

ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ СОЛИТОНОПОДОБНЫХ ИМПУЛЬСОВ СПИНОВЫХ ВОЛН В КОЛЬЦЕВЫХ РЕЗОНАТОРАХ НА ОСНОВЕ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

А. А. Серга^a, М. П. Костылев^b, Б. А. Калинин^{b},
С. О. Демокритов^c, Б. Хиллебрандс^{a**}, Х. Беннер^{d***}*

*^aPhysics Department, Kaiserslautern University of Technology
D-67663, Kaiserslautern, Germany*

*^bСанкт-Петербургский государственный электротехнический университет
197376, Санкт-Петербург, Россия*

*^cUniversity of Muenster
48149, Muenster, Germany*

*^dDarmstadt University of Technology
D-64289, Darmstadt, Germany*

Поступила в редакцию 22 августа 2005 г.

Описаны эксперименты, в результате которых под воздействием периодической импульсной параллельной магнитной накачки получена параметрическая генерация интенсивных солитоноподобных импульсов спиновых волн в кольцевых резонаторах на основе ферромагнитных пленок. В зависимости от периода следования импульсов накачки и положения их несущей частоты относительно спектра собственных частот кольцевого резонатора наблюдались различные типы нелинейных импульсных последовательностей. Предложена теоретическая модель и выполнены численные расчеты, дающие подробное объяснение наблюдаемым явлениям.

PACS: 75.30.Ds, 75.70.-i, 85.70.Ge

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что в нелинейных диспергирующих средах возможно возбуждение и распространение двух типов солитонов огибающей — светлых солитонов и темных солитонов (см., например, [1,2]). Сравнительно недавно было предложено использовать «активные кольца», изготовленные на основе нелинейных диспергирующих волноведущих сред, для автогенерации солитонов огибающей. Так, например, активные кольца на основе ферромагнитных пленок были использованы для автогенерации как светлых, так и темных солитонов сверхвысоко-

частотных спиновых волн [3–6]. В таких кольцах «внешний» СВЧ-усилитель, включенный последовательно с ферромагнитной пленкой, служил для компенсации потерь спиновой волны и других элементов кольца. Компенсация потерь могла переводить кольцо, фактически являющееся кольцевым резонатором, в режим многочастотной автогенерации с дискретным спектром генерируемых частот. С помощью активных резонансных колец были реализованы два различных механизма автогенерации спин-волновых солитонов. Эти механизмы были основаны на временной [3] и частотной [4–6] фильтрациях циркулирующего сигнала.

Для реализации механизма временной фильтрации [3] кольцо периодически замыкалось и размыкалось, причем период коммутации был выбран равным времени одного оборота солитона в кольце. При

*E-mail: borisk@borisk.usr.etu.spb.ru,
borisk@lamar.colostate.edu

**B. Hillebrands

***H. Benner

этом циркулирующий сигнал, который изначально являлся шумовым сигналом в пределах «временных окон прозрачности», становился сначала спектрально более узким за счет «выживания» только его частотных составляющих, удовлетворяющих фазовым соотношениям резонансного кольца и находящихся в пределах полосы усиления кольца. Далее спектр «обрезался» за счет дисперсии. Иными словами, дисперсия приводила к тому, что часть спектральных составляющих волнового пакета опережала момент очередного замыкания кольца, а другая часть спектральных составляющих, напротив, приходила в цепь обратной связи уже после ее размыкания. Это и обеспечивало временную фильтрацию. После достижения порога четырехволновой нелинейности пакет приобретал стационарные амплитудный и фазовый спектры, что на огибающей проявлялось в характерной односолитонной форме амплитудных профилей импульсов и в постоянстве фазы сигнала внутри них.

Для реализации механизма частотной фильтрации полоса пропускания кольца изначально была подобрана таким образом (путем ограничения частотных полос пропускания антенн спиновых волн), что еще в линейном режиме она была близка по форме к частотному спектру солитона огибающей первого порядка [4–6]. С увеличением коэффициента усиления, когда сигнал в кольце нарастал до порога четырехволнового процесса самовоздействия, между соседними гармониками циркулирующего сигнала возникала корреляция фаз. Поскольку частотная полоса пропускания кольца была специально подобрана, в кольце формировался стационарный солитонный импульс. Стабилизация его амплитуды на определенном уровне происходила за счет расширения спектра импульса, также вызываемого четырехволновым процессом самовоздействия. Поскольку при этом возникали гармоники, находящиеся за пределами частотной полосы пропускания кольца, передаваемая им энергия диссипировалась. Появление таких амплитудно-зависимых потерь и приводило к остановке дальнейшего роста амплитуды автогенерируемых импульсов [4–6].

Таким образом, в предыдущих работах было показано, что активные резонансные кольца на основе ферромагнитных пленок и «внешних» СВЧ-усилителей могут быть использованы для эффективной автогенерации периодических последовательностей солитонов огибающей спиновых волн.

Кроме внешних СВЧ-усилителей для компенсации потерь спиновых волн, а также для усиления спин-волновых солитонов может быть использован

принципиально иной метод. Таким методом является параметрическое усиление спиновых волн параллельной магнитной СВЧ-накачкой.

Механизм параметрического усиления импульсов спиновых волн, в том числе и нелинейных солитоноподобных импульсов, с помощью пространственно-локализованной параллельной накачки достаточно хорошо изучен (см., например, [7–17] и литературу в них). В частности, в ходе предыдущих исследований было показано, что для реализации параметрического усиления как линейных, так и нелинейных импульсов (светлых солитонов спиновых волн) наиболее удобными являются так называемые обратные объемные спиновые волны (ООСВ), распространяющиеся вдоль направления постоянного магнитного поля в касательно намагниченной ферромагнитной пленке. Экспериментально полученные значения коэффициента усиления для короткого импульса ООСВ в режиме импульсной накачки превышают 30 дБ [14].

Кроме того, было показано, что параметрическое усиление ООСВ с помощью импульсной параллельной накачки пространственно-локализованным СВЧ магнитным полем имеет целый ряд особенностей в сравнении с усилением спин-волнового сигнала с помощью обычного СВЧ-усилителя. Во-первых, в таком параметрическом нелинейном процессе во время действия импульса накачки формируется противонаправленный холостой импульс. Кроме того, если область локализации накачки достаточно мала, то может формироваться и сонаправленный холостой импульс [9, 10, 14, 15, 17]. Во-вторых, параметрическая накачка вызывает усиление не только низшей, но и высших (толщинных) собственных мод пленки. При этом коэффициент усиления ООСВ пространственно-однородным в плоскости пленки СВЧ магнитным полем постоянной во времени амплитуды одинаков для большого числа толщинных мод ООСВ. Если же накачка пространственно-неоднородна (пространственно локализована), то коэффициент усиления возрастает с уменьшением групповой скорости волны, т. е. с увеличением времени взаимодействия накачки с усиливаемой волной [9, 18]. Для многомодового спектра ООСВ это приводит к тому, что в случае пространственно-локализованной накачки коэффициент усиления высших толщинных мод оказывается существенно большим коэффициента усиления низшей (основной) моды спектра [8]. В результате под действием импульсной периодической локализованной накачки преимущественно генерируются пары встречно направленных импульсов высших толщинных мод.

Это явление имело место, например, в прямоугольном пленочном резонаторе при проведении экспериментов по параметрической генерации нелинейных импульсов спиновых волн [7, 8]. Такой процесс является негативным с точки зрения генерации солитонов огибающей волны выбранного типа. Как будет описано ниже, негативного проявления такого процесса удастся избежать в кольцевом резонаторе.

Целью настоящей работы является экспериментальное и теоретическое исследование возможности параметрической генерации периодических последовательностей нелинейных импульсов спиновых волн в кольцевом резонаторе за счет использования пространственно-локализованной импульсной параллельной магнитной накачки. В отличие от предыдущих работ, посвященных генерации спин-волновых солитонов в кольцах, в описываемых ниже экспериментах для компенсации потерь резонансного кольца использовался «внутренний» механизм параметрического усиления спиновых волн.

2. МЕТОДИКА И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для выполнения экспериментов в данной работе использовалось активное резонансное кольцо, основ-

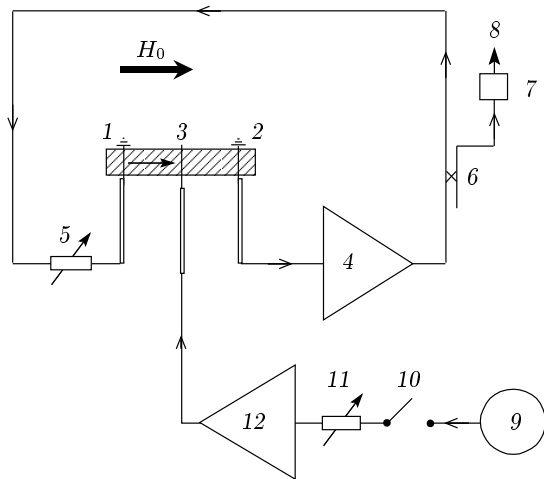


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 и 2 — возбуждающая и приемная микрополосковые антенны спиновых волн, 3 — микрополосковый резонатор накачки, 4 — усилитель СВЧ-сигнала, 5 и 11 — регулируемые СВЧ-аттенюаторы, 6 — направленный ответвитель, 7 — детектор, 8 — к осциллографу, 9 — СВЧ-генератор накачки, 10 — СВЧ-модулятор, усилитель накачки

ными элементами которого были касательно намагниченная пленка железо-иттриевого граната, элемент параметрической накачки, сверхвысокочастотный усилитель и аттенюатор (рис. 1). В качестве «рабочей» использовалась обратная объемная спиновая волна низшего типа. Важно отметить, что СВЧ-усилитель 4 служил главным образом для компенсации потерь на согласование в антеннах 1 и 2, применявшихся для возбуждения и приема спиновых волн в пленке. Подчеркнем, что параметры усилителя 4 (полоса усиливаемых частот и динамический диапазон) были выбраны таким образом, чтобы нелинейные свойства резонансного кольца заведомо определялись пленкой железо-иттриевого граната. Аттенюатор 5 использовался для плавной регулировки величины затухания в кольце.

Эксперименты выполнялись на узком образце пленки железо-иттриевого граната («волноводе» спиновых волн) шириной 1.5 мм. Волновод был вырезан из высококачественной монокристаллической пленки толщиной $L = 4.9$ мкм, выращенной на подложке из гадолиний-галлиевого граната ориентации (111). Возбуждение и прием сверхвысокочастотных спиновых волн осуществлялись с помощью обычной конструкции типа «линии задержки» [19–21], имевшей короткозамкнутые входную 1 и выходную 2 микрополосковые антенны шириной 50 мкм. Посередине между входной и выходной антеннами параллельно им располагался элемент накачки 3, выполненный из проволоки диаметром 50 мкм в виде полуволнового резонатора, настроенного на частоту 14.518 ГГц.

Расстояние между входной и выходной микрополосковыми антеннами было выбрано равным 8 мм, исходя из условия генерации последовательностей нелинейных импульсов с периодами в сотни наносекунд. Такие сравнительно большие периоды циркуляции импульсов и, соответственно, периоды подачи импульсов накачки были необходимы для достижения достаточно большого времени нелинейного формирования импульса спиновых волн с момента начала параметрического усиления до момента приема импульса выходной антенной.

Обратим внимание на особенности активного резонансного кольца, использующего для возбуждения и приема спиновых волн в ферромагнитной пленке микрополосковые антенны. Известно, что высшие толщинные моды ООСВ вследствие неоднородного распределения намагниченности по толщине пленки существенно слабее возбуждаются и принимаются микрополосковыми антеннами, чем волна низшего типа (см., например, [22]). Благодаря

ря этому наличие микрополосковых антенн в замыкающей кольцо цепи обратной связи позволяет существенно «разредить» спектр параметрически усиливаемых собственных мод, практически оставив в нем только одну низшую моду, чего не удавалось сделать в случае размерного прямоугольного резонатора [8]. Кроме того, вследствие однонаправленности цепи обратной связи эффективно подавляется встречно направленная холостая волна, что обеспечивает однонаправленность циркуляции волнового пакета.

Эксперименты по параметрической генерации солитоноподобных импульсов ООСВ низшего типа выполнялись в несколько этапов. На первом этапе измерений при разорванной цепи обратной связи в заведомо линейном режиме измерялась амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) спин-волновой линии задержки при подаче на ее вход непрерывного стороннего сигнала. Измеренная АЧХ показана на рис. 2а. Как видно на рис. 2а, минимальные потери на прохождение в макете составили около 45 дБ. Элементарный расчет, базирующийся на известной величине полуширины кривой ферромагнитного резонанса пленки $\Delta H = 0.4$ Э, показывает, что собственно потери на распространение ООСВ в экспериментальном макете составляли около 11 дБ. Это означает, что основной вклад в результирующие потери давали потери на преобразование сигнала в антеннах (34 дБ).

Кроме измерения потерь при подаче на разомкнутое кольцо стороннего СВЧ-сигнала измерялся коэффициент усиления импульса спиновых волн параллельной накачкой. Максимальный внутренний коэффициент усиления (т. е. измеренный без учета потерь на преобразование сигнала в антеннах) составил 13 дБ. Это показало, что данный экспериментальный макет в режиме параллельной накачки обеспечивает возможность полной компенсации потерь на распространение импульса ООСВ, но не обеспечивает компенсацию потерь в антеннах. Поэтому для компенсации потерь в антеннах был дополнительно применен усилитель СВЧ-сигнала.

После выполнения измерений на разомкнутом кольце кольцо замыкалось, и коэффициент усиления в цепи обратной связи выставлялся таким, чтобы компенсировать потери на преобразование в антеннах, не допуская при этом перевода системы в режим самопроизвольной автогенерации. В таких условиях при подаче на вход пленки железо-иттриевого граната стороннего СВЧ-сигнала «качающейся» частоты снова измерялась АЧХ макета «на проход». Участок АЧХ, находящийся в районе

частоты, впоследствии выбранной рабочей, приведен на рис. 2б. Рисунок 2б показывает, что, как и должно быть в случае кольцевого резонатора, измеренная АЧХ характеризуется набором узких резонансных пиков. Расстояние между пиками хорошо соответствует длине пробега спиновых волн в пленке железо-иттриевого граната. Простые расчеты, использующие теоретическую величину групповой скорости спиновых волн и расстояние между антеннами, показали, что из всего времени циркуляции сигнала в кольце, t_r , которое оказалось равным 315 нс, время задержки СВЧ-сигнала в цепи обратной связи составляет 5 нс.

Далее на вход элемента накачки подавалась периодическая последовательность коротких прямоугольных СВЧ-импульсов длительностью 24 нс с периодом T_p . Этот период был выбран равным периоду циркуляции сигнала в кольце, $T_p = t_r = 315$ нс. Несущая частота накачки была $f_p = 14.518$ ГГц. При этом за счет изменения поля подмагничивания половинное значение частоты накачки $f_p/2$ помещалось в начальную часть спектра ООСВ. (На рис. 2 положение половинной частоты накачки $f_0 = f_p/2$ относительно АЧХ макета показано вертикальной линией.) Мощность импульсов накачки выбиралась такой, чтобы превысить порог импульсной параметрической генерации спиновых волн в кольце.

3. ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Измерения показали, что стабильная параметрическая генерация коротких импульсов спиновых волн наблюдается в очень узком диапазоне изменения периода следования импульсов накачки. Одновременно в ходе измерений было обнаружено, что несущую частоту накачки, на которой наблюдается эффективная параметрическая генерация нелинейных солитоноподобных импульсов, можно перестраивать. При этом шаг перестройки (т. е. расстояние между соседними частотами, на которых возникала эффективная параметрическая генерация нелинейных солитоноподобных импульсов) оказался равным 1.59 МГц. Иными словами, несущая частота генерируемых импульсов, определяемая нами равной половине несущей частоты накачки f_p , легко перестраивалась с названным выше шагом, равным 1.59 МГц, в пределах полосы резонатора накачки. Кроме того, несущая частота генерируемых импульсов легко перестраивалась за счет изменения в пределах 15 Э постоянного магнитного поля.

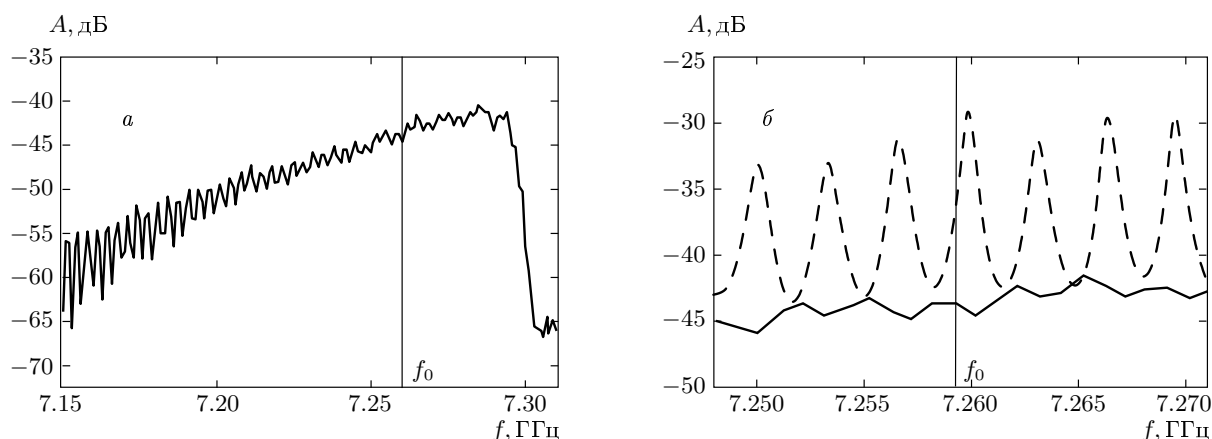


Рис. 2. Амплитудно-частотная характеристика разомкнутого кольца (а) и ее рабочий участок (б) (сплошные линии). Штриховая линия — рабочий участок АЧХ замкнутого кольца, измеренный при коэффициенте усиления СВЧ-усилителя 43 дБ в отсутствие сигнала импульсной накачки. $f_0 = 7.2592$ ГГц

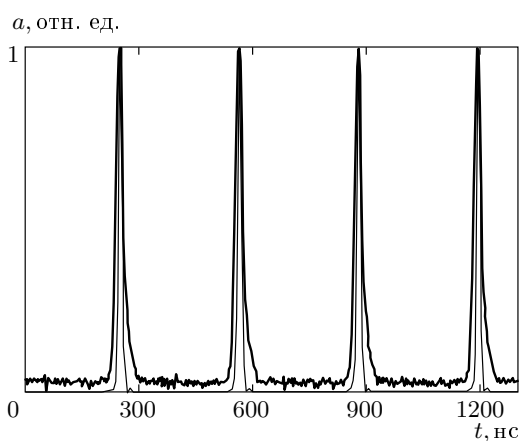


Рис. 3. Профиль параметрически генерируемой последовательности импульсов спиновых волн. Жирная линия — эксперимент, тонкая линия — численный расчет. Толщина пленки железо-иттриевого граната равна 4.9 мкм, расстояние между входной и выходной антеннами — 8 мм, ширина микрополоскового резонатора — 50 мкм, постоянное магнитное поле — 1852 Э, длительность импульсов накачки — 24 нс, период следования импульсов накачки — 315 нс

Типичный профиль наблюдаемой последовательности генерируемых импульсов показан на рис. 3 жирной линией. Профиль получен при частоте накачки $f_p = 14.518$ ГГц и напряженности магнитного поля 1852 Э. При снятии осциллограмм параметрически генерируемых последовательностей солитоноподобных импульсов отдельно измерялась их форма

и длительность на половинной высоте. Измерения показали, что как с ростом мощности накачки, так и с ростом коэффициента усиления в кольце длительность генерируемых импульсов меняется слабо.

В ходе экспериментов были исследованы различные режимы генерации, возникающие с изменением периода следования импульсов накачки. При этом были получены одноимпульсный и двухимпульсный стационарные режимы генерации. Как уже было сказано выше, одноимпульсный режим наблюдался тогда, когда период следования импульсов накачки выбирался равным времени циркуляции импульса в кольце, $T_p = t_r$. Двухимпульсный режим генерации наблюдался тогда, когда период следования импульсов накачки выбирался в два раза меньшим времени циркуляции импульса в кольце, $T_p = t_r/2$. Типичные периодические последовательности генерируемых импульсов, полученные в этих режимах, показаны на рис. 4а,б. Заметим, что при установившейся генерации малое изменение периода следования импульсов накачки (около 10 нс) приводило к срыву генерации.

Кроме того, были проведены измерения при периоде следования импульсов накачки большем, чем время циркуляции импульса по кольцу. В качестве примера на рис. 4в,г показаны временные профили, записанные соответственно при $T_p = 2t_r = 630$ нс и $T_p = 6t_r = 1890$ нс. Заметим, что данные, представленные на рис. 4г, позволяют судить об изменении формы нелинейного импульса при его долговременной свободной циркуляции по кольцу.

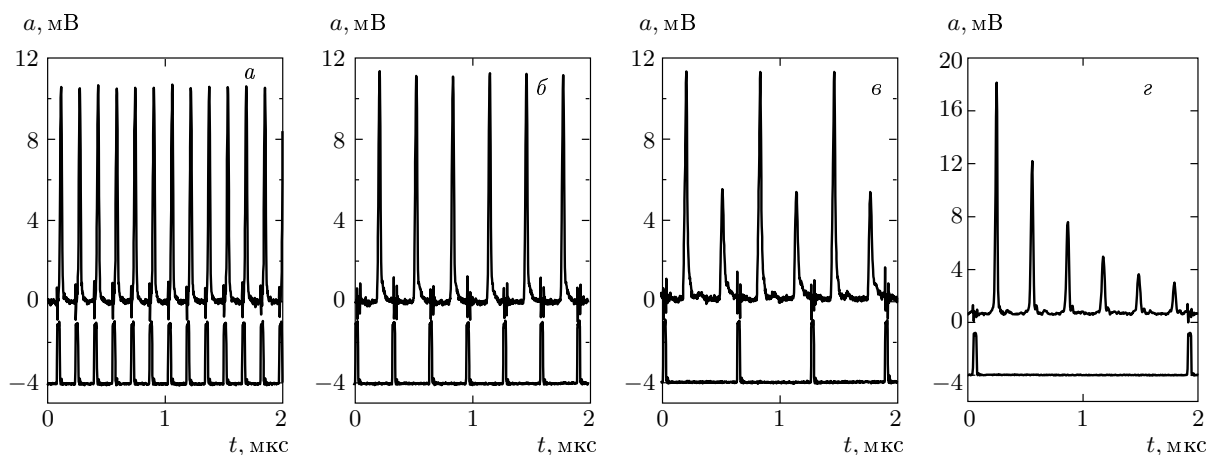


Рис. 4. Экспериментальные профили огибающей генерируемых последовательностей импульсов спиновых волн (верхние кривые) при различных величинах длительности периода следования T_p импульсов накачки (нижние кривые). $a - T_p = t_r/2 = 155$ нс, в кольце циркулируют два импульса спиновых волн; $b - T_p = t_r = 315$ нс, $v - T_p = 2t_r = 630$ нс, $z - T_p = 6t_r = 1890$ нс, b, v, z — в кольце циркулирует один импульс спиновых волн. Остальные параметры такие же, как и на рис. 3

4. КАЧЕСТВЕННОЕ ОПИСАНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Для объяснения полученных результатов была построена теоретическая модель и выполнено численное моделирование эксперимента. При построении теоретической модели были сделаны следующие упрощения. Кольцо считалось однородным, а его нелинейные, дисперсионные и диссипативные свойства описывались как целиком обусловленные ферромагнитной пленкой, в которой распространяется обратная объемная спиновая волна. Делая такие упрощения, мы исходили из того, что величина коэффициента усиления СВЧ-усилителя была примерно равна величине потерь на преобразование циркулирующего сигнала в антеннах, а сам усилитель являлся широкополосным и линейным устройством (при использовавшихся уровнях мощности).

Все остальные параметры модели соответствовали экспериментальным. Так, например, погонное затухание спиновой волны выбиралось равным естественному затуханию спиновых волн в пленке железо-иттриевого граната, исходя из отмеченного выше факта компенсации потерь в антеннах усилителем. В модели учитывались элемент накачки и находящаяся на расстоянии 4 мм от него выходная антенна. Ее функция в модели заключалась в приеме рабочей спиновой волны.

Для учета одномодовости возбуждения и приема несущих спиновых волн в теоретической модели

учитывалось пространственно-локализованное параметрическое усиление только одной волны — нижней толщинной моды ООСВ. При этом для получения однонаправленной циркуляции, обусловленной усилителем, в те промежутки времени, когда накачка была выключена, для встречного холостого импульса задавались много большие потери по сравнению с естественными для несущих спиновых волн. Благодаря этому обратно направленный параметрически генерируемый холостой импульс оказывался полностью подавленным до момента его очередного столкновения с усиленным импульсом.

Забегая вперед, отметим, что, согласно работам [13–17], должен возникать и сонаправленный холостой импульс, генерируемый в условиях пространственно-локализованной накачки. Однако численный расчет показал, что в нашей ситуации этот импульс неразличим с усиленным по следующим причинам. С одной стороны, он имеет ту же несущую частоту, а с другой стороны, в пространстве волновых векторов он образует с усиленным импульсом единый монотонный спектр с широким плоским максимумом, т. е. без двух ярко выраженных максимумов на отдельных пространственных частотах.

5. УРАВНЕНИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Численное моделирование осуществлялось на основе системы нелинейных параметрических урав-

нений, подобных ранее использованным в работах [8–10, 12, 15]. Исходным для получения этой рабочей системы уравнений являлось уравнение движения намагниченности Ландау–Лифшица:

$$\frac{\partial \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}_{eff}(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

в котором полная намагниченность $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ имеет постоянную и переменную составляющие,

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{M}^{\equiv} + \mathbf{m}(\mathbf{r}, t),$$

а эффективное магнитное поле равно

$$\mathbf{H}_{eff}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e}_z H_i + \mathbf{h}_d(\mathbf{r}, t) + \mathbf{h}_p(\mathbf{r}, t). \quad (2)$$

Здесь H_i — внутреннее постоянное магнитное поле пленки, приложенное вдоль оси z , совпадающей с направлением распространения ООСВ, $\mathbf{h}_d(\mathbf{r}, t)$ — переменное дипольное поле, $\mathbf{h}_p(\mathbf{r}, t)$ — пространственно-локализованное поле параметрической накачки.

Нас интересует только низшая толщинная мода обратных объемных спиновых волн, имеющая простейшее распределение динамической намагниченности по толщине пленки, поэтому при выводе нелинейных параметрических уравнений в теоретической модели удобно применить усреднение всех динамических величин по толщине пленки. Получаемое при этом дисперсионное уравнение для низшей моды ООСВ совпадает с исследованным в работах [23, 24], чем мы и будем далее пользоваться.

В применяемом для решения граничной задачи подходе связь дипольного поля спиновой волны с порождающей его динамической намагниченностью записывается в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{h}_d(z, t) &= \hat{\mathbf{G}}(z, z') \otimes \mathbf{m}(z', t) = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\mathbf{G}}(z, z') \mathbf{m}(z', t) dz', \quad (3) \end{aligned}$$

где $\hat{\mathbf{G}}(z, z')$ — магнитостатическая тензорная функция Грина [25]. Считая, что постоянная составляющая \mathbf{M}^{\equiv} полной намагниченности имеет только одну компоненту, $\mathbf{M}^{\equiv} = \mathbf{e}_z M^{\equiv}$, можно переписать

уравнение (1) в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} m(z, t) - i\omega_H m(z, t) + i\omega_M G^{xx}(z, z') \otimes \\ \otimes \frac{m(z', t) + m^*(z', t)}{2} - \\ - i\gamma \left\{ m(z, t) G^{zz}(z, z') \otimes \frac{m(z', t) m^*(z', t)}{2M_0} - \right. \\ \left. - m(z, t) m^*(z, t) G^{xx}(z, z') \otimes \frac{m(z', t) + m^*(z', t)}{4M_0} \right\} - \\ - i\gamma h_p(z, t) m(z, t) = 0. \quad (4) \end{aligned}$$

Здесь G^{xx} и G^{zz} — диагональные компоненты тензорной магнитостатической функции Грина, x — координата, перпендикулярная поверхности пленки, $\omega_H = \gamma H_i$, $\omega_M = \gamma 4\pi M_0$, M_0 — намагниченность насыщения пленки, γ — модуль гиромагнитного отношения, $h_p(z, t)$ — z -компонента СВЧ магнитного поля элемента накачки.

При выводе уравнения (4) мы перешли к циркулярным переменным, в которых динамическая намагниченность $m(z, t)$ записывается в виде

$$m(z, t) = m_x(z, t) + im_y(z, t).$$

Мы также приняли во внимание, что

$$|m(z, t)| \ll M_0, \quad \left| \frac{h_p(z, t)}{4\pi} \right| \ll H_0,$$

и удержали только члены по порядку малости не выше $|m|^3$ и $|m|^2 |h_p/4\pi|$. Кроме того, мы приняли во внимание, что

$$M_z(z, t) = M^{\equiv} - \frac{m(z, t) m^*(z, t)}{2M_0}.$$

Дальнейшее упрощение уравнения (4) можно получить, переходя к пространственным фурье-компонентам динамических величин. Из-за пространственной периодичности по оси z спектр компонент Фурье является дискретным. Поэтому для поперечной компоненты динамической намагниченности и для дипольного поля имеем

$$\begin{aligned} m(z, t) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} m_n(t) \exp(ik_n z), \\ \mathbf{h}_d(z, t) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \mathbf{h}_{dn}(t) \exp(ik_n z), \end{aligned} \quad (5)$$

где k_n — дискретное волновое число с шагом $\Delta k = 2\pi/l$, а l — длина кольцевого пленочного резонатора. Для фурье-компонент связь усредненного

по толщине дипольного поля с усредненной намагниченностью является уже не интегральной, а алгебраической:

$$\mathbf{h}_{dn}(t) = \hat{\mathbf{G}}_{|n|} \mathbf{m}_n(t), \quad (6)$$

где

$$\mathbf{m}_n(t) = \frac{1}{l} \int_0^l \mathbf{m}(z, t) \exp(-ik_n z) dz,$$

$$\mathbf{h}_{dn}(t) = \frac{1}{l} \int_0^l \mathbf{h}_d(z, t) \exp(-ik_n z) dz. \quad (7)$$

Поскольку длина спин-волнового циркулирующего пакета много меньше длины кольца, интегрирование в (7) можно распространить на всю числовую ось z . В результате этого интеграл (7) при подстановке в него (3) с использованием компонент тензорной функции Грина в форме, данной в работе [25], вычисляется аналитически. Рассчитанные таким образом компоненты $\hat{\mathbf{G}}_{|n|}$ совпадают с компонентами $\hat{\mathbf{G}}_{|k|}$ для непрерывной пленочной среды, ранее полученными в работе [24]:

$$G_{|k|}^{xx} - 1 = -G_{|k|}^{zz} = \frac{1 - \exp(-|k|L)}{|k|L}. \quad (8)$$

Отсутствие интегральной связи в соотношении (6) позволяет легко диагонализировать линейную часть выводимых нами уравнений, следующих из (4), с помощью линейного преобразования [26]:

$$m_n(t) = u_{|n|} \tilde{a}_n(t) + v_{|n|} \tilde{a}_{-n}^*(t),$$

где $\tilde{a}_n(t)$ — скалярная амплитуда n -й пространственной гармоники пакета спиновых волн. Введение медленной временной огибающей пакета, $\tilde{a}_n(t)$, равной $\tilde{a}_n(t) = a_n(t) \exp(-i\omega_p t/2)$, где $\omega_p = 2\pi f_p$, позволяет оставить в уравнениях для $a_n(t)$ только резонансные члены, т. е. члены, не имеющие быстроосциллирующего множителя с частотой, кратной $\pm f_p/2$.

В итоге выполненных преобразований уравнения для фурье-компонент скалярной амплитуды динамической намагниченности $a_n(z, t)$ принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} a_n(t) + i \left(\omega_{|n|} - \frac{\omega_p}{2} \right) a_n(t) + \eta^\pm a_n(t) + \\ + \frac{iT}{l} \int_0^l a(z, t) a^*(z, t) a^\pm(z, t) \exp(-ik_n z) dz + \\ + \frac{iV}{l} \int_0^l h_p(z, t) a(z, t) \exp(-ik_n z) dz = s_n(t). \quad (9) \end{aligned}$$

Здесь

$$\begin{aligned} a(z, t) &= a^+(z, t) + a^-(z, t), \\ a^+(z, t) &= \sum_{n=1}^{\infty} a_n \exp(ik_n z), \\ a^-(z, t) &= \sum_{n=-\infty}^{-1} a_n \exp(ik_n z), \end{aligned} \quad (10)$$

причем $a^+(z, t)$ и $a^-(z, t)$ суть парциальные пакеты, т. е. соответственно сигнальный (распространяющийся в положительном направлении оси z) и холостой (распространяющийся в отрицательном направлении оси z). Остальные вновь введенные величины будут объяснены ниже.

Величина $\omega_{|n|}$ в уравнениях (9) есть собственная частота обратных объемных спиновых волн с волновым числом k_n . При использовании представления дипольного поля в форме (8) видим, что дисперсионное соотношение $\omega_{|n|}(k_n)$ для низшей толщинной моды ООСВ в кольце длиной l на основе ферромагнитной пленки совпадает с дисперсионным соотношением $\omega(k)$ для безграничной пленки, полученным в диагональном приближении [24], но с дискретными значениями волнового числа:

$$\omega_n \equiv \omega_n(k_n) = \{ \omega_H(\omega_H + \omega_M) - \omega_H \omega_M \times [1 - (1 - \exp(-|k_n|L)) / (|k_n|L)] \}^{1/2}. \quad (11)$$

Параметр η магнитных потерь спин-системы введен в уравнения (9) феноменологически. В численных расчетах он задавался двояко. Так, он брался равным естественному затуханию ООСВ, а именно, $\eta = \eta^+ = \gamma \Delta H$, где ΔH — ширина линии ферромагнитного резонанса пленки для гармоник сигнального пакета $a^+(z, t)$, а также для гармоник холостого пакета $a^-(z, t)$ во время действия импульсов накачки. Для гармоник холостого пакета вне времени действия импульсов накачки этот параметр задавался много большим естественного затухания ООСВ, а именно, $\eta = \eta^- \gg \eta^+$.

Подчеркнем, что при выводе уравнений (9) не было необходимости применять еще одно квазилинейное преобразование [26, 27] для устранения нерезонансных трехволновых членов, т. е. членов порядка $|m|^2$, так как уравнение (4), полученное усреднением по толщине пленки, таких членов не содержит.

Отметим также, что при выводе уравнений (9) для упрощения численного алгоритма решения и ускорения численного расчета использовали обычный прием. Возбуждаемый спин-волновой пакет

считался спектрально узким, в связи с чем пренебрегали зависимостью нелинейного четырехволнового коэффициента $T_{k,k',k'',k''}$ [27] от значений волновых векторов взаимодействующих гармоник пакета. При этом в расчетах использовали «среднее» значение нелинейного четырехволнового коэффициента для обратных объемных спиновых волн $T \equiv T_{k_0,k_0,k_0,k_0}$, соответствующее середине полосы $k = k_0$ усиления параметрическим преобразователем несущих ООСВ, где k_0 удовлетворяет соотношению $\omega_p/2 = \omega(k_0)$.

С той же целью пренебрегали зависимостью от конкретных величин волновых векторов и коэффициента параметрической связи спин-волнового пакета и накачки $V_{k,k',k'}$ и использовали его значение для середины полосы усиления $V \equiv V_{k_0,k_0,k_0}$. Найденное в ходе выкладок выражение для этого коэффициента имеет вид

$$V = -\gamma\omega_M \frac{1 - \exp(-|k_0|L)}{4\omega(k_0)|k_0|L}. \quad (12)$$

Величина $h_p(z, t)$ в уравнениях (9) есть усредненная по толщине ферромагнитной пленки временная огибающая z -компоненты переменного магнитного поля пространственно-локализованного импульсного периодического СВЧ-тока накачки, имеющего частоту f_p :

$$h_p(z, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} h_{pn}(t) \exp(ik_n z), \quad (13)$$

где

$$h_{pn}(t) = \frac{1 - \exp(-|k_n|L)}{2|k_n|L} \exp(-|k_n|d) j_n(t). \quad (14)$$

Здесь d — расстояние от элемента накачки до поверхности пленки, $j_n(t)$ — n -я гармоника пространственного фурье-образа распределения временной огибающей плотности СВЧ-тока элемента накачки по его ширине. Величина входного параметра численного расчета, $j_n(t)$, находилась путем задания геометрии элемента накачки и амплитуды СВЧ-тока на его входе.

В уравнения (9) был также введен термический источник возбуждения спиновых волн, $s_n(t)$. Амплитуда $|S_n|$ такого шумового источника может быть оценена по методике, используемой в работе [26]. Поскольку равновесная амплитуда термических спиновых волн $|a_{0k}|$ должна подчиняться распределению Рэлея — Джинса, ее величина должна быть равна

$$|a_{0k}| = \left(\frac{k_B T_f}{\omega(k)} \right)^{1/2}, \quad (15)$$

где k_B — постоянная Больцмана, T_f — температура ферромагнитной пленки. Тогда величина $|S_n|$, обеспечивающая малосигнальное решение (15) уравнения (9) в отсутствие накачки, должна быть равна

$$|S_n| = \eta^+ \left(\frac{k_B T_f}{\omega_n} \right)^{1/2}.$$

6. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

В реализованной программе численного расчета на ЭВМ операции интегрирования в (9), а также суммирования в (10) и (13) осуществлялись, соответственно, как быстрые прямое и обратное преобразование Фурье (FFT). Численное решение получаемой таким образом системы нелинейно и параметрически связанных дифференциальных уравнений относительно времени проводилось с помощью алгоритма Рунге — Кутты четвертого порядка. Расчеты по программе показали, что сходимость метода Рунге — Кутты ухудшается при введении шумового источника.

С другой стороны, численные расчеты показали, что при достаточно большом коэффициенте параметрического усиления амплитуда параметрического генерируемого/усиливаемого пакета уже через несколько периодов накачки сильно превышает шумовой уровень и шумовой источник больше не вносит вклада в развитие процесса генерации. Поэтому для ускорения вычислений в реальных расчетах оказалось возможным вместо неоднородной системы (9) с термическим источником в правой части использовать систему однородных уравнений с начальными условиями для пространственных фурье-амплитуд гармоник спин-волнового пакета в форме (15) и с фазами, распределенными по случайному закону.

Пример результатов численного расчета представлен на рис. 3 тонкой линией. Расчет показал, что при частоте следования импульсов накачки, равной частоте циркуляции кольца, начиная с шумового уровня возникает и начинает быстро нарастать по амплитуде импульс спиновых волн. Вследствие большой величины коэффициента параметрического усиления форма генерируемого импульса сразу же после выключения накачки в основном определяется длительностью импульса накачки, пространственной длиной области накачки и фазовыми соотношениями в кольце. По мере движения по кольцу форма импульса слегка сглаживается дисперсией. При приближении амплитуды генерируемых им-

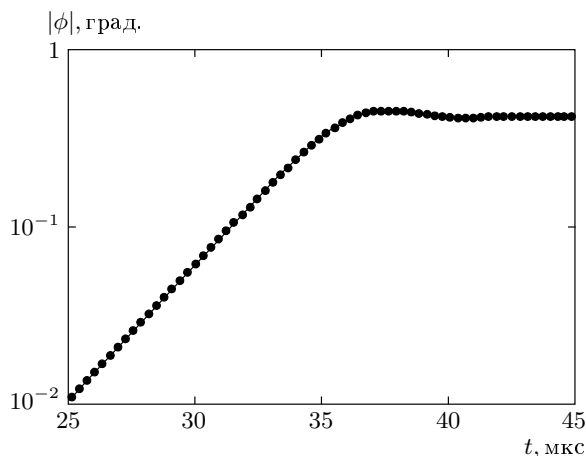


Рис. 5. Изменение амплитуды циркулирующего импульса в переходном режиме (численный расчет). Параметры расчета такие же, как и для рис. 3. Амплитуда импульса показана в единицах угла прецессии магнитного момента и соответствует моменту прохождения максимума спин-волнового импульса под выходной антенной. Расстояние между точками по оси времени равно периоду циркуляции. Положение точек отмечает моменты времени, когда максимум спин-волнового импульса проходит под осевой линией выходной антенны

пульсов к порогу нелинейного четырехволнового самовоздействия, т. е. к односолитонному порогу, рост амплитуды останавливается и система переходит в стационарный режим.

В качестве иллюстрации к сказанному выше на рис. 5 изображен расчетный график выхода активного кольцевого резонатора на стационарный режим. Точки на графике, отстоящие друг от друга по времени на период циркуляции, показывают пиковую амплитуду импульсов спиновых волн под выходной антенной в единицах угла прецессии. Показан только последний этап стабилизации — область перехода от экспоненциального нарастания амплитуды к режиму стабильной циркуляции. Как видно на рис. 5, стабильному режиму соответствует амплитуда спин-волновых импульсов под выходной антенной, равной 0.42 угловых градуса при ее отсчете по углу прецессии. Такой выходной амплитуде отвечает максимальная амплитуда импульса под элементом накачки в момент выключения накачки величиной 1.5 градуса, что соответствует односолитонному порогу.

Эволюция пространственных огибающих амплитудных и фазовых профилей спин-волновых импульсов при их движении по кольцу в стационарном ре-

жиме показана на рис. 6. Рисунок 6а демонстрирует профили в области преобразователя накачки непосредственно перед выключением импульса накачки, когда сигнальный и холостой импульсы еще не начали расходиться и амплитуда прецессии является максимальной. На рис. 6б представлены сигнальный (справа) и холостой (слева) импульсы сразу же после окончания их расхождения. (Заметим, что в программе при этих временах для холостого импульса используется все еще параметр затухания η^+ .) Рисунок 6в демонстрирует профиль сигнального импульса в тот момент, когда его максимум находится под серединой выходной антенны, а рис. 6г — профиль сигнального импульса непосредственно перед включением импульса накачки. (Отметим, что пространственное положение продольной оси элемента накачки совпадает с максимумом амплитудного профиля на рис. 6а и минимумом на рис. 6б.)

Известно, что нелинейное четырехволновое расширение спектра импульса в диспергирующей среде в условиях, когда дисперсионный и нелинейный коэффициенты имеют разные знаки, приводит к пространственно-временному сжатию его огибающей. При определенной амплитуде импульса возможен баланс «размывающего» действия дисперсии и «сжимающего» действия нелинейности — стационарный волновой пакет или солитон огибающей спиновых волн. Солитон низшего типа нелинейного уравнения Шредингера имеет форму огибающей, описываемой гиперболическим секансом, а также дополнительный нелинейный сдвиг частоты (фазы). В нашем случае, как видно на рис. 6, форма генерируемых импульсов далека от гиперболического секанса, да и сами они претерпевают периодическую эволюцию в процессе циркуляции. Однако из результатов численного моделирования можно сделать вывод, что, хотя наблюдаемые импульсы и не имеют формы, характерной для одиночного солитона огибающей, их формирование идет именно по солитонному механизму.

Для иллюстрации этого утверждения на рис. 7 в увеличенном масштабе изображены амплитудный и фазовый профили импульса, показанного на рис. 6г. Кроме этого, там же изображены профили, рассчитанные в переходном режиме, когда нарастание амплитуды носит еще экспоненциальный характер. Как видно на рис. 7, в стационарном режиме ширина импульса несколько меньше, что можно объяснить его нелинейным сжатием.

Особенно интересным является количественное различие в расчетных фазовых профилях. В обоих случаях на данном расстоянии от области уси-

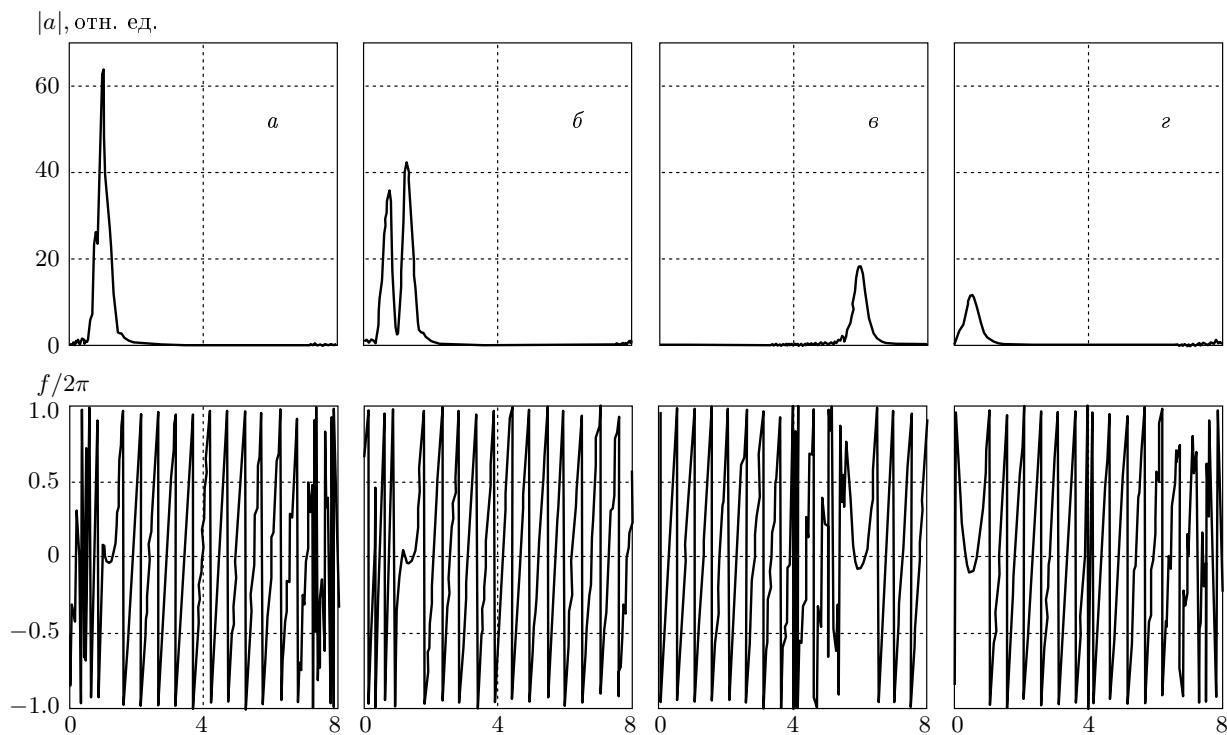


Рис. 6. Расчетные амплитудный и фазовый пространственные профили огибающей спин-волнового импульса в различные моменты периода циркуляции: *a* — 2 нс до выключения импульса накачки, *б* — 6 нс после выключения импульса накачки, *в* — момент прохождения середины импульса под осевой линией выходной антенны, *г* — момент времени непосредственно перед включением следующего импульса накачки. Остальные расчетные параметры такие же, как и для рис. 3

ления (около 8 мм) пространственные фазовые профили носят практически дисперсионный характер, т.е. представляют собой кривую, близкую к параболе, однако величины фазы в минимуме параболы φ_{min} заметно различаются.

Следующий рисунок демонстрирует изменение фазы в минимуме $\Delta\varphi(t) = \varphi_{min} - \varphi_{min0}$ (рис. 8б). Это изменение рассчитано в переходном режиме как функция времени. В качестве φ_{min0} взято значение минимума фазы нелинейного импульса на десятом периоде после включения периодической накачки. Значения фазы даны с точностью до $2\pi n$, где n — номер периода накачки/циркуляции от начала ее включения. Здесь же для сравнения (рис. 8а) показан тот же график, что и на рис. 5, но построенный в линейном масштабе. Как видно из сопоставления фазовых профилей, приведенных на рис. 7б, вдали от стационарного режима, когда нарастание амплитуды импульса является экспоненциальным, значение фазы в минимуме остается постоянным. При приближении к значениям амплитуд, соответствующим односолитонному порогу, фазовый профиль,

слабо изменяя свою форму, начинает сдвигаться по вертикальной оси. При этом соответственно увеличивается величина $\Delta\varphi$. В стационарном режиме $\Delta\varphi$ принимает постоянное значение, равное 3.9 угловых градуса.

Графики, приведенные на рис. 7, 8, являются ключевыми для объяснения механизма ограничения амплитуды циркулирующего пакета и выхода на стационарный режим. Этих механизмов два. Первый из них — это расширение частотного спектра циркулирующего пакета за счет нелинейного четырехволнового взаимодействия, которое включается при приближении к односолитонному порогу. Расширение спектра, проявляющееся на огибающей как обужение импульсов (см. рис. 7а), выводит часть энергии пакета за пределы частотной полосы параметрического усиления. Такие нелинейно генерируемые гармоники, теряя свою энергию за счет естественного затухания спиновых волн, увеличивают общий уровень потерь пакета, который возрастает с увеличением его амплитуды, что в конечном итоге может приводить к стабилизации амплитуды пакета на опреде-

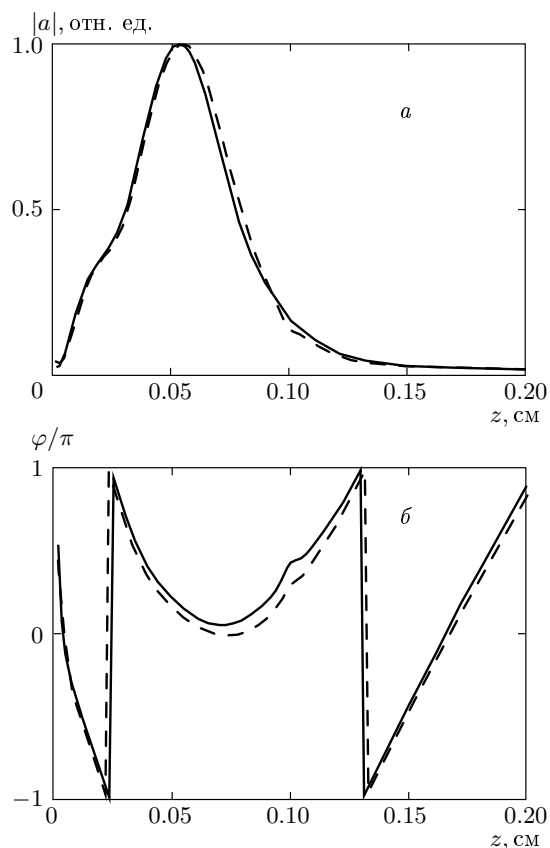


Рис. 7. Расчетные амплитудный и фазовый профили в момент времени непосредственно перед включением импульса накачки. Сплошная линия — стационарный режим, штриховая линия — переходный режим в области экспоненциального нарастания амплитуды. Амплитудные профили нормированы на максимальные значения. Параметры расчета такие же, как и для рис. 3

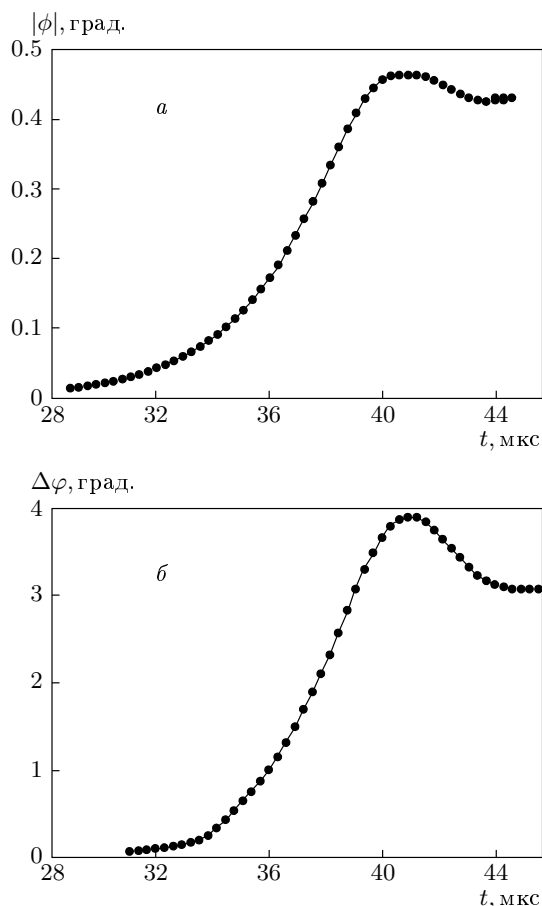


Рис. 8. *a* — Нарастание амплитуды спин-волнового импульса в переходном режиме (тот же график, что и на рис. 5, но в линейном масштабе по вертикальной оси); *б* — изменение фазы в минимуме фазового профиля, показанного на рис. 7, при нарастании амплитуды импульса

ленном уровне.

Однако, как показывает сравнение рис. 7 и рис. 8, много большее влияние на стабилизацию амплитуды оказывает второй механизм — нелинейный четырехволновой сдвиг фазы пакета при приближении к односолитонному порогу. Как было показано в работах [15, 17], коэффициент усиления импульсов спиновых волн импульсной параллельной СВЧ-накачкой зависит от величины разности начальных фаз спин-волнового импульса и импульса накачки. При начальном усилении теплового шума накачка автоматически выбирает из шума «составляющие», которые имеют фазы, соответствующие максимуму коэффициента усиления. Но при приближении к односолитонному порогу возникает нелинейный сдвиг фазы пакета как единого целого,

связанный с нелинейным четырехволновым сдвигом частоты его несущей, зависящим от квадрата пиковой амплитуды импульса (см., например, [1]). Этот эффект нелинейного сдвига фазы пакета как единого целого уменьшает коэффициент усиления и, в конце концов, стабилизирует амплитуду импульса на определенном уровне.

Обратимся теперь к трактовке экспериментально обнаруженного эффекта периодичности следования частотных полос генерации при изменении частоты накачки с шагом 1.59 МГц. Для объяснения этого эффекта проводилось численное моделирование для двух случаев. Результаты расчетов приведены на рис. 9. Рисунок 9*a* демонстрирует случай (тот же, что и на рис. 3), когда половинная частота накачки точно совпадает с частотой одной из собствен-

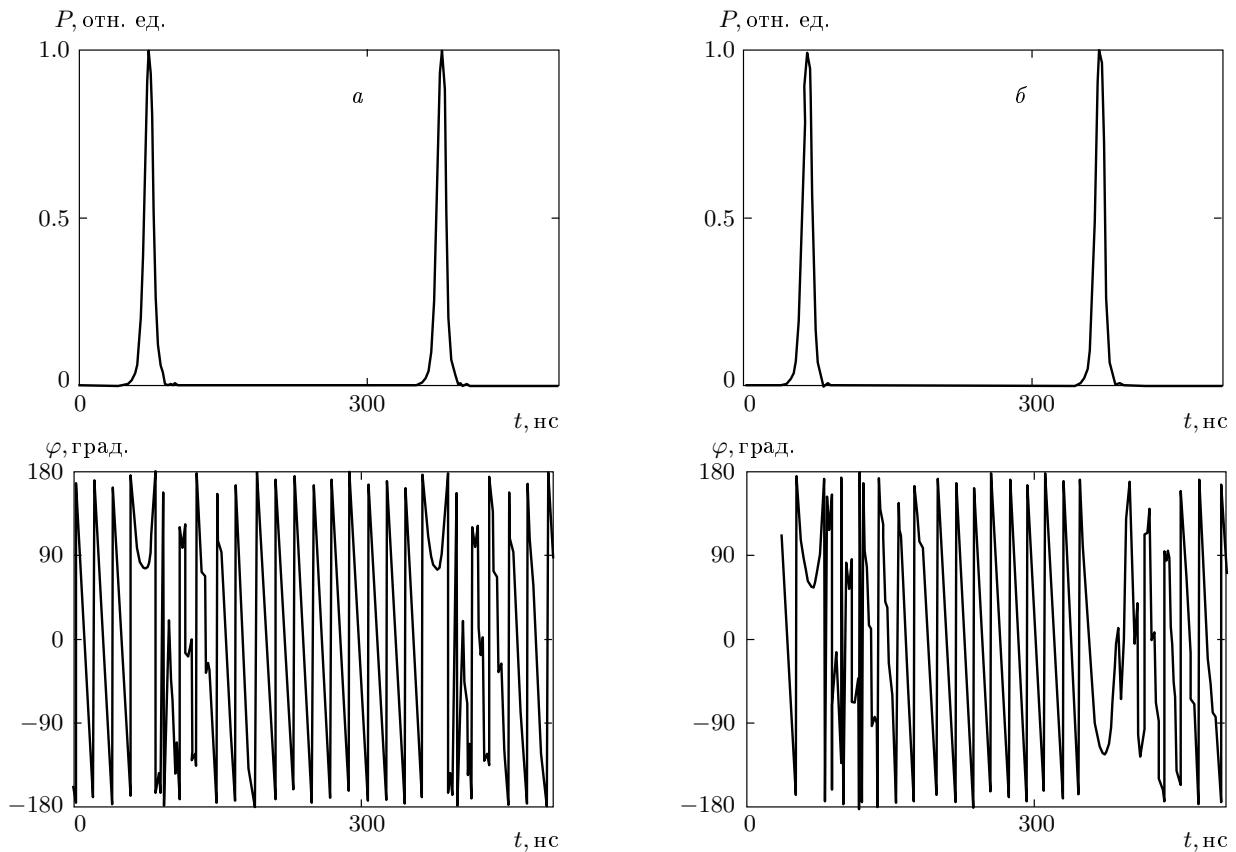


Рис. 9. Расчетные профили мгновенной мощности и фазы огибающей параметрически генерируемой последовательности импульсов: *a* — половинная частота накачки равна 7261 МГц, что соответствует 15-й резонансной моде кольца; *b* — половинная частота накачки равна 7259.4 МГц, что соответствует середине расстояния по частоте между 14-й и 15-й резонансными модами кольца. Остальные параметры такие же, как и на рис. 3

ных резонансных мод кольца (в данном конкретном случае — 15-й моды), а рис. 9б — случай, когда половинная частота накачки расположена точно посередине между 14-й и 15-й модами (т. е. на 1.59 МГц вверх от 15-й моды). Верхние кривые на рис. 9 показывают профили мгновенной мощности импульсов, нижние — их фазовые профили.

Выполненный расчет показал, что эффективная генерация последовательностей импульсов возможна в обоих случаях. При этом амплитудные профили генерируемых последовательностей полностью совпадают. Однако, что касается их фазовых профилей, то здесь имеется существенное различие. Все импульсы последовательности в случае, соответствующем рис. 9а, оказываются синфазными, тогда как в случае, отвечающем рис. 9б, при переходе от импульса к импульсу фаза изменяется на 180 градусов.

Обсуждаемому эффекту можно дать следующее физическое объяснение. Периодическая импульсная

накачка с частотой следования импульсов, равной частоте циркуляции сигнала в кольце — 3.18 МГц, обладает дискретным спектром частот, причем гармоники этого спектра также расположены на расстоянии 3.18 МГц друг от друга. Это означает, что спектр параметрической накачки, измеренный на половинной частоте $f_p/2$ (частоте параметрического усиления спиновых волн), состоит из гармоник, расположенных на расстоянии 1.59 МГц. Отсюда следует, что только каждая вторая частотная гармоника накачки может попадать на собственную частоту кольцевого резонатора, и, соответственно, принимать эффективное участие в процессе параметрического усиления циркулирующего волнового пакета.

Спектр периодической последовательности прямоугольных радиоимпульсов, как известно, имеет максимальную гармонику на несущей частоте импульса (в нашем случае — f_p). При последовательном смещении несущей частоты накачки на

1.59 МГц эта максимальная гармоника f_p последовательно попадает либо на собственную резонансную частоту кольца, либо на частоту, расположенную посередине между собственными частотами. В первом случае наибольший коэффициент параметрического усиления имеет только одна из собственных частот резонансного кольца, которая становится несущей частотой параметрически генерируемой импульсной последовательности. Во втором случае наибольший коэффициент параметрического усиления имеют две собственные частоты резонансного кольца. Именно эти две частоты оказываются затравочными частотами параметрически генерируемой импульсной последовательности. Таким образом, в этом случае формируется последовательность противофазных импульсов с подавленной центральной несущей частотой (рис. 9б). (Обратим внимание, что здесь просматривается аналогия с результатами работы [8].) К таким же выводам приводит и численное Фурье-преобразование, дающее частотные спектры последовательностей импульсов, приведенных на рис. 9.

Интересно провести аналогию между данными, представленными на рис. 9, и теоретическими предсказаниями работы [28], где даны аналитические решения граничных задач для одномерного уравнения Шредингера. В частности, в работе [28] показано, что для периодических граничных условий, моделирующих нелинейное диспергирующее кольцо, возможны два типа нелинейных решений. Один из типов нелинейных решений («поездов светлых солитонов») имеет аналогию с обычными линейными решениями уравнения Шредингера. Второй тип такой аналогии не имеет и в этом смысле является уникальным. Этот тип решений был назван авторами работы [28] как «нарушающий симметрию» («symmetry breaking»). Используя для описания полученных результатов терминологию работы [28], можно сказать, что рис. 9б показывает нелинейные последовательности, сохраняющие симметрию, а рис. 9а — нарушающие симметрию. Таким образом, полученные результаты косвенно подтверждают предсказания работы [28].

В экспериментальной работе [29] были исследованы амплитудные и фазовые профили солитоподобных импульсов, параметрически генерируемых в активном кольце на основе пленки железиттриевого граната. Полученные экспериментальные данные показывают, что возможна генерация последовательностей нелинейных импульсов, как с описанными выше фазовыми профилями, так и с более сложными.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе экспериментально и теоретически исследована параметрическая генерация интенсивных солитоподобных импульсов спиновых волн под действием импульсной периодической параллельной СВЧ-магнитной накачки в кольцевых резонаторах на основе ферромагнитных пленок. В зависимости от периода следования импульсов накачки и положения частоты их следования относительно спектра собственных частот резонатора наблюдались различные типы генерируемых последовательностей. Предложено теоретическое объяснение наблюдаемому явлению на основе численного решения системы нелинейных уравнений, учитывающих трехволновое и четырехволновое взаимодействия, а также особенности спектра спиновых волн в ферромагнитной пленке. Выяснено, что ограничение роста амплитуды параметрически усиленного импульса, циркулирующего в пленочном резонаторе, а также формирование его стационарного профиля идет по солитонному механизму.

Работа поддержана РФФИ (грант № 05-02-17714), программой «Университеты России» (грант UR.01.01.360), Немецким научным обществом (Deutsche Forschungsgemeinschaft) (гранты DFG 436 RUS 113/644/0-1, DFG 436 RUS 113/644/0-2, DFG Hi 380/13-3), а также Международным научно-техническим центром (грант № 2616).

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Remoissenet, *Waves Called Solitons: Concepts and Experiments*, Springer-Verlag, Berlin (1999).
2. Yu. S. Kivshar and G. Agrawal, *Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals*, Acad. Press, San Diego (2003).
3. B. A. Kalinikos, N. G. Kovshikov, and C. E. Patton, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4301 (1998).
4. B. A. Kalinikos, M. M. Scott, and C. E. Patton, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4697 (2000).
5. M. M. Scott, B. A. Kalinikos, and C. E. Patton, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 970 (2001).
6. Б. А. Калиникