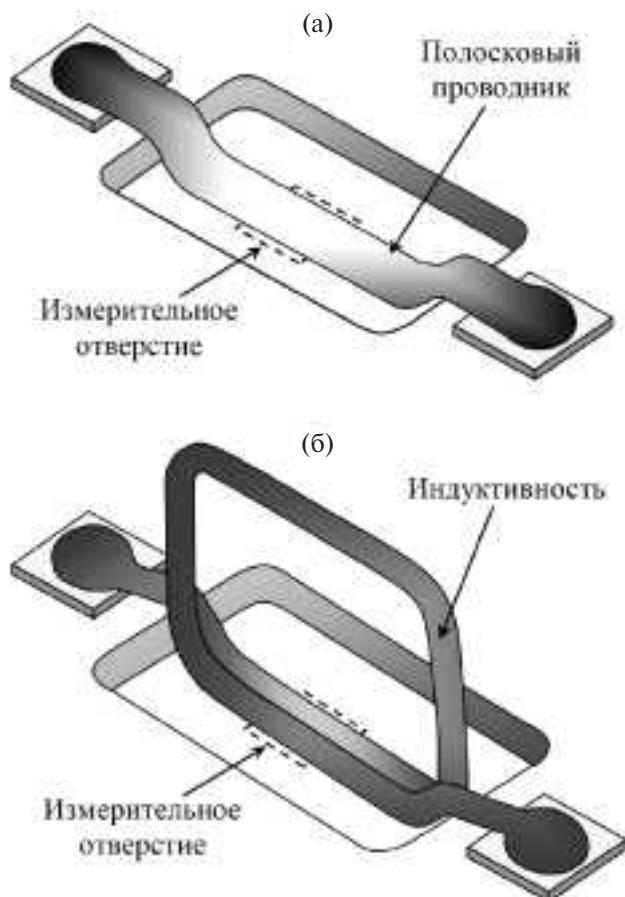


Рис. 3. Конструкции индуктивных элементов колебательного контура, изготовленных на отрезке полоскового проводника (а) и на катушке из полутора витков (б), концы которых припаяны к контактным площадкам печатной платы.

отверстия. Этот факт демонстрирует рис. 4, где представлены распределения амплитуд высокочастотных магнитных полей h по площади круглого (рис. 4а) и квадратного (рис. 4б) отверстий, рассчитанные в пакете программ CST Studio Suite. Расчет сделан для расстояния 0.1 мм от экрана головки, в котором вытравлено измерительное отверстие. Видно, что неоднородность высокочастотного магнитного поля по площади участка, ограниченного уровнем 0.7 Э, в круглом отверстии примерно в два раза больше, чем в квадратном, что и приводит к соответствующему увеличению чувствительности головки с квадратным отверстием.

Печатная плата прикрепляется к латунному или дюралюминиевому корпусу головки посредством пайки, что обеспечивает механическую прочность и надежный электрический контакт. Для этого на верхнем слое платы по всему контуру (см. рис. 2) изготовлен полосковый проводник

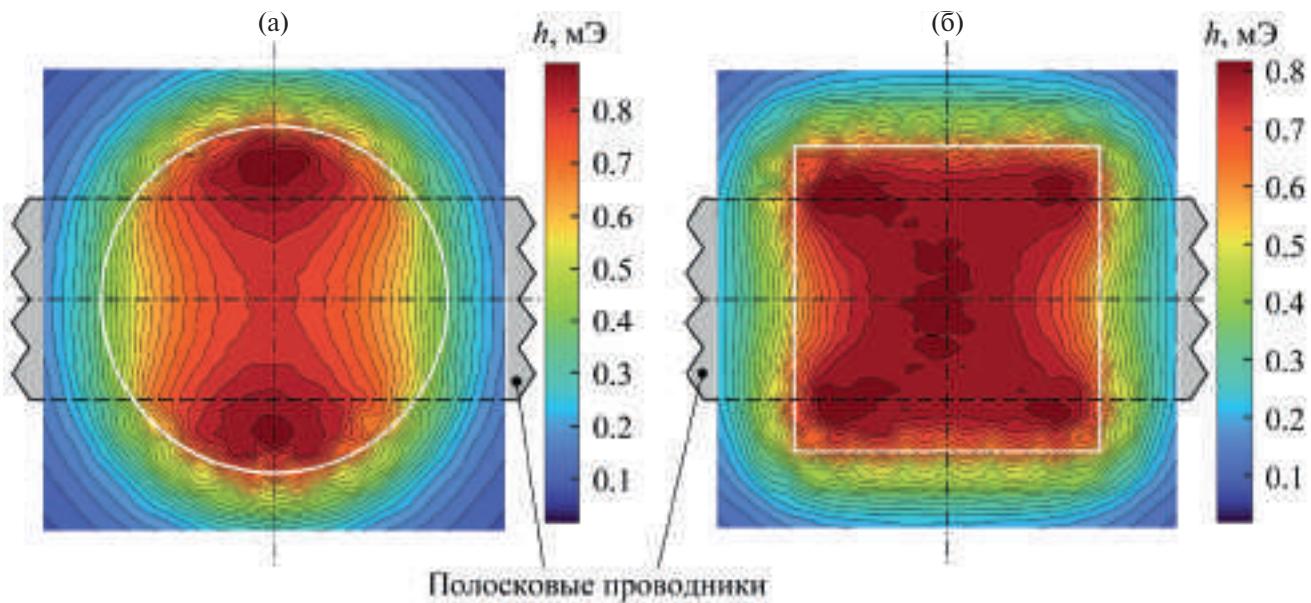


Рис. 4. Распределение амплитуды высокочастотного магнитного поля в круглом (а) и квадратном (б) измерительных отверстиях.

