
РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ
В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

УДК 537.624;537.632

**ВЛИЯНИЕ ОДНОРОДНОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ,
НАМАГНИЧИВАЮЩЕГО ФЕРРИТОВУЮ ПЛЕНКУ, НА ТОЧНОСТЬ
ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК СПИНОВЫХ ВОЛН**

© 2021 г. С. В. Герус^а, *, Э. Г. Локк^а, А. Ю. Анненков^а

^а Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино, Московская обл., 141196 Российская Федерация

*E-mail: sgerus@yandex.ru

Поступила в редакцию 29.07.2020 г.

После доработки 04.02.2021 г.

Принята к публикации 11.02.2021 г.

Разработана магнитная система для создания стационарного однородного магнитного поля в протяженной области пространства между полюсами магнита, используемого в установке по исследованию характеристик спиновых волн. На основе расчетов и последующих измерений показано, что использование в магните кольцевых наконечников с определенными параметрами позволяет в несколько раз увеличить размеры пространственной области с высокой однородностью магнитного поля. На основе фурье-анализа распределения амплитуды спиновых волн установлено, что повышение однородности магнитного поля в системе за счет использования кольцевых наконечников в несколько раз увеличивает точность измерения волнового числа. Обнаружено расщепление первой моды обратной объемной спиновой волны на моды-сателлиты, возбуждающиеся в ферритовой пленке из-за наличия в ней нескольких слоев с близкими магнитными параметрами.

DOI: 10.31857/S0033849421120081

ВВЕДЕНИЕ

За последние полтора десятка лет в спинволновой электронике описан ряд новых физических эффектов, а также разработано большое количество различных миниатюрных устройств с новыми параметрами и функциональными возможностями (см., например, [1–16]). Для динамичного развития этой области электроники необходимы дальнейшие исследования характеристик спиновых волн (СВ) в новых ферритовых структурах и метаматериалах, а также совершенствование уже известных методов исследования. В настоящее время эксперименты по измерению характеристик СВ проводятся, как правило, методом бриллюэновского рассеяния света на СВ (см., например, [7, 12, 14]) или методом СВЧ-зондирования [13, 17, 18], которые позволяют получить визуализированные картины, описывающие распределение амплитуды и фазы СВ в плоскости исследуемой структуры. Поскольку при использовании этих методов вблизи исследуемой ферритовой структуры должны размещаться измерительные датчики и (или) подвижные зонды, то исследуемый образец помещают посередине между полюсами стационарного двухполюсного магнита или электромагнита, где магнитное поле можно считать однородным в небольшой пространственной об-

ласти. Однако в ряде случаев, например при исследовании дифракционных картин или сверхнаправленного распространения СВ в плоскости ферритовой пленки [17, 18], требуется измерять параметры СВ (амплитуду, фазу, волновое число) на достаточно большой области пленки, соответствующей размерам промышленных монокристаллических эпитаксиальных пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ) диаметром 75 мм. Очевидно, что для осуществления этих измерений возникает необходимость создания однородного магнитного поля в пространственной области таких же размеров.

Как известно [19–21], достаточно однородное магнитное поле можно создать с помощью электрических катушек, хотя наличие в них омических потерь приводит к нестабильности созданного поля из-за их нагрева. Постоянные двухполюсные магниты создают стабильное магнитное поле, которое достаточно однородно лишь в пределах небольшого объема, причем использование наконечников в виде усеченного конуса не позволяет существенно увеличить этот объем. Известно также (см., например, [19, 20]), что две соосные радиальные катушки Гельмгольца, расположенные на расстоянии среднего радиуса друг от друга, создают внутри себя достаточно большую

