Письма в ЖЭТФ, том 92, вып. 5, с. 375 – 380 © 2010 г. 10 сентября

Магнитные резонансы и автоколебания в пленке типа железо-иттриевого граната в вихревом состоянии

В. Ф. Шкарь, В. Н. Варюхин

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины, 83114 Донецк, Украина

Поступила в редакцию 21июля 2010 г.

Исследованы некоторые из магнитных возбуждений в пленке типа ЖИГ, находящейся в вихревом состоянии. В нулевом магнитном поле обнаружена узкая (порядка 0.05 Э) линия поглощения ВЧ энергии. Предложен механизм этого поглощения, с помощью которого можно объяснить столь малую ширину этой линии.

Введение. Интерес к изучению пленочных структур в вихревом состоянии обусловлен, в частности, возможностью их практического применения в качестве всевозможных датчиков, а также для задач спинтроники и высокоплотной магнитной памяти [1, 2]. В ряде работ исследовалась динамика вихрей различных конфигураций в доменной границе [3, 4], в легкоостном [5] и легкоплоскостном [6] ферромагнетиках и цилиндрических наночастицах [7, 8]. Рассмотрена также нелинейная регулярная и стохастическая динамика намагниченности в тонкопленочных структурах [9].

В теоретической работе [5] на основе анализа задачи рассеяния для обобщенного уравнения Шредингера, описывающего магноны на фоне солитона, доказано существование локальной трансляционной магнонной моды с ненулевой частотой. Найдено аналитическое выражение для частоты этой моды. В [8] для пермаллоевого нанодиска построена теоретическая частотно-полевая зависимость для высокочастотных (ВЧ) мод магнитных колебаний, а также приведены частоты низкочастотной гиротропной моды в зависимости от размера диска.

В настоящей работе ставилась задача исследовать магнитные колебания в тонкой пленке типа железо-иттриевого граната (ЖИГ), находящейся, как показано в [10], в вихревом состоянии.

Образцы и методика эксперимента. Исследования были проведены на двухслойной феррит-гранатовой структуре, полученной методом жидкофазной эпитаксии на (111)-ориентированной подложке галлий-гадолиниевого граната по двухтигельной технологии [11]. В первом тигле, содержащем перегретый раствор-расплав ЖИГ, происходит стравливание (растворение) верхнего слоя подложки, чтобы убрать различного рода поверхностные дефекты. Затем подложка, находясь все время в горячей зоне, переносится в другой тигель, где и выращивается одноосная пленка необходимой толщины для устройств с цилиндрическими магнитными доменами (ЦМД). За время переноса подложки из оставшегося на ней раствора-расплава ЖИГ (и частично стравленной и растворенной подложки) вырастает тонкая пленка типа ЖИГ, на которой и проводились исследования. Она сплошная, поскольку раствор-расплав составлен так, чтобы быть смачивающим для подложки и не скатываться во время переноса из тигля в тигель в капли, и имеет намагниченность насыщения $4\pi M_s = 1250$ Гс.

При горизонтальном погружении в тигель пленка вырастала с обеих сторон подложки, "рабочей" и "нерабочей". В основном исследования проводились на "рабочей" пленке. Серия образцов получена методом стравливания верхнего ЦМД-содержащего слоя (это вторая серия образцов из работы [10]). Самая тонкая пленка имела толщину приблизительно 0.2 мкм – это практически толщина подслоя типа ЖИГ, исходная – 4 мкм и в нулевом поле содержала доменную структуру.

Исследования проводились в диапазоне частот (1–1000) МГц. Поворотные устройства образца и магнита позволяли устанавливать внешнее магнитное поле вдоль выбранной кристаллографической оси пленки. В диапазоне частот (1–180) МГц использовался метод автодинного генератора, а в качестве измерительной ячейки – цилиндрическая катушка. Образец помещался в однородное ВЧ линейно поляризованное магнитное поле в центре катушки так, чтобы его вектор находился в плоскости пленки.

На частотах (10–1000) МГц использовалась полосковая структура в виде меандра, включенная по схеме проходного резонатора, то есть ко входу и выходу структуры подключены развязывающие емкости по 25 пкф. Таким образом, образец, плотно прижатый к микрополосковой структуре, находился в стоячем поле электромагнитной волны резонатора.