ширина́й около 3 мм, соединенны́й с экраном сквозными металлизированными отверстиями. Фотографии двух СВЧ-головок (рис. 5), у которых корпуса изготовлены из дюралиюминия и латуни, имеют пло́щади квадратных измерительных отверстий 1.0 mm^2 (слева) и 0.5 mm^2 (справа). На задних сторонах головок имеется разъём с контактами, через который подается питание автодинного генератора и снимается полезный сигнал. Четыре резьбовых отверстия по краям корпуса позволяют надежно закрепить головку на специальном держателе сканирующего спектрометра ФМР [18, 19].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТИРОВАНИЯ РАЗРАБОТАННЫХ ГОЛОВОК

Тестирование головок проводилось на образцах магнитных пленок толщиной от 2 до 100 нм, полученных магнетронным распылением на установке фирмы AJA International (США) пермаллоевой мишени ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) производства компании Kurt J. Lesker с чистотой процентно-весового состава 99.95%. Как известно, такой пермаллой имеет близкую к нулю магнитострикцию, поэтому в образцах почти не возникает дополнительных упругих напряжений при



Рис. 5. Фотографии СВЧ-головок с пло́щадью квадратных измерительных отверстий 1.0 mm^2 – слева и 0.5 mm^2 – справа.

намагничивании ТМП в любых направлениях. Во время напыления давление паров аргона в камере установки составляло 1.8 мбар, а плотность тока магнетрона на мишени составляла 21 мА/см², эта плотность обеспечивала скорость осаждения 0.235 нм/с. Скорость осаждения определялась по результатам измерений контрольной пленки толщиной 100 нм с использованием рентгеноспектрального флуоресцентного анализа [31], позволяющего определять толщины ТМП с точностью не хуже ± 1 нм, а толщина получаемых пленок рассчитывалась по времени осаждения.

Пленки осаждались через маску с площадью окна 10×10 мм² на квадратные подложки из кварцевого стекла марки JGS1 толщиной 0.5 мм, шероховатость поверхности которых менее 1 нм, размерами 12×12 мм². Важно отметить, что при толщине ТМП менее примерно 3 нм в случае их осаждения непосредственно на подложку спектры ФМР не наблюдались из-за ее окисления адсорбированными на поверхности подложки газами. Поэтому перед напылением ТМП под вакуумом предварительно на подложку осаждался слой моноокиси кремния толщиной 20 нм, который не только защищал пленку от окисления, но и “затечивал” неровности поверхности подложки. Сверху магнитной пленки также в едином цикле осаждался такой же слой моноокиси кремния (20 нм) для защиты ТМП от атмосферного воздуха. Одноосная магнитная анизотропия, необходимая для работы многих устройств на ТМП [1–13], наводилась планарным однородным постоянным магнитным полем величиной 200 Э, приложенным в плоскости вдоль одной из сторон подложки во время напыления образца.

На рис. 6 приведены спектры ФМР, снятые с центрального участка пленки толщиной 2 нм на частоте измерительной головки 3.123 ГГц, имеющей квадратное отверстие площадью 1 мм². Запись спектров проводилась при развертке планарного постоянного магнитного поля H в направлении, ортогональном к оси легкого намагничивания наведенной магнитной анизотропии, т. е. вдоль оси трудного намагничивания. Сплошной линией на рис. 6 показан сигнал, записанный без накопления (отношение сигнал/шум около 8 дБ), а точками — сигнал, полученный усреднением 9 спектров. Видно, что при накоплении 9 спектров амплитуда шумов уменьшилась примерно в 3 раза.

Хорошо известно, что многие магнитные характеристики ТМП (например, величину и

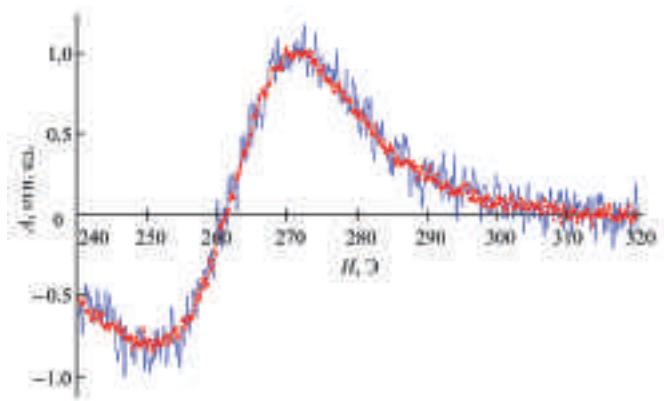


Рис. 6. Спектры ферромагнитного резонанса ТМП толщиной 2 нм, снятые на частоте 3.123 ГГц, при развертке магнитного поля, направленного ортогонально оси анизотропии, без накопления сигнала (сплошная линия) и с накоплением 9 спектров (точки).

направление одноосной магнитной анизотропии (соответственно $-H_a$ и θ_a), а также величину эффективной намагченности насыщения M_S можно вычислить по измеренной зависимости резонансного поля H_R от угла направления постоянного магнитного поля развертки θ_H [19]. Для этого мы будем использовать формулу, связывающую поле H_R с магнитными характеристиками образца на частоте накачки f [32], исключив из нее поле однонаправленной анизотропии, которое в исследуемых образцах слишком мало по сравнению с полем одноосной анизотропии:

$$\left(\frac{2\pi f}{\gamma} \right)^2 = [H_R \cos(\theta_H - \theta_M) + H_a \cos 2(\theta_a - \theta_M)], \quad (2)$$

$$[4\pi M_S + H_R \cos(\theta_H - \theta_M) + H_a \cos^2(\theta_a - \theta_M)]$$

где γ — гиromагнитное отношение, M_S — эффективная намагченность насыщения, а равновесное направление θ_M намагченности насыщения пленки определяется из уравнения

$$H_R \sin(\theta_H - \theta_M) + \frac{1}{2} H_a \sin 2(\theta_a - \theta_M) = 0, \quad (3)$$

полученного из условия минимума плотности свободной энергии пленки [32]. Параметры магнитных пленок определялись с помощью программы FMR-extractor [33], которая позволяет автоматически вычислять магнитные характеристики образцов по измеренным зависимостям $H_R(\theta_H)$ при заданной частоте f СВЧ-колебаний.