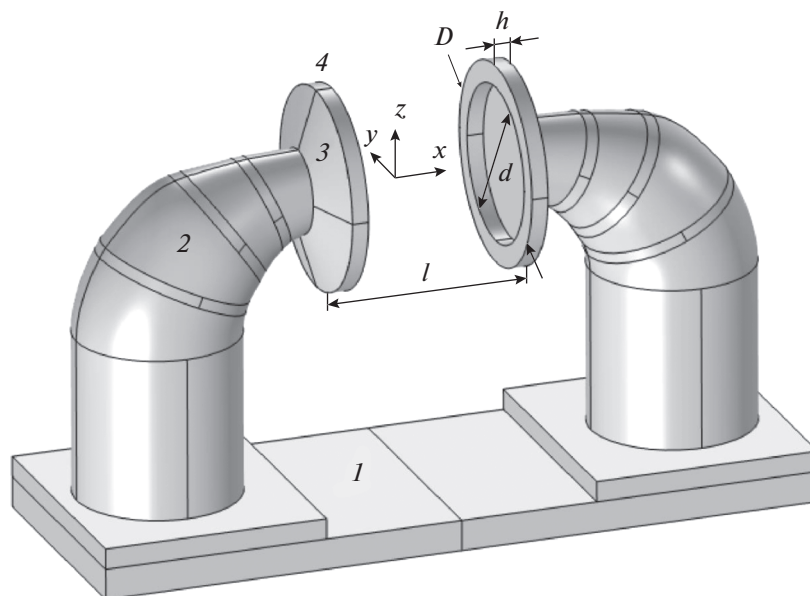


Рис. 1. Модель магнитной системы, создающей стационарное высокооднородное магнитное поле: 1 – основание, 2 – составляющие магнита из магнитомягкого материала, 3 – конические наконечники, 4 – кольцевые наконечники. Начало декартовой системы координат находится посередине между полюсами магнита в центре оси симметрии наконечников 3 и 4. Габаритные размеры магнитной системы равны $644 \times 390 \times 230$ мм; $D = 180$ мм, $d = 140$ мм, $h = 15.5$ мм, $l = 177$ мм.

область однородного магнитного поля. Таким образом, можно полагать, что если к коническим наконечникам стационарного двухполюсного магнита добавить еще наконечники в виде колец, то последние увеличат однородность поля между полюсами.

В данной работе на примере двухполюсного магнита рассчитаны размеры и конфигурация таких колец для обеспечения однородности магнитного поля $\vec{H}_0$ между полюсами магнита порядка 1% от величины H_0 на площади $\sim 80 \times 80$ мм². Кроме того, ниже представлены результаты измерений, которые подтверждают повышение точности определения волнового числа СВ при использовании рассчитанных кольцевых наконечников в установке с двухполюсным магнитом.

1. МОДЕЛЬ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ, СОЗДАЮЩЕЙ ВЫСОКООДНОРОДНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

На рис. 1 представлена модель магнита, использованная в расчетах. Она соответствует реальному магниту, входящему в состав экспериментальной установки по исследованию характеристик СВ методом СВЧ-зондирования. Также на рис. 1 изображены наконечники в виде колец, параметры которых предстояло рассчитать. При проведении расчетов предполагалось, что основание магнита 1, имеющее прямоугольную форму, конические наконечники 3 и кольцевые на-

конечники 4 выполнены из магнитомягкого железа (при изменении намагничивающего поля от 0 до 350 кА/м магнитная проницаемость меняется от 1200 до 5, индукция насыщения равна ~ 2 Т), а составляющие магнита 2 изготовлены из магнитомягкого материала. Считалось, что последние условно разбиты на слои с различными параметрами, варьирование которых позволит аппроксимировать параметры реального магнита, такие как величина и направление намагниченности (намагниченность насыщения находилась в диапазоне 300...450 кА/м). Расчеты проводили численным методом на основе сеточного разбиения исследуемых областей, представленных на рис. 1. В процессе расчетов необходимо было установить распределение стационарного магнитного поля внутри и вне магнита и исследовать, как параметры кольцевых наконечников (их толщина, наружный и внутренний диаметры, а также изменение формы колец на коническую) влияют на однородность магнитного поля между полюсами.

При выполнении расчетов использовали декартовую систему координат, центр которой располагался посередине между полюсами магнита (см. рис. 1). Далее для характеристики однородности магнитного поля будем использовать термин “протяженность однородной области поля” ΔS , под которым понимаем размеры пространственной области, внутри которой максимальное

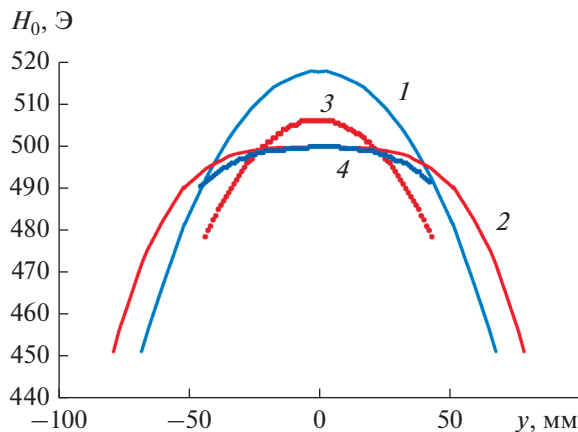


Рис. 2. Зависимость величины поля вдоль оси y (перпендикулярно вектору поля $\vec{H}_0$): расчетные (кривые 1 и 2) и экспериментальные (кривые 3 и 4) зависимости величины магнитного поля H_0 от координаты y (для $x = 0, z = 0$) при отсутствии (кривые 1 и 3) и при наличии (кривые 2 и 4) кольцевых наконечников с оптимальными параметрами.

изменение величины поля H_0 не превышает 1% от среднего значения H_0 в этой области.