Такие условия эксперимента дают возможность возбуждать в пленке определенные моды магнитных колебаний [12, 13]. Эти моды и интервал между ними определяются толщиной пленки, направлением внешнего магнитного поля и "волновым вектором" антенны спиновых волн (АСВ) [13]. Периодическая АСВ, которой в данном случае является меандр, эффективно возбуждает спиновые волны лишь с волновым вектором, совпадающим с "волновым вектором" антенны [12]. (Разрабатывая соответствующие АСВ, можно возбуждать спиновые волны с определенными дисперсионными характеристиками [12].)

Эксперимент. На рис.1 показана частотно-полевая зависимость для мод магнитных колебаний

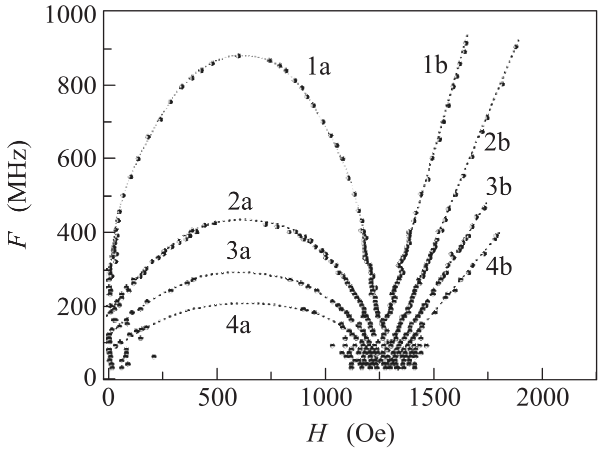

Рис.1. Частотно-полевая зависимость магнитных колебаний в тонкой (0.2 мкм) пленке типа ЖИГ при нормальной ориентации внешнего магнитного поля

в тонкой (0.2 мкм) пленке типа ЖИГ при нормальной ориентации внешнего магнитного поля. Как и следовало ожидать [12, 13], в меандровой АСВ в насыщенном состоянии возбуждается несколько типов магнитных колебаний (прямые на рисунке с индексом b). Для пленки в вихревом состоянии (кривые с индексом a) также наблюдается соответствующее количество мод магнитных возбуждений. Как видно из рисунка, ветки этих колебаний стягиваются в две характерные точки – в нулевом магнитном поле и в поле перехода образца в насыщенное состояние. Кроме того, как видно из этого рисунка, на частотах ниже 200 МГц вблизи этих точек неоднородным ВЧ полем меандра легко возбуждаются и другие моды, ветки которых отсутствуют в спектре образца для насыщенного и вихревого состояний. Одиночные колебания есть, а веток нет. В толстых пленках ферритов-гранатов на этих частотах наблюдается резонанс доменных границ, в пермаллоевом нанодиске, – это частоты трансляционных гиротропных колебаний ядра вихря [8]. По этой причине интересно было выяснить, возбудятся ли в этих точках однородным ВЧ полем автодинного генератора какие либо колебания.

Результаты таких исследований представлены на рис.2. Видно, что для этого образца (0.2 мкм) в обозначенных выше точках поля на частоте 12.4 МГц наблюдается поглощение ВЧ энергии. При изменении частоты генератора, по крайней мере в диапазоне частот (1–180) МГц, положение линий по полю практически не изменялось. Видно также, что для линии в нулевом магнитном поле наблюдается гистерезис поглощения ВЧ энергии, в то время как для линии в поле насыщения образца он отсутствует.

Появление ЦМД-содержащего слоя поверх этого тонкого слоя (на рис.2 – это образцы с общей толщиной от 0.63 до 4 мкм) приводит к исчезновению поглощения в нулевом поле и сдвигу в область меньших полей линии поглощения в поле перехода в насыщенное состояние. Для этих образцов в районе поля 100 Э наблюдаются также гистерезисные пики, обусловленные, как показали наблюдения в поляризационном микроскопе, коллапсом и зарождением в этом слое доменной структуры.