Для иллюстрации на рис. 7 представлены угловые зависимости $H_R(\theta_H)$ для пленок толщиной $d = 2, 3, 100$ нм. Измерения проводились с шагом 5° на локальных участках в центре пленок.

Сплошными линиями показаны теоретические зависимости, построенные по формулам (2) и (3) с помощью программы [33], в которой магнитные параметры пленок подбираются автоматически по критерию наилучшего совпадения теории с экспериментом. Видно, что на угловой зависимости ТМП толщиной 2 нм (рис. 7а) наблюдаются очень большие шумы, для уменьшения которых в каждой точке было проведено усреднение 9 накопленных спектров, что значительно уменьшило шумы (рис. 7б). В пленках толщиной 3 нм и больше шумы на угловых зависимостях $H_R(\theta_H)$ почти не просматриваются, поэтому накопления уже не требуются. При этом

важно отметить, что благодаря большому количеству точек с шагом 5° на зависимостях $H_R(\theta_H)$ магнитные характеристики M_S и H_a , вычисленные по графикам без накоплений (рис. 7а) и с накоплениями (рис. 7б), мало отличаются друг от друга.

В табл. 1 приведены основные магнитные характеристики, измеренные для магнитных пленок различной толщины, эффективной намагниченности насыщения M_S , поля одноосной магнитной анизотропии H_a и ширины линии ферромагнитного резонанса ΔH . Видно, что намагниченность M_S сначала быстро растет с увеличением толщины пленок, но затем посте-

Таблица 1. Зависимости эффективной намагниченности насыщения поля одноосной магнитной анизотропии и ширины линии ферромагнитного резонанса от толщины магнитных пленок

Показатель	Значение								
d , нм	2	3	5	10	15	25	50	75	100
M_S , Гс	361	551	693	785	819	847	874	885	892
H_a , Э	3.9	4.9	5.1	5.3	5.6	5.4	4.9	4.6	4.2
ΔH , Э	20.2	12.7	11.8	11.3	11.8	8.9	8.7	9.5	10.3

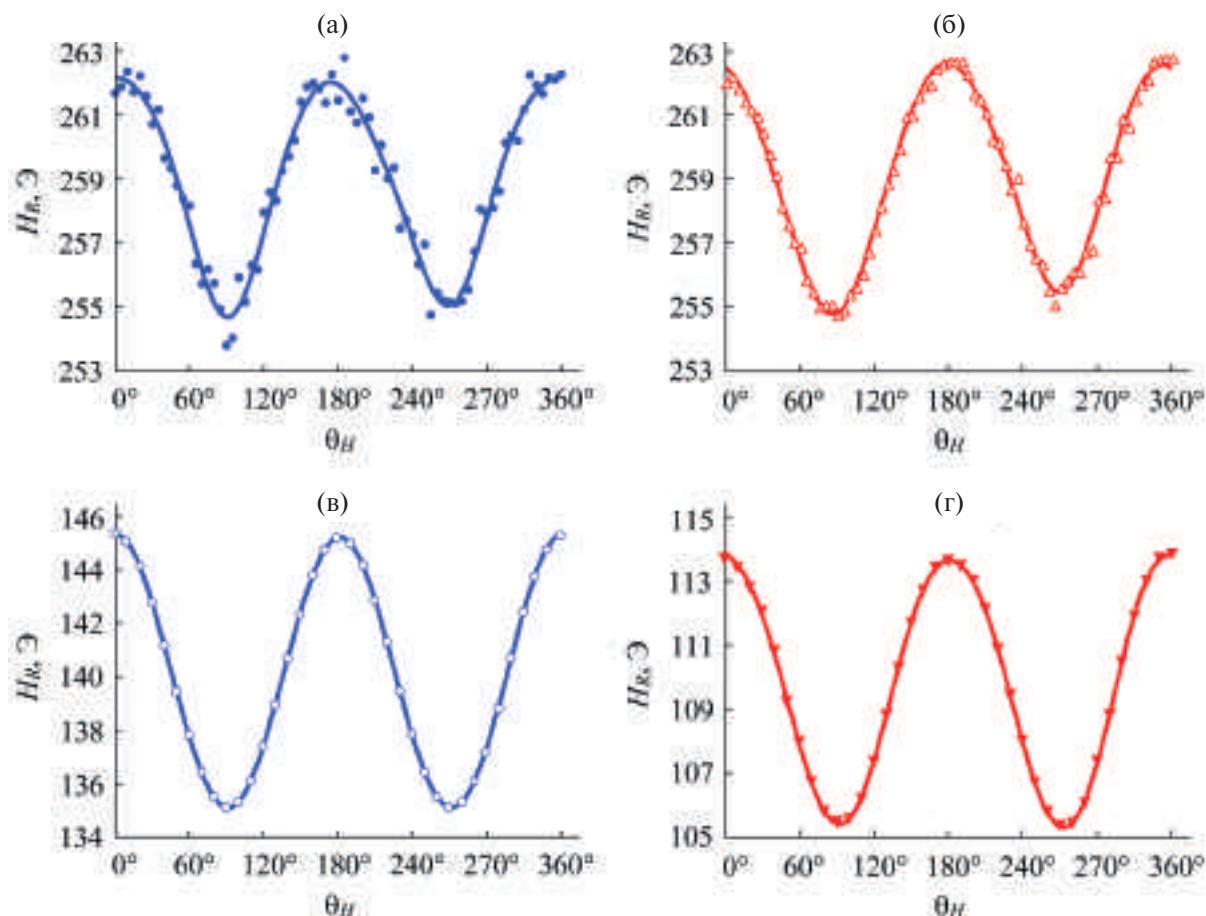


Рис. 7. Зависимости поля ферромагнитного резонанса от угла направления постоянного магнитного поля развертки для ТМП толщиной 2 нм (а, б), 3 нм (в) и 100 нм (г). Спектры (а, в, г) снимались без накоплений, спектр (б) получен усреднением из 9 накоплений.

пенно достигает насыщения. При этом поле анизотропии H_a имеет слабо выраженный максимум при толщине пленки около 15 нм, а ширина линии ФМР ΔH , напротив, имеет минимум в области толщин 25–50 нм.

Важно отметить, что снять зависимость $H_R(\theta_H)$ пленки толщиной 2 нм с использованием прототипа разработанной СВЧ-головки, имеющей круглое отверстие [20], невозможно без накопления сигнала, так как сигнал тонет в шумах. Минимальное количество накоплений, позволяющее записать угловую зависимость резонансного поля с таким же качеством, как на рис. 7а, равно четырем. А для уменьшения разброса точек на зависимости $H_R(\theta_H)$ до уровня, соответствующего рис. 7б, количество накоплений для головки с круглым отверстием требуется не менее 36.

Главным достоинством сканирующего спектрометра ФМР является возможность визуализации распределений неоднородностей магнитных характеристик ТМП по площади образцов, от которых в значительной степени зависят шумы устройств на их основе. Для такой визуализации измеряются угловые зависимости резонансного поля $H_R(\theta_H)$ на каждом локальном участке образца за счет перемещения измерительного отверстия СВЧ-головки с заданными шагами по осям x и y .

Заметим, что в первую очередь шумы зависят от неоднородностей распределения величины и направления одноосной магнитной анизотропии. При этом дисперсия этих величин связана с качеством подложки и с конкретной технологией изготовления пленок, причем эта дисперсия, как правило, растет с уменьшением толщины образцов [1]. Этот факт обусловлен не только материалом и состоянием поверхности подложки (шероховатостью, степенью очистки, наличием или отсутствием буферного подслоя), но и неоднородными упругими напряжениями, возникающими между подложкой и пленкой в процессе ее изготовления, а также градиентными напряжениями, существующими на поверхности пленки при наличии у нее защитного покрытия. Другими словами, пленку невозможно рассматривать в отдельности от подложки. Упругие напряжения и их градиенты, обусловленные подложкой, сильно влияют почти на все магнитные характеристики пленок [34] и, конечно, на одноосную магнитную анизотропию, так как с напряжениями связан один из механизмов ее возникновения [35].

Учитывая сказанное, в качестве тестовых мы выбрали два образца ТМП толщиной 25 нм, изготовленные в одном цикле методом магнетронного распыления мишени из пермаллоя состава $\text{Fe}_{30}\text{Ni}_{70}$, обладающего небольшой положительной магнитострикцией. Напыление проводилось через маску с окнами $10 \times 10 \text{ mm}^2$ на монокристаллические подложки Y-реза из лантан-галлиевого силиката ($\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$) – лангасита, имеющие толщину 0.5 мм и площадь $12 \times 12 \text{ mm}^2$. На этом срезе монокристалла лангасита коэффициенты теплового расширения в двух ортогональных направлениях существенно различаются: $\alpha_{11} = 5.630$, $\alpha_{33} = 4.079 \text{ мкК}^{-1}$. Именно эти направления в проводимых экспериментах совпадали со сторонами квадратных подложек, изготовленных для исследуемых образцов. Важно отметить, что напыление пермаллоя, имеющего коэффициент теплового расширения значительно больше, чем у лангасита, $\alpha = 11.5 \text{ мкК}^{-1}$, проводилось на подогреваемые до 150 °C подложки. Это необходимо не только для увеличения адгезии пленки с подложкой, но и для уменьшения ширины ее линии ФМР.

Большой научный интерес предоставляет возможность проанализировать распределение полей анизотропии по площади исследуемых пленок в случаях, когда планарное магнитное поле, присущее при напылении, для первого образца (№ 1) направлено вдоль оси подложки с минимальным коэффициентом теплового расширения α_{33} , а для второго (№ 2) – вдоль оси с максимальным коэффициентом теплового расширения α_{11} . Очевидно, что после охлаждения образцов до комнатной температуры, при которой проводились измерения угловых зависимостей полей ФМР, магнитные пленки будут испытывать различные по двум осям растяжения. В этом случае возникающие упругие напряжения в ТМП у образца № 1 должны усиливать одноосную анизотропию, наведенную магнитным полем, а у образца № 2 – ослаблять ее.

Этот факт хорошо подтверждают распределения значений одноосной магнитной анизотропии по площади образцов № 1 и 2, представленные на рис. 8. Здесь же показаны статистические распределения измеренных величин. Угловые зависимости $H_R(\theta_H)$, по которым вычислялись параметры анизотропии, снимались с шагом 5° на сканирующем спектрометре ФМР на частоте СВЧ-головки $f = 2.618 \text{ ГГц}$, имеющей квадратное измерительное отверстие размерами

0.71×0.71 мм². Образцы в эксперименте перемещались с одинаковым шагом 0.5 мм по осям x и y .

Статистические распределения величин одноосной магнитной анизотропии, построенные по измеренным точкам (рис. 8), показывают, что математическое ожидание для образца № 1 $a_1 = 19.5$ Э, а для образца № 2 $a_2 = 2.9$ Э. При этом дисперсия поля анизотропии у первого образца $\sigma_1 = 0.30$ Э, что заметно меньше, чем у второго — $\sigma_2 = 0.39$ Э.