Выполненные расчеты показали, что оптимальной является прямоугольная в сечении форма кольца 4, у которого внешний диаметр D равен большому диаметру наконечников 3. Было установлено, что максимально протяженную область с однородным магнитным полем между полюсами можно получить за счет вариации внутреннего диаметра колец d и их толщины h . В частности, было найдено, что с увеличением толщины кольца h размер однородной области поля $\vec{H}_0$ растет в направлениях осей y и z и уменьшается в направлении оси x . Также было обнаружено, что протяженность однородной области поля ΔS зависит от внутреннего диаметра кольца d следующим образом: с увеличением величины d (разность $D - d$ при этом уменьшается, так как величина D фиксирована) величина ΔS вдоль осей y и z сначала увеличивается, проходит через максимум, а затем уменьшается, в то время как в направлении оси x эта протяженность изменяется противоположным образом. На основе расчетов удалось подобрать такие параметры колец — $D = 180$ мм, $d = 140$ мм и $h = 15.5$ мм, при которых величина ΔS между полюсами магнита была одинаковой вдоль всех трех осей x, y и z . На рис. 2–4 приведены результаты расчетов и экспериментальных измерений распределения магнитного поля вдоль осей x и y для оптимальных значений d и h , указанных в подписи к рис. 1. Все параметры магнита подбирали таким образом, чтобы при наличии колец 4 (см. рис. 1) величина поля H_0 в начале координат (т.е. в центре наиболее однородной области поля $\vec{H}_0$)

составляла $H_0 = 500$ Э. Величину магнитного поля H_0 измеряли с помощью прибора Ш1-8 путем перемещения его датчика вдоль пространственных координат.

2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СТАЦИОНАРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ДВУХПОЛЮСНОМ МАГНИТЕ

На рис. 2, 3 представлены рассчитанные и измеренные зависимости величины магнитного поля H_0 от координат y и x в плоскости $z = 0$ между полюсами магнита. На рис. 2 показано, как меняются рассчитанные зависимости поля $H_0(y, x = 0, z = 0)$ при наличии и при отсутствии кольцевых наконечников 4. Как видно, в обоих случаях вблизи точки $y = 0$ поле имеет максимальное значение, спадая с увеличением абсолютных значений y . При отсутствии кольцевых наконечников 4 зависимость $H_0(y)$ напоминает параболу, причем протяженность однородной области поля ΔS вблизи точки $y = 0$ очень мала, порядка 20 мм (кривая 1). Наличие колец приводит к небольшому снижению величины поля в центре, но значительно повышает протяженность этой области, центр которой по-прежнему локализован вблизи точки $y = 0$ (кривая 2). Отметим, что зависимости $H_0(z, x = 0, y = 0)$, полученные для вертикальной плоскости, практически идентичны приведенным на рис. 2 зависимостям $H_0(y)$, и отличаются лишь небольшой асимметрией ~ 1 Э, обусловленной геометрией магнита.

На рис. 3 представлено изменение поля H_0 вдоль оси x (при $y = 0, z = 0$). Как видно, в отсутствие кольцевых наконечников 4 максимальные значения величины H_0 достигаются на внешней поверхности конических наконечников 3, а вблизи точки $x = 0$ поле принимает минимальное значение (кривая 1). Наличие кольцевых наконечников радикально меняет эту зависимость так, что у поверхности конических наконечников 3 поле H_0 оказывается меньше, чем между полюсами магнита при $x = 0$, где формируется достаточно протяженная однородная область поля с незначительным изменением величины H_0 на расстоянии около 85 мм (кривая 2), причем форму представленных кривых можно менять путем варьирования толщины колец h .

На рис. 2 и 3 приведены также результаты измерений, проведенные на реальном магните, который служил прототипом при выполнении расчетов (кривые 3 и 4). Наблюдаемые на рис. 2 и 3 отклонения экспериментальных кривых от расчетных связаны с отсутствием точных данных о составляющих магнит материалах, а также о распределении его намагниченности. Более того, полюса магнита обладают некоторой асимметрией, которая была не заметна при отсутствии кольце-

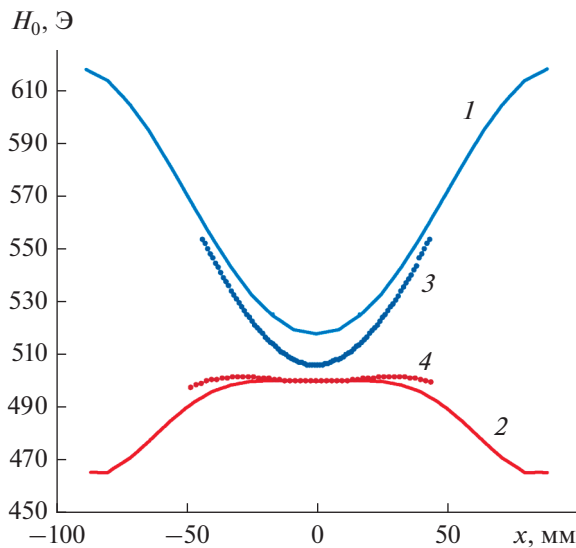


Рис. 3. Зависимость величины поля вдоль оси x (вдоль вектора поля $\vec{H}_0$): расчетные (кривые 1 и 2) и экспериментальные (кривые 3 и 4) зависимости величины магнитного поля H_0 от координаты x (для $y = 0, z = 0$) при отсутствии (кривые 1 и 3) и при наличии (кривые 2 и 4) кольцевых наконечников с оптимальными параметрами.