Дополнительный пик меньшей интенсивности в области перехода тонкого слоя (подслоя) в насыщенное состояние связан с наличием такого же подслоя на другой, "нерабочей" стороне подложки. При механическом удалении лишнего подслоя исчезала и эта линия.

Следует также отметить, что поглощения в подслое наблюдались только для случая, когда однородное ВЧ поле находилось в плоскости пленки. Если ВЧ поле прикладывалось нормально плоскости образца и совпадало с направлением внешнего постоянного магнитного поля, то поглощение в подслое отсутствовало.

И еще на одно обстоятельство следует обратить особое внимание – это ориентация магнитного поля при наблюдении линии в поле перехода подслоя в насыщенное состояние. Разориентация в несколько угловых минут приводит к полному исчезновению этого поглощения. Разориентация поля относительно нормали равнозначна приложению дополнительного поля в плоскости пленки. Следовательно, это поглощение чрезвычайно чувствительно к полю в плоскости. Далее, если оба поглощения в подслое имеют одну и ту же природу, то оно и в нулевом поле должно быть также чувствительно к полю в плоскости. Исследования, проделанные в этом направлении, показали, что действительно, поглощение ВЧ энергии в нулевом магнитном поле также очень чувствительно к планарному полю. Было установлено, что ес-

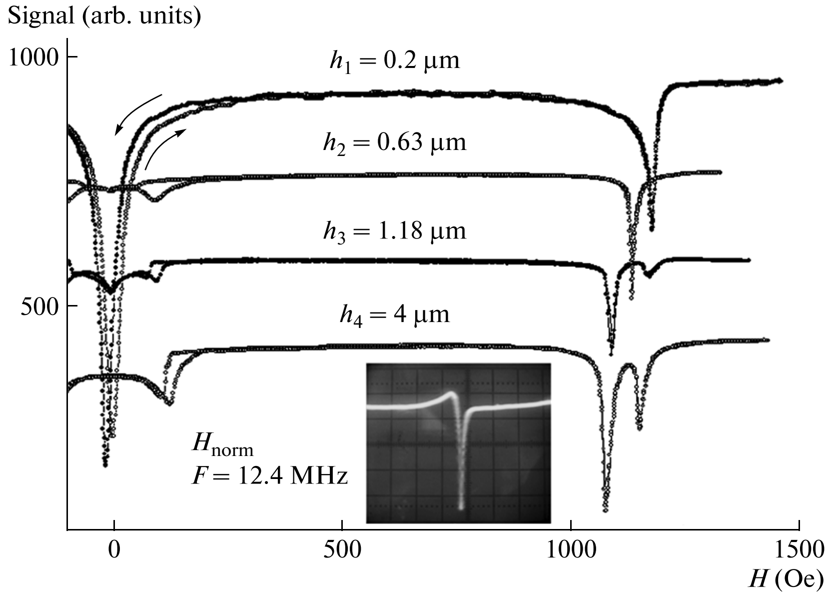

Рис.2. Сигнал поглощения высокочастотной энергии в двухслойной пленке с различной толщиной h в зависимости от нормального магнитного поля. На врезке – осциллограмма поглощения в нулевом планарном поле образца с $h = 0.2$ мкм, ширина линии которого на уровне 0.5 равна приблизительно 0.05 Э

ли внешнее магнитное поле находится в плоскости пленки и по направлению совпадает с ВЧ магнитным полем, то ширина линии поглощения составляет приблизительно 0.05 Э. В эксперименте эта линия хорошо наблюдается на экране осциллографа (фотография с экрана показана на врезке рис.2), однако стабильность магнитного поля установки не позволяла качественно ее записать. Оценка дана, исходя из величины модуляции магнитного поля и сравнения с шириной линии ФМР для ЖИГ в насыщенном состоянии.

Обсуждение. С прикладной точки зрения, самым интересным является поглощение в планарном поле вблизи нуля. Датчик, в основе которого будет лежать это явление, не должен иметь магнитной системы. Само явление очень чувствительно к величине магнитного поля. Пленка имеет толщину порядка (0.1–0.2) мкм, что дает возможность исследовать магнитный объект соизмеримых размеров. Достаточная величина намагниченности насыщения пленок типа ЖИГ (1250–1760) Гс и хорошо отработанная техника генерации и приема сигнала в диапазоне (1–100) МГц делает возможным реальное изготовление такого датчика даже в лабораторных условиях.