Важно отметить, что разработка возможностей и способов увеличения поля одноосной магнитной анизотропии в ТМП является одной из самых важных и актуальных задач современной физики магнитных явлений. С ростом анизотропии, как известно, в магнитных пленках повышается частота естественного ферромагнитного

резонанса, наблюдаемого в отсутствие внешнего постоянного магнитного поля [36]:

$$f_0 = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{H_a (4\pi M_s + H_a)}, \quad (4)$$

а значит, расширяется диапазон частот, в котором способны работать устройства на магнитных пленках.

Отметим, что аналогичные образцы ТМП, осажденные в тех же условиях, но на изотропные подложки из кварцевого стекла, имеющего рекордно малый коэффициент теплового расширения $\alpha = 0.19$ мкК⁻¹, обладают одноосной магнитной анизотропией $H_a \approx 8.5$ Э, также наведенной постоянным магнитным полем в процессе напыления [35]. Это примерно в два раза меньше, чем в первом образце на подложке из

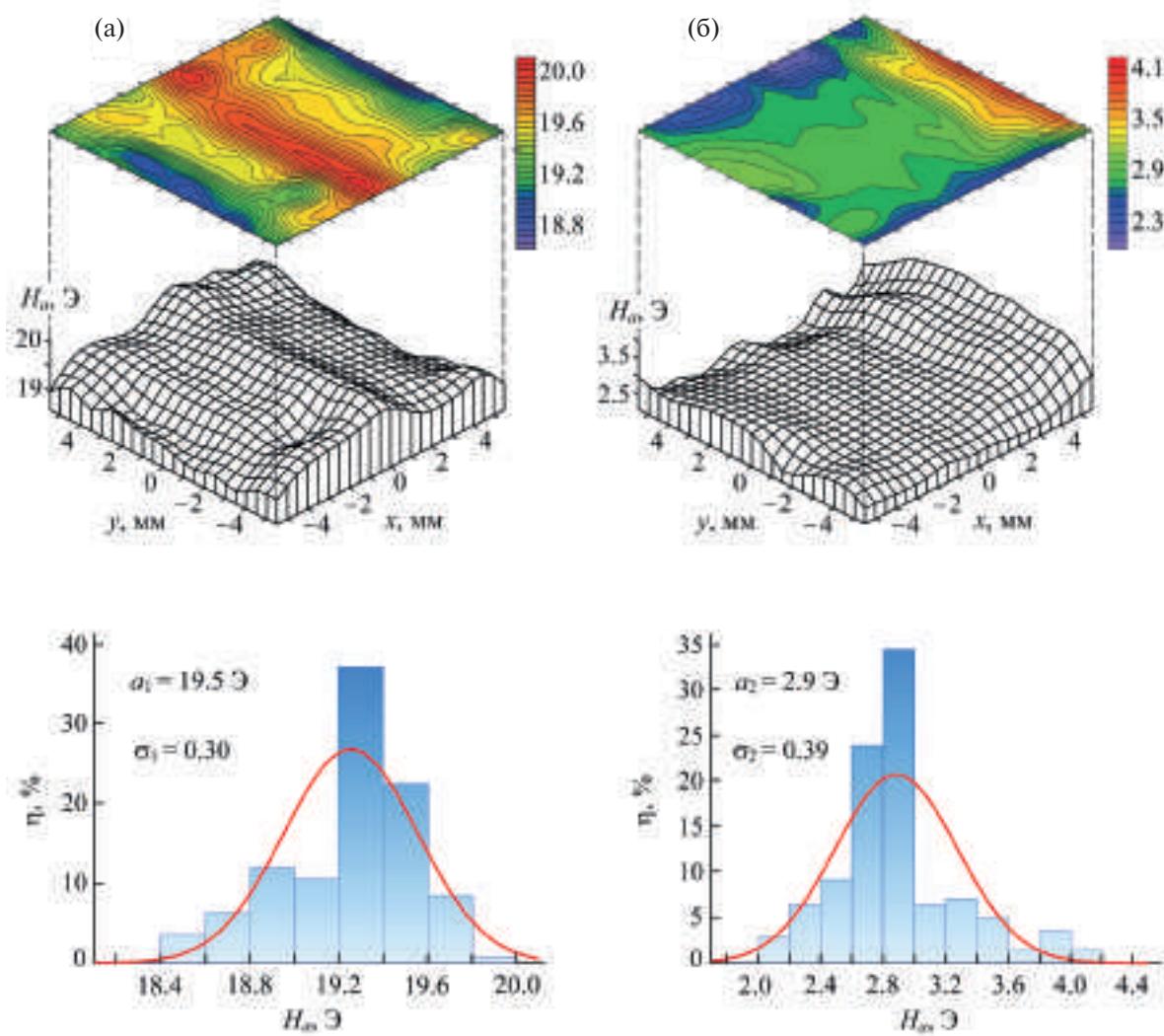


Рис. 8. Распределение полей одноосной магнитной анизотропии по площади образцов №1 (а) и №2 (б), а также статистическое распределение величин этих полей.

лангасита. Отметим также, что пермаллоевая пленка на подложке из кварца испытывает более сильное растяжение по координатам x и y (являющееся при этом изотропным) по сравнению с образцами на подложках из лангасита, так как у нее температурный коэффициент линейного расширения значительно больше, чем у кварцевого стекла.

На рис. 9 также для образцов № 1 и 2 представлены распределения углов направления одноосной анизотропии, которые показывают, что у второго образца направление анизотропии повернуто примерно на 90° относительно первого образца, у которого направление анизотропии совпадает с направлением постоянного магнитного поля, приложенного в про-

цессе напыления под нулевым углом к стороне подложки. Это говорит о том, что анизотропия, связанная с упругими напряжениями, возникающими в магнитных пленках из-за разности температурных коэффициентов линейного расширения пермаллоя и лангасита, в образце № 2 превышает анизотропию, наводимую магнитным полем. Другими словами, анизотропия, связанная с упругими напряжениями, победила анизотропию, наводимую магнитным полем.