вых наконечников (см. кривые 1 и 3 на рис. 3), но проявилась в измерениях при их наличии (на рис. 3 не приведено), когда поле стало более однородно. Несимметричность величины H_0 составила 4 Э при смещении от начала координат вдоль оси x на ± 30 мм. Эту асимметрию удалось устранить (см. кривую 4 на рис. 3), сделав предварительные расчеты, с помощью немагнитных подкладок под один из кольцевых наконечников.

На рис. 4 представлены расчетные распределения напряженности магнитного поля $\vec{H}_0$ (линии со стрелками) и линии постоянного уровня магнитного поля в плоскости $z = 0$ до и после установки колец. Жирными линиями очерчена область 1, где величина поля H_0 отклонена от значения $H_0(x = 0, y = 0, z = 0)$ в начале координат не более чем на $\pm 1\%$. В областях 2 расположены линии уровня, вдоль которых поле H_0 больше значения $H_0(x = 0, y = 0, z = 0)$, причем чем дальше от центра координат расположены линии уровня, тем большее поле H_0 им соответствует. В областях 3 расположены линии уровня, вдоль которых поле H_0 меньше значения $H_0(x = 0, y = 0, z = 0)$, причем чем дальше от центра координат расположены линии уровня, тем меньшее поле H_0 им соответствует. Анализ этих распределений позволяет понять механизм изменения распределения поля между полюсами магнита, в результате появления кольцевых наконечников. В отсутствие колец (рис. 4а) области высоких значений поля 2 нахо-

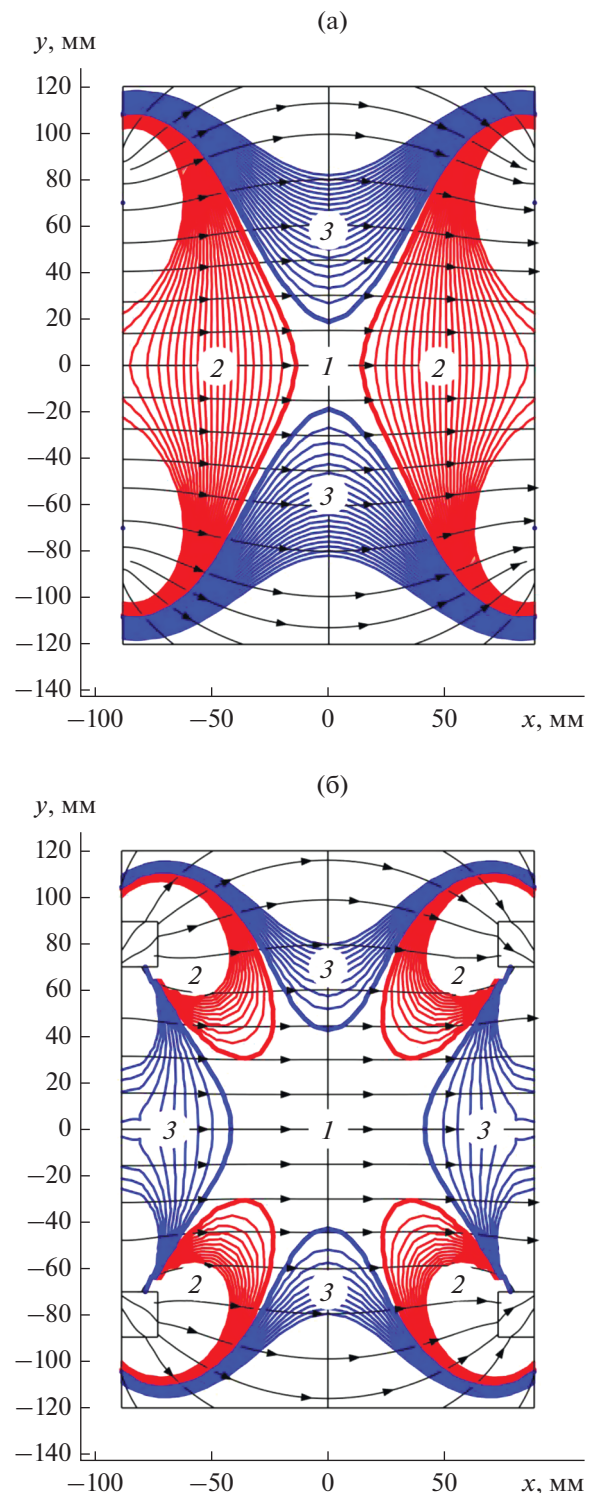


Рис. 4. Расчетное распределение напряженности магнитного поля $\vec{H}_0$ (линии со стрелками) и линий постоянного уровня магнитного поля в плоскости $z = 0$ при отсутствии (а) и при наличии (б) кольцевых наконечников. Все линии уровня рассчитаны с интервалом 5 Э. Значение $H_0(x = 0, y = 0, z = 0)$ на диаграммах (а) и (б) равно соответственно 519 и 500 Э.