Такой датчик был разработан и изготовлен. На его основе сделан макет сканера магнитных неоднородностей и продемонстрирована его работа при нахождении распределения магнитного поля от микропроводника с током [14].

Само явление поглощения электромагнитного излучения в нулевом магнитном поле адекватно описать в настоящее время довольно сложно – еще недостаточно проведены экспериментальные исследования таких пленок в вихревом состоянии.

По этому поводу можно высказать несколько предположений.

Одна из возможных конфигураций магнитной структуры пленки типа ЖИГ в вихревом состоянии приведена на рис.3. Она, в частности, отображает кристаллографическую симметрию для плоскос-

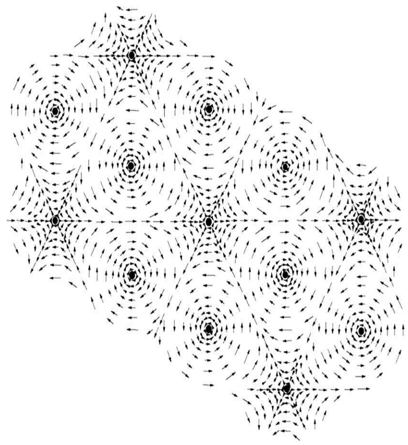

Рис.3. Вид одной из возможных упорядоченных вихревых структур в тонкой (111)-ориентированной пленке типа ЖИГ

ти (111)-ориентированной феррит-гранатовой пленки. Если провести аналогию между гексагональной решеткой ЦМД в легкоосной пленке и приведенной решеткой магнитных вихрей, то вихрю с положительным и отрицательным топологическими зарядоми будут соответствовать ЦМД с правым и левым вращением намагниченности в блоховской доменной границе, а антивихрю будет соответствовать ЦМД с тремя парами вертикальных блоховских линий.

В решетке вихрей, как и в решетке ЦМД, могут возбуждаться присущие ей собственные магнитные колебания. Предполагается, что они должны возбуждаться и в узлах, там, где стягиваются ветки спиновых волн, как показано на рис.1. Такими колебаниями могут быть трансляционные гиротропные моды колебаний ядер магнитных вихрей, описанные в работе [8]. Решетка должна быть устойчива в нормальном магнитном поле, по аналогии с решеткой ЦМД, и быстро разрушаться планарным полем, поскольку планарное поле насыщения образца на два порядка меньше нормального поля насыщения. Это утверждение основано на результатах исследования перемагничивания тонких пленок ЖИГ в планарном поле, представленных в [15]. В работе показано, что, во-первых, в планарном поле 2 Э пленки уже почти полностью намагничены, а во-вторых, с уменьшением толщины пленок от 1.22 до 0.37 мкм коэрцетивная сила уменьшается от 0.54 до 0.04 Э. Эти пленки получены методом импульсного лазерного напыления. Пленки же, полученные методом жидкофазной эпитаксии, являются более совершенными [16], а в нашем случае еще и более тонкими. Поэтому и коэрцетивность, надо полагать, будет меньше. Если в плоскости пленки приложить поле, большее поля коэрцеривности, то появится планарная составляющая намагниченности в этом направлении за счет, в частности, и отклонения по полю вектора намагниченности в центре ядра вихря, нормального к плоскости пленки. Это приведет к потере симметрии вихря, деформации решетки и срыву гиротропных колебаний. Следовательно, такого рода колебания могут существовать в планарных полях, соизмеримых с полем коэрцетивности. Отсюда и такая узкая линия поглощения в планарном поле.

Если поле будет направлено нормально плоскости пленки, по направлению намагниченности ядра вихря или против этого направления, то симметрия последнего не нарушится, а изменится лишь диаметр ядра, что, в свою очередь, изменит массу вихря [8] и частоту трансляционных мод [8]. В эксперименте ширина линии поглощения в этом направлении, по-видимому, будет определяться отстройкой частоты трансляционных мод от частоты генератора. Отсюда довольно широкая линия в этом направлении поля.