Статистические распределения углов направления одноосной анизотропии, построенные по измеренным точкам (рис. 9), показывают, что математическое ожидание для образца № 1 $a_1 = -0.2^\circ$, а для образца № 2 $a_2 = 87.7^\circ$. При этом дисперсия угла анизотропии у первого образца

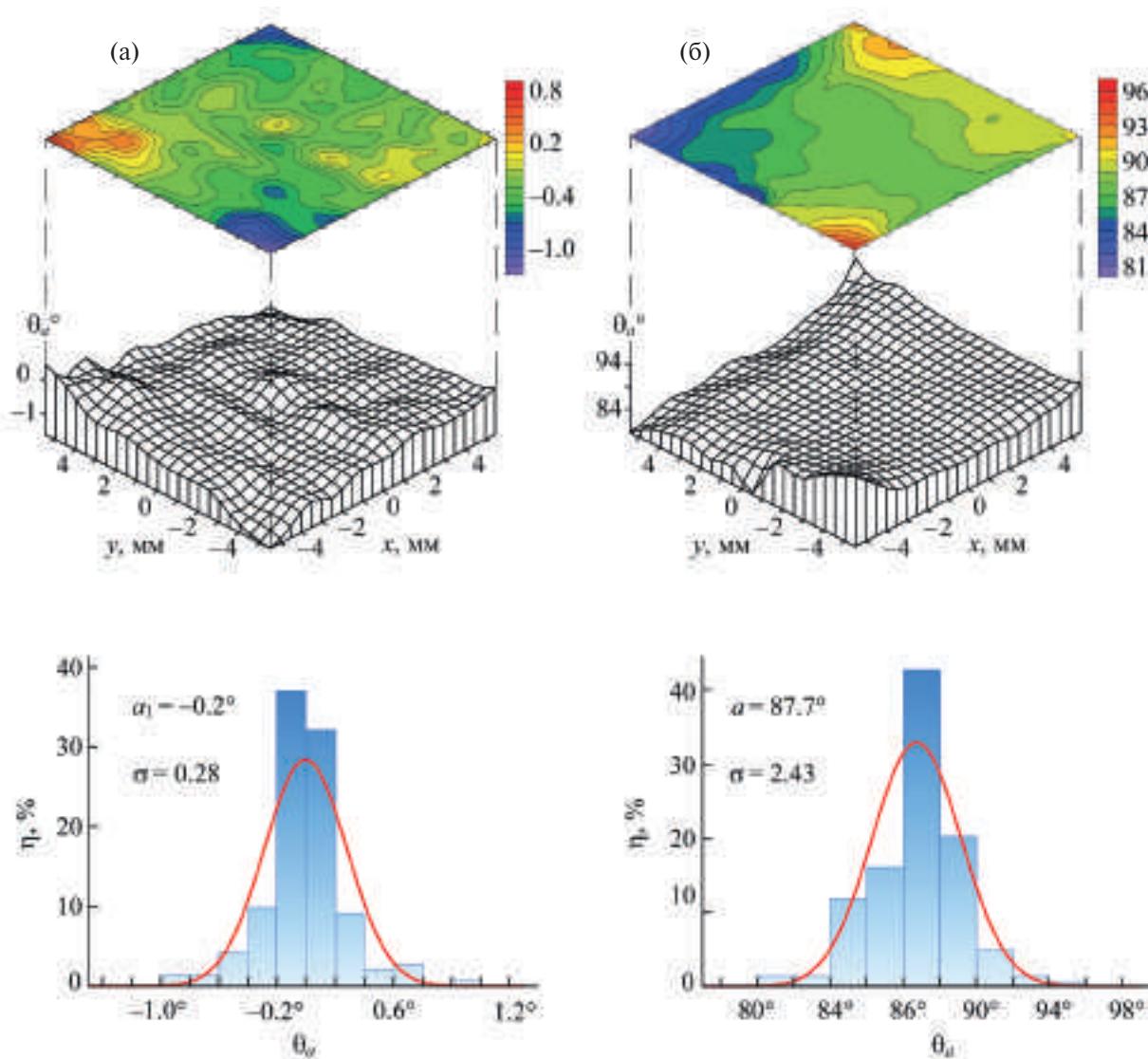


Рис. 9. Распределение углов направления одноосной магнитной анизотропии по площади образцов № 1 (а) и № 2 (б), а также статистическое распределение величин этих углов.

$(\sigma_1 = 0.28)$ значительно меньше, чем у второго $(\sigma_2 = 2.43^\circ)$.

Представленные результаты показывают, что наблюдаемые сравнительно небольшие значения угловой и амплитудной дисперсий одноосной магнитной анизотропии, существующие в реальных ТМП, практически невозможно зарегистрировать с требуемой точностью, измеряя магнитные параметры локальных участков образцов методом ФМР на частотах сантиметрового диапазона длин волн, как это предлагается в работах [1, 16, 17]. Во-первых, в названном диапазоне используются полые волноводные резонаторы с измерительным отверстием в стенке в области пучности высокочастотного магнитного поля, имеющие сравнительно большой объем, а значит, низкий коэффициент заполнения локальным участком измеряемого образца. Во-вторых, в сантиметровом диапазоне не только резонансные поля даже для пермаллоевых пленок становятся слишком большими, достигающими значений порядка 10^3 Гц, но и ширина линии ФМР также увеличивается до 10^2 Гц, что, очевидно, не позволяет измерять характеристики ТМП с необходимой точностью.