дятся около конических наконечников в левой и правой частях представленных распределений. Под влиянием кольцевых наконечников (рис. 4б) происходит перераспределение линий напряженности магнитного поля, так что области больших значений поля 2 перемещаются от центра конических наконечников к кольцам, но зато в центре конических наконечников появляется область 3 с пониженным значением величины поля. В результате между полюсами магнита значительно возрастает пространство, занятое областью 1 с однородным магнитным полем¹.

3. СРАВНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СПИНОВЫХ ВОЛН, ИЗМЕРЕННЫХ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ С КОЛЬЦЕВЫМИ НАКОНЕЧНИКАМИ И БЕЗ НИХ

В экспериментальных установках, предназначенных для измерения характеристик спиновых волн (СВ) очень часто требуется исследовать характеристики СВ в однородной ферромагнитной среде или структуре, что равносильно требованию постоянства вектора $\vec{H}_0$ (от которого зависят параметры сред и структур) в максимально возможном объеме исследуемого образца. Ниже будет показано, что значительное увеличение области пространства, в котором поле $\vec{H}_0$ можно считать однородным, позволяет существенно улучшить точность измерения как характеристик СВ, так и параметров самой среды или структуры.

Опишем кратко преимущества описанной выше магнитной системы при ее использовании в установке по исследованию СВ методом СВЧ-зондирования [13, 17], который позволяет получать распределение амплитуды и фазы СВ в плоскости² ферритовой пластины для различных геометрий возбуждения либо дифракции СВ. Последующий фурье-анализ полученного распределения дает информацию о величине и направлении волнового вектора $\vec{k}$, которая является важнейшей характеристикой СВ. Очевидно, что чем длиннее отрезок, на котором производится фурье-анализ,

тем с большей точностью можно измерить величину k при условии, что исследуемая среда или структура однородна и однородно намагничена.

В качестве примера рассмотрим результаты двух экспериментов по измерению дисперсионных зависимостей первой моды обратной объемной СВ. В первом эксперименте двухполюсный магнит не был оснащен кольцевыми наконечниками, а во втором — эти наконечники присутствовали. В обоих экспериментах СВ определенной частоты возбуждали в ферритовой пленке ЖИГ, имеющей толщину 40 мкм и намагниченность насыщения $4\pi M_0 = 1750$ Гс. Пленка ЖИГ была расположена в плоскости XY между полюсами магнита. СВ распространялась вдоль поля $\vec{H}_0$ (в направлении оси x) и регистрировалась приемным преобразователем, перемещающимся вдоль оси x , так что получалась зависимость комплексной амплитуды волны от данной координаты. В результате фурье-анализа этого распределения амплитуды для обоих экспериментов были получены зависимости фурье-амплитуды A от волнового числа k (рис. 5). На этих зависимостях имеются локальные максимумы в форме пиков, положение которых позволяет определить волновые числа мод СВ, распространяющихся вдоль оси x на данной частоте.

Для первого эксперимента (выполненного без кольцевых наконечников) типичная зависимость $A(k)$, полученная в результате фурье-анализа вдоль оси x , показана на рис. 5а. Поскольку в этом эксперименте однородность поля H_0 была недостаточно высока³, то точность измерения основного пика, соответствующего волновому числу $k = 150 \text{ см}^{-1}$, составила $\Delta k = 5.5 \text{ см}^{-1}$ по уровню 0.5. Как видно из рисунка, кроме основного пика намечаются еще дополнительные пики, однако из-за невысокой однородности H_0 выполненный фурье-анализ не позволяет в полной мере проявиться этим пикам.

Для второго эксперимента, выполненного с кольцевыми наконечниками⁴, типичная зависимость $A(k)$, полученная в результате фурье-анализа вдоль оси x , показана на рис. 5б. В этом эксперименте точность измерения основного пика, соответствующего $k = 150 \text{ см}^{-1}$, составила $\Delta k = 3.1 \text{ см}^{-1}$ по уровню 0.5, т.е. почти в два раза выше, чем в первом эксперименте. Благодаря высокой однородности поля $\vec{H}_0$ на рис. 5б проявились и дополнительные пики, свидетельствующие о существовании дополнительных мод СВ с волновыми числами, близкими к основному пику. Можно предполо-

¹ С точки зрения алгоритма расчета это нелинейная задача, требующая самосогласованного решения, так как при намагничивании магнитомягкого материала в нем под действием внешнего намагничивающего поля происходит последовательное изменение намагниченности в каждой точке материала в соответствии с нелинейной кривой намагничивания. Намагниченность, в свою очередь, формирует новое распределение магнитного поля, опять создающее новое распределение намагниченности, и т.д.