Другое предположение о природе этого колебания заключается в следующем. В феррит-гранатовой (111)-ориентированной пленке при нормальной ориентации намагниченности, как в ядре вихря, плоскостным переменным магнитным полем могут возбуждаться нелинейные колебания намагниченности, обусловленные ориентационными динамическими перескоками [9]. Перескоки происходят между локальными минимумами, которые имеются на энергетическом пространственном рельефе образца. Они связаны с осями легкой намагниченности кубической кристаллографической анизотропии. Одна из них перпендикулярна плоскости пленки, остальные три расположены под определенным углом – это пространственные диагонали куба. За один период колебания магнитного поля намагниченность вынуждена перескочить через несколько минимумов, совершая при этом и прецессионное движение в каждом локальном минимуме (рис.4) [9]. Частота прецессии

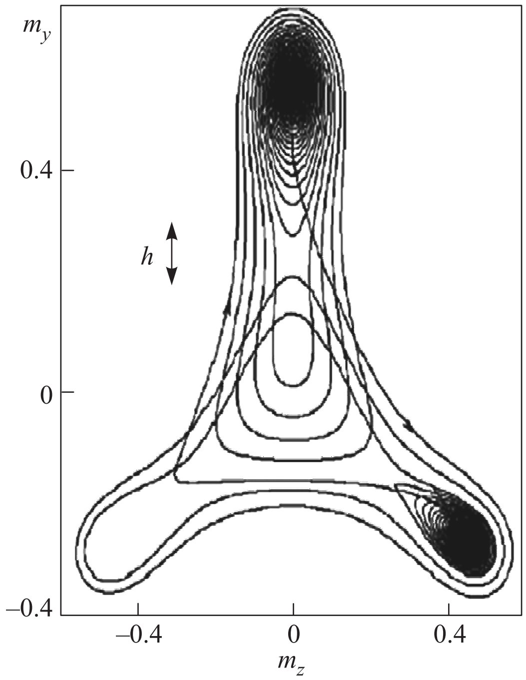

Рис.4. Проекция на плоскость пленки нормированного магнитного момента, выходящего под воздействием ВЧ поля на один из четырех низкоамплитудных динамических режимов и совершающего динамические перескоки [9]

определяется эффективным магнитным полем в этом минимуме. В широком диапазоне частот вынуждающего поля (как и наблюдается в эксперименте) могут существовать различные динамические режимы. При этом могут быть достигнуты высокие амплитуды колебания намагниченности, определяемые главным образом ориентациями равновесных состояний [9]. Амплитуда таких режимов слабо зависит от амплитуды переменного поля, их следует отнести к автоколебательным режимам [9].

С увеличением нормального магнитного поля локальный минимум в этом направлении увеличивается, остальные три, существуя в определенном интервале поля, затем исчезают. Они чувствительны к планарной составляющей магнитного поля, это и определяет ширину поглощения в планарном поле.

Кроме этих четырех локальных минимумов для нормальной ориентации намагниченности, в (111)-ориентированной пленке существует еще шесть локальных минимумов через каждые 60 градусов по азимуту, если намагниченность находится вблизи плоскости образца. Ими определяется ориентация намагниченности между вихрями, поэтому каждый вихрь находится как бы в ловушке, как видно из рис.3. Они связаны с проекцией легких осей намагниченности кубической анизотропии на плоскость пленки и отчетливо проявляются на зависимости полярного угла намагниченности от нормального магнитного поля [17]. Между ними также возможны динамические перескоки. Таким образом, в нулевом магнитном поле реализуются все рассмотренные перескоки, а вблизи нормального поля насыщения образца только часть из них, которая связана с нормальной намагниченностью, поскольку и периферия вихря уже имеет почти нормальную намагниченность. Этим можно объяснить различие в величине поглощения в нулевом поле и в поле насыщения образца, как видно из рис. 2, в нулевом поле оно значительно больше.

Следует также обратить внимание на тот факт, что большое число локальных минимумов в нулевом поле для (111)-ориентированной тонкой пленки делает устойчивой вихревую магнитную структуру, представленную на рис.3.