Особый интерес представляют частотные зависимости магнитных характеристик ТМП, снятые на различных частотах измерительной головки. На рис. 10 представлены зависимости от частоты эффективной намагниченности насыщения M_s и ширины линии ферромагнитного резонанса ΔH , измеренные на центральном участке пермаллоевой пленки толщиной

25 нм состава $Fe_{20}Ni_{80}$ с использованием головок с квадратным отверстием $1 \times 1 \text{ mm}^2$ в диапазоне частот 0.7–4.0 ГГц. Видно, что эффективная намагниченность насыщения с ростом частоты монотонно выходит на насыщение, начиная примерно с 2 ГГц ($M_s = 843$ Гц), а на низких частотах аномально увеличивается более чем в 1.6 раза, достигая величины $M_s = 1359$ Гц. На частотах ниже 0.7 ГГц измерить величину M_s не удается, так как на угловых зависимостях $H_R(\theta_H)$ резонансное поле становится меньше нуля при намагничивании пленки вдоль оси легкого намагничивания.

Как и следовало ожидать, ширина линии ФМР линейно увеличивается с ростом частоты (см. рис. 10). Заметим, что величина одноосной магнитной анизотропии и угол направления оси легкого намагничивания практически не зависят от частоты.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в разработанных конструкциях СВЧ-головок для сканирующего спектрометра ферромагнитного резонанса чувствительность увеличена в 3–4 раза по сравнению с прототипом [20] не только из-за миниатюрности задающего колебательного контура в автодинном генераторе и сравнительно большой его собственной добротности, но и благодаря замене круглого измерительного отверстия головки на квадратное. Такая замена существенно повышает однородность распределения высокоча-

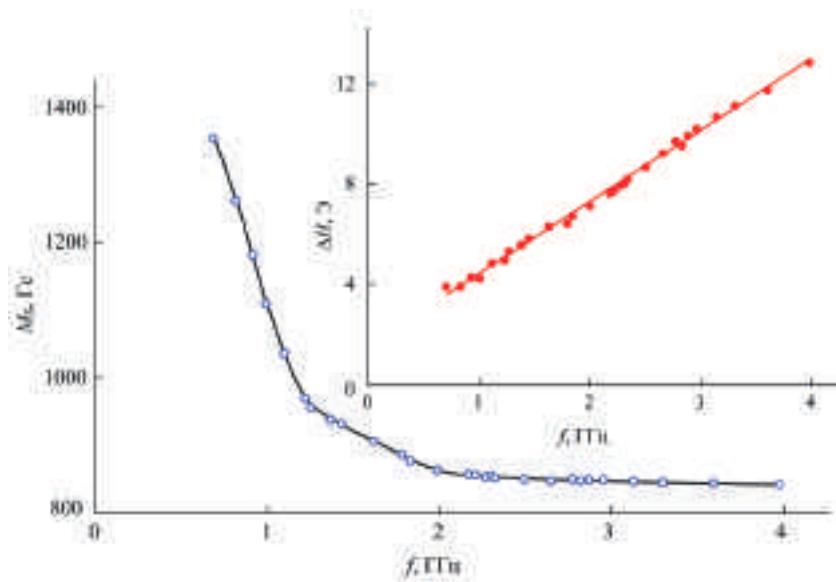


Рис. 10. Частотные зависимости эффективной намагниченности насыщения и ширины линии ФМР центрального участка пермаллоевой пленки $Fe_{20}Ni_{80}$ толщиной 25 нм.

стотного магнитного поля в измерительном отверстии. В результате значительно уменьшаются шумы наблюдаемых сигналов и, соответственно, повышается качество визуализации распределений неоднородностей магнитных характеристик ТМП по площади образцов за счет существенного повышения точности измерения. Степень локальности участков сканирования определяется площадью измерительного отверстия СВЧ-головок в пределах 0.1–2.2 мм. Набор сменных головок позволяет с требуемым шагом перекрыть диапазон частот 0.1–4.0 ГГц, при этом отношение сигнал/шум для головки с площадью отверстия 1.0 мм², измеренное на пермаллоевой пленке толщиной 2 нм, не менее примерно 8 дБ. Эффективность использования разработанных головок для исследования природы образования и особенностей распределения магнитных неоднородностей по площади образцов продемонстрирована на пермаллоевых пленках толщиной 25 нм размерами 10 × 10 мм², осажденных на монокристаллические подложки из лангасита.

Имеющийся набор сменных головок, перекрывающий широкий диапазон частот, особенно важен при исследовании металлических магнитных пленок. Известно, что при исследовании таких пленок на серийно выпускаемых спектрометрах, работающих в сантиметровом диапазоне длин волн на частотах порядка 10¹⁰ Гц, возникают трудности, связанные с малой толщиной скин-слоя, который к тому же дополнительно уменьшается вблизи ФМР из-за роста магнитной проницаемости образца. В результате форма резонансной кривой бывает сильно искажена. Однако использование разработанных головок позволяет значительно понизить частоту накачки без уменьшения чувствительности спектрометра, при этом соответственно увеличивается толщина скин-слоя и названная проблема исчезает.

Высокая точность измерения эффективной намагниченности насыщения, параметров однозначной магнитной анизотропии и ширины линии ФМР, продемонстрированная на пермаллоевых образцах толщиной 2–100 нм, доказывает перспективность использования разработанных СВЧ-головок в сканирующем спектрометре ферромагнитного резонанса. Представленные в работе результаты, несомненно, будут полезны при решении ряда технологических, технических и многих научных задач, связанных с созда-