² Отметим, что площадь зондирования может быть достаточно большой: так, при исследовании сверхнаправленного распространения СВ [13, 18], когда длина траектории волны превышала 50 мм, зондирование проводили почти вдоль всей поверхности ферритовой пластины диаметром 75 мм.

³ В этом случае в плоскости $z = 0$ на рис. 1 величина H_0 изменялась в пределах 1% лишь на площади $\sim 25 \times 40 \text{ мм}^2$, а за ее пределами изменялась с градиентом $\sim 0.7 \dots 1.5 \text{ Э/мм}$ (см. кривые 3 на рис. 2 и 3).

⁴ В этом случае в плоскости $z = 0$ на рис. 1 величина H_0 изменялась в пределах 1% на площади $\sim 82 \times 84 \text{ мм}^2$.

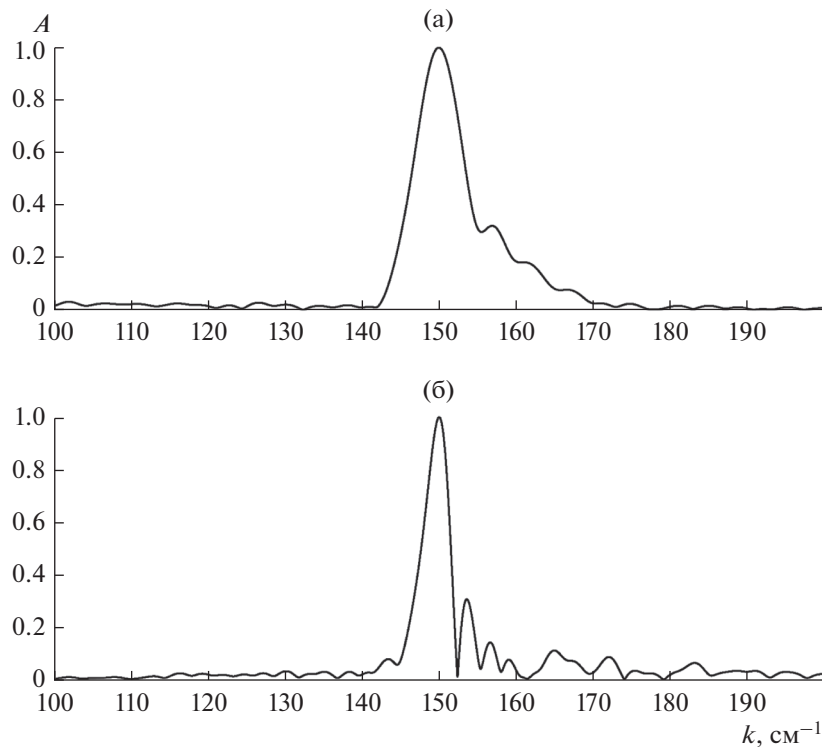


Рис. 5. Зависимости фурье-амплитуды A от волнового числа k , полученные в результате фурье-анализа измеренных зависимостей комплексной амплитуды обратной объемной СВ вдоль оси x при отсутствии (а) и при наличии (б) кольцевых наконечников в магнитной системе экспериментальной установки.

жить, что эти моды появились из-за стратификации ферритового образца в процессе его роста и образовании нескольких слоев с близкими параметрами, например, намагниченности насыщения или ростовой анизотропии.

Измеряя положение пиков для всех волновых чисел при разных значениях частоты f , можно построить дисперсионную зависимость СВ, часть которой, измеренная для указанной пленки ЖИГ при $H_0 = 500$ Э, представлена на рис. 6. Дополнительные моды, проявившиеся на рис. 5б в виде фурье-пиков, на рис. 6 образуют несколько близко расположенных кривых. Более того, в интервале малых волновых чисел $0 < k < 27$ см⁻¹ на рис. 6 можно видеть и дисперсионные кривые, которых нет в области более высоких значений k . Это явление, по-видимому, обусловлено взаимодействием обратных объемных СВ-мод в пленках ЖИГ, выращенных на противоположных поверхностях подложки толщиной $h = 0.5$ мм. Действительно, поскольку в направлении оси z , нормальной плоскости пленки, магнитное поле СВ спадает по закону $\exp(-kz)$, то при $k = 20$ см⁻¹ и $z = h = 0.05$ см показатель экспоненты становится равным единице, что свидетельствует о возможности взаимодействия волн между собой и о возможности возбуждения обеих волн преобразователем, находящимся на одной из поверхностей пленки (аналогичный эф-

фект, возникающий для поверхностных СВ, описан ранее [17]). Поскольку дисперсионная зависимость СВ, распространяющейся во второй пленке, также состоит из нескольких кривых (см. рис. 6), то и эта пленка, по-видимому, состоит из нескольких слоев.