Гистерезис линии поглощения в нулевом поле обусловлен переключением поляризации вихрей в нормальном магнитном поле [10]. Поле переключения поляризации вихрей меньше поля насыщения образца, поэтому линия поглощения в поле насыщения безгистерезисна, как показано на рис.2.

Неоднородные поля доменов ЦМД-содержащего слоя, которые имеют и планарную составляющую в подслое, не дают возможности сформироваться такой магнитной структуре вихрей, в которой возможны рассмотренные виды колебаний. При этом однородное состояние ЦМД слоя не подавляет этих возбуждений, а лишь смещает, как видно из рис.2, в область меньших полей.

Можно указать еще на одно практическое применение пленок в вихревом состоянии. Как следует из рис.1, вихревая структура, в отличие от доменной, не препятствует возбуждению колебаний, аналогичных тем, которые возбуждаются в насыщенном состоянии пленки. Если синтезировать многослойную структуру из магнитных и немагнитных слоев соответствующей толщины, то по ней должны распространяться магнитостатические волны и в малых полях. Такая структура может проявлять свойства фотонного кристалла [18], а переключением поляризации вихрей [10] можно переключать возбуждение соответствующих мод спиновых волн.

Выводы. Исследованы некоторые из магнитных возбуждений в пленке типа ЖИГ, находящейся в вихревом состоянии.

1. В нулевом магнитном поле обнаружена узкая (порядка 0.05 Э) линия поглощения ВЧ энергии. Высказано предположение, что ширина линии определяется областью существования устойчивой вихревой магнитной структуры, в которой могут возбуждаться трансляционные моды колебаний и реализоваться динамические перескоки.

2. Показано, что вихревая структура, в отличие от доменной, не препятствует возбуждению колебаний, аналогичных тем, которые возбуждаются в насыщенном состоянии пленки.

3. Рассмотрены некоторые возможности практического применения таких пленок.

Авторы выражают благодарность Е.И. Николаеву и А.И. Линнику за любезно предоставленные образцы и Г.А. Троицкому за помощь в проведении эксперимента.

1. R. P. Cowburn, Nature materials **6**, 265 (2007).
2. A. Thiaville, Y. Nakatani, J. Miltat, and Y. Suzuki, Europhys. Lett. **69**, 990 (2005).
3. А. К. Звездин, В. И. Белотелов, К. А. Звездин, Письма в ЖЭТФ **87**, 443 (2008).
4. М. В. Четкин, Ю. Н. Курбатова, Т. Б. Шапаева, О. А. Борщевский, Письма в ЖЭТФ **79**, 527 (2004).
5. Б. А. Иванов, Д. Д. Шека, Письма в ЖЭТФ **82**, 489 (2005).
6. А. С. Ковалев, Я. Е. Прилепский, ФНТ **29**, 189 (2003).
7. А. С. Ковалев, Я. Е. Прилепский, ФНТ **29**, 71 (2003).
8. B. A. Ivanov and C. E. Zaspel, Phys. Rev. Letters **94**, 027205-1 (2005).
9. Д. И. Семенцов, А. М. Шутый, УФН **177**, 831 (2007).

10. В. Ф. Шкарь, В. Н. Варюхин, Письма в ЖЭТФ **88**, 311 (2008).
11. Е. И. Николаев, И. А. Красин, Кристаллография **33**, 478 (1988).
12. Б. А. Калиникос, Известия вузов XXIV №8, 42 (1981).
13. B. A. Kalinikos, IEE ProceedinГс – H **127**, 4 (1980).
14. V. F. Shkar', V. N. Varyukhin, and I. G. Salkov, MPMNS'10 Donetsk, Ukraine, May, 29, 182 (2010).
15. S. A. Manuilov, R. Fors, S. I. Khartsev, and A. M. Grishin, J. Appl. Phys. **105**, 033917 (2009).
16. В. Ф. Шкарь, Е. И. Николаев, В. Н. Саяпин и др., ФТТ **47**, 1071 (2005).
17. В. Ф. Шкарь, Е. И. Николаев, В. Н. Саяпин и др., ФТТ **46**, 1043 (2004).
18. A. M. Grishin and S. I. Khartsev, Appl. Phys. Lett. **90**, 191113 (2007).