нием новых магнитных материалов с заданными свойствами и созданием устройств на их основе.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают глубокую благодарность С.А. Сахарову (ОАО “ФОМОС-Материалс”, Москва) за предоставленную пластину лангасита, из которой изготавливались подложки для ТМП.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках научной тематики госзадания Института физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Суху Р. Магнитные тонкие пленки / Пер. с англ. М.: Мир. 1967.
2. Карпенков С.Х. // Электроника: наука, технология, бизнес. 2000. № 5. С. 26.
3. Пискорский В.П., Валеев Р.А., Королев Д.В., Столянков Ю.В., Моргунов Р.Б. // Труды ВИАМ 2020. № 1 (85). С. 24.
<https://doi.org/10.18577/2307-6046-2020-0-1-24-37>
4. Хлюпов Б.В. // Т-Comm. 2014. № 3. С. 6.
5. Карпенков С.Х. Тонкопленочные магнитные преобразователи. М.: Радио и связь, 1985.
6. Бабицкий А.Н., Блинников Е.П., Владимиров А.Г., Гитарц Я.И., Поляков В.В., Фролов Г.И. // Геофизическая аппаратура. 1991. № 94. С. 21.
7. Бабицкий А.Н., Беляев Б.А., Боев Н.М., Скоморохов Г.В., Изотов А.В., Галеев Р.Г. // ПТЭ. 2016. № 3. С. 96. <https://doi.org/10.7868/S0032816216030174>
8. Зубков В.И., Щеглов В.И. // Радиотехника и электроника. 2011. Т. 56. № 7. С. 839.
9. Устинов А.Б., Никитин А.А., Калиникос Б.А. // ЖТФ. 2015. Т. 85. № 9. С. 136.
10. Фетисов Ю.К., Сигов А.С. // РЭНСИТ. 2018. Т. 10. № 3. С. 343.
11. Баранов П.Г., Калашникова А.М., Козуб В.И., Коренев В.Л., Кусраев Ю.Г., Писарев Р.В., Санега В.Ф., Акимов И.А., Байер М., Щербаков А.В., Яковлев Д.Р. // УФН. 2019. Т. 189. № 8. С. 849.
<https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.11.038486>
12. Беляев Б.А., Изотов А.В., Лексиков Ан.А., Соловьев П.Н., Тюрнев В.В. // Изв. вузов. Физика. 2020. Т. 63. № 9. С. 7.
<https://doi.org/10.17223/00213411/63/9/3>
13. Solovev P.N., Afonin A.O., Belyaev B.A., Boev N.M., Govorun I.V., Izotov A.V., Ugrymov A.V., Leksikov A.A. // Phys. Rev. B. 2022. V. 106. 064406.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.106.064406>

14. Hamida A.B., Sievers S., Pierz K., Schumacher H.W. // J. App. Phys. 2013. V. 114. 123704.
<https://doi.org/10.1063/1.4823740>
15. Tamari S., Tsunegi S., Kubota H., Yuasa S. // Rev. Sci. Instr. 2018. V. 89. 053901.
<https://doi.org/10.1063/1.5022762>
16. Frait Z. // Czech. J. Phys. 1959. V. 9. P. 403.
<https://doi.org/10.1007/BF01557202>
17. Soohoo R.F. // J. Appl. Phys. 1962. V. 33. P. 1276.
<https://doi.org/10.1063/1.1728690>
18. Беляев Б.А., Лексиков А.А., Макиевский И.Я., Тюрнев В.В. // ПТЭ. 1997. № 3. С. 106.
19. Belyaev B.A., Izotov A.V., Leksikov A.A. // IEEE Sensors Journal. 2005. V. 5. P. 260.
<https://doi.org/10.1109/JSEN.2004.842293>
20. Беляев Б.А., Боев Н.М., Горчаковский А.А., Галеев Р.Г. // ПТЭ. 2021. № 2. С. 107.
<https://doi.org/10.31857/S0032816221010249>
21. Беляев Б.А., Изотов А.В., Кипарисов С.Я. // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 74. № 4. С. 248.
22. Беляев Б.А., Изотов А.В. // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 76. № 3. С. 209.
23. Belyaev B.A., Izotov A.V., Skomorokhov G.V., Solovev P.N. // Mater. Res. Express. 2019. V. 6. 116105.
<https://doi.org/10.1088/2053-1591/ab4456>
24. Беляев Б.А., Боев Н.М., Изотов А.В., Скоморокхов Г.В., Соловьев П.Н. // Изв. вузов. Физика. 2020. Т. 63. № 1. С. 17.
<https://doi.org/10.17223/00213411/63/1/17>
25. Беляев Б.А., Тюрнев В.В., Изотов А.В. Лексиков Ан.А. // ФТТ. 2016. Т. 58. № 1. С. 56.
26. Беляев Б.А., Изотов А.В. // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 103. № 1. С. 44.
<https://doi.org/10.7868/S0370274X16010082>
27. Belyaev B.A., Izotov A.V., Solovev P.N., Boev N.M. // Phys. Status Solidi Rapid Res. Lett. 2020. V. 14. 1900467.
<https://doi.org/10.1002/pssr.201900467>
28. Solovev P.N., Belyaev B.A., Boev N.M., Skomorokhov G.V. Izotov A.V. // J. Phys.: Condens. Matter. 2024. V. 36. 195803.
<https://doi.org/10.1088/1361-648X/ad258c>
29. Беляев Б.А., Горчаковский А.А., Боев Н.М., Крёков С.Д. Патент на изобретение № 2 816 116 РФ // Опубл. 26.03.2024. Бюл. № 9.
30. Абрагам А., Блини Б. Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов. Т. I. М.: Мир, 1972.
31. Haschke M., Flock J., Haller M. X-ray Fluorescence Spectroscopy for Laboratory Applications. Weinheim: Wiley-VCH. 2021.
32. Беляев Б.А., Изотов А.В., Кипарисов С.Я., Скоморокхов Г.В. // ФТТ. 2008. Т. 50. № 4. С. 650.
33. Изотов А.В., Беляев Б.А. Свид. о гос. рег. прогр. для ЭВМ № 2009616881. 2009.
34. Беляев Б.А., Изотов А.В. // ФТТ. 2007. Т. 49. № 9. С. 1651.
35. Игнатченко В.А. // ЖЭТФ. 1961. Т. 40. С. 1228.
36. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973.