С точки зрения физики все описанные выше явления связаны с расщеплением первой моды объемных обратных СВ на моды-спутники⁵. Расщепление первой моды СВ на спутники, возникшее из-за наличия в пленке нескольких слоев с близкими магнитными параметрами, экспериментально удалось наблюдать благодаря использованию высокооднородного магнитного поля $\overline{H}_0$. Очевидно также, что обнаруженный эффект расщепления мод СВ может использоваться на практике для осуществления контроля за качеством выращиваемых ферритовых пленок.

Отметим, что при проведении аналогичных измерений без кольцевых наконечников (когда однородность поля $\overline{H}_0$ невысока), дисперсионные кривые спутников, изображенные на рис. 6, различить практически не удастся, и дисперсион-

⁵ Отметим, что распределение всех спутников по толщине ферритовой пленки описывает нечетная, синусоидальная, центрально-симметричная относительно середины пленки волновая функция (см., например, [22, рис. 2а, кривая I]).

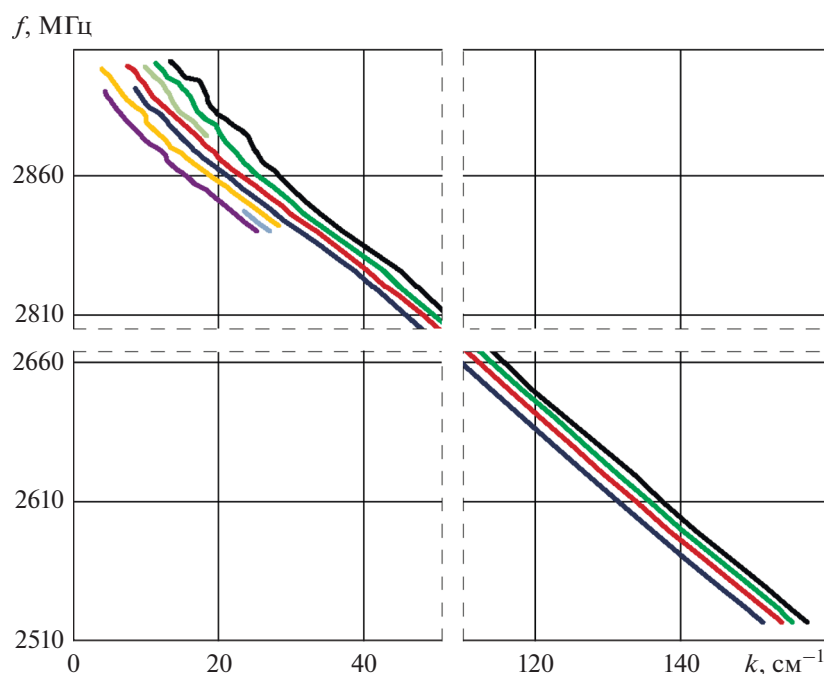


Рис. 6. Дисперсионные зависимости $f(k)$ мод-спутников, на которые расщепляется первая мода обратной объемной СВ в высокооднородном магнитном поле из-за существования в ферритовой пленке нескольких слоев с близкими магнитными параметрами.

ная зависимость первой моды СВ выглядит как одна сплошная линия.

Таким образом, анализ результатов двух экспериментов, описанных выше, позволяет сделать вывод, что для точного измерения дисперсионных характеристик СВ в ферритовых пленках, многослойных ферритовых структурах и метаматериалах необходимо использовать в экспериментальной установке высокооднородное магнитное поле.

Отметим также, что отсутствие в экспериментальной установке магнитной системы с высокой однородностью величины H_0 приводит еще к изменению ориентаций волнового вектора и соответствующего ему вектора групповой скорости по мере распространения СВ, в результате чего траектории волн, которые должны быть прямолинейными в однородной среде, заметно изгибаются подобно тому, как это происходит при распространении СВ в неоднородно намагниченных ферритовых пленках [23, 24]. Кроме того, на визуализированных картинах распределения амплитуды СВ можно наблюдать искривление линий, соответствующих углам отсечки групповой скорости волн (которые также должны быть прямолинейными в однородной среде).

По сути, магнитная система с высокооднородным магнитным полем разработана специально для того, чтобы среды и структуры, помещенные в такое поле, действительно можно было бы считать однородно намагниченными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Решена задача существенного увеличения пространственной области с однородным магнитным полем между полюсами постоянного двухполюсного магнита, используемого в установке по исследованию характеристик спиновых волн. В частности, численными методами рассчитаны и оптимизированы параметры и форма кольцеобразных наконечников, изготовленных из магнитомягкого материала и обеспечивающих существование такой области между полюсами магнита. На основе расчетов и последующих измерений показано, что протяженность однородной области поля ΔS вдоль вектора $\vec{H}_0$ (вдоль оси, соединяющей центры полюсов) увеличилась в три раза, а в перпендикулярном направлении — в 2.3 раза. Проанализировано, как повлияло использование кольцевых наконечников в установке по исследованию характеристик СВ на точность измерения этих характеристик. На основе фурье-анализа распределения амплитуды обратной объемной СВ, распространяющейся в ферритовой пленке вдоль вектора $\vec{H}_0$, проведено сравнение измеренных волновых чисел и дисперсионных зависимостей СВ при наличии или отсутствии кольцевых наконечников в установке. Поскольку в первом эксперименте точность измерения волнового числа СВ оказалась почти в два раза выше, чем во втором, в первом эксперименте удалось наблюдать расщепление первой

моды СВ на моды-спутники, обусловленное существованием в пленке нескольких слоев с близкими магнитными параметрами. Установлено, что дисперсионные зависимости мод-спутников смещены друг относительно друга на $\sim 3 \text{ см}^{-1}$, из-за чего они становятся практически неразличимы во втором эксперименте, в котором общая дисперсионная зависимость выглядит как одна сплошная линия. Обнаруженный эффект расщепления первой моды СВ на спутники может использоваться на практике для осуществления контроля за качеством выращиваемых ферритовых пленок. Кроме того, в первом эксперименте в интервале малых волновых чисел $0 < k < 27 \text{ см}^{-1}$ обнаружено взаимодействие волновых мод обратной объемной СВ в пленках ЖИГ, выращенных на противоположных поверхностях подложки.

Показано также, что среды и структуры, помещенные в высокооднородное магнитное поле, на практике можно считать однородно намагниченными, поскольку волновое число СВ в них практически не зависит от длины пробега СВ. Полученные результаты могут быть использованы прежде всего для увеличения однородности стационарного магнитного поля в экспериментальных установках по исследованию характеристик СВ, а также во всех областях науки и техники, где требуется создать однородное магнитное поле в большом объеме пространства.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания (тема № 0030-2019-0014) и при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-07-00356).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вашковский А.В., Локк Э.Г. // Успехи физ. наук. 2004. Т. 174. № 6. С. 657.
2. Igor Z., Michael F. // Nature Phys. 2005. V. 1. № 2. P. 85.
3. Вашковский А.В., Локк Э.Г. // Успехи физ. наук. 2006. Т. 176. № 4. С. 403.
4. Локк Э.Г. // Успехи физ. наук. 2008. Т. 178. № 4. С. 397.
5. Stancil D.D., Prabhakar A. Spin Waves: Theory and Applications. N.Y.: Springer Science, 2009.
6. Вашковский А.В., Локк Э.Г. // РЭ. 2009. Т. 54. № 4. С. 476.
7. Kruglyak V. V., Demokritov S.O., Grundler D. // J. Phys. D. 2010. V. 43. № 26. P. 264001.
8. Локк Э.Г. // Успехи физ. наук. 2012. Т. 182. № 12. С. 1327.
9. Topics in Applied Physics. V. 125. Magnonics: From Fundamentals to Applications / Ed. S.O. Demokritov, A.N. Slavin. Berlin: Springer-Verlag, 2013.
10. Chumak A.V., Vasyuchka V.I., Serga A.A., Hillebrands B. // Nature Phys. 2015. V. 11. № 6. P. 453.
11. Никитов С.А., Калябин Д.В., Лисенков И.В. и др. // Успехи физ. наук. 2015. Т. 185. № 10. С. 1099.
12. Sadovnikov A.V., Odintsov S.A., Beginin E.N. et al. // Phys. Rev. B. 2017. V. 96. № 14. P. 144428.
13. Annenkov A.Yu., Gerus S.V., Lock E.H. // Euro Phys. Lett. 2018. V. 123. № 4. P. 44003.
14. Kalyabin D.V., Sadovnikov A.V., Beginin E.N., Nikitov S.A. // J. Appl. Phys. 2019. V. 126. № 17. P. 173907.
15. Popov P.A., Sharaevskaya A.Yu., Beginin E.N. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2019. V. 476. P. 423.
16. Высоцкий С.Л., Хивинцев Ю.В., Сахаров В.К., Филимонов Ю.А. // ЖТФ. 2019. Т. 89. № 7. С. 1050.
17. Анненков А.Ю., Герус С.В. // РЭ. 2012. Т. 57. № 5. С. 572.
18. Annenkov A.Yu., Gerus S.V., Lock E.H. // Euro Phys. J. Web of Conf. 2018. V. 185. P. 02006.
19. Schill R.A., Karin H. // Rev. Sci. Instrum. 2001. V. 72. № 6. P. 2769.
20. Robinson P.R. // J. Phys. E: Sci. Instrum. 1983. V. 16. P. 39.
21. Баранова В.Е., Баранов П.Ф., Муравьев С.В., Учайкин С.В. // Измерит. техника. 2015. № 5. С. 52.
22. Локк Э.Г. // РЭ. 2020. Т. 65. № 3. С. 267.
23. Зубков В.И., Локк Э.Г., Щеглов В.И. // РЭ. 1990. Т. 35. № 8. С. 1617.
24. Вашковский А.В., Зубков В.И., Локк Э.Г., Щеглов В.И. // ЖТФ. 1990. Т. 60. № 7. С. 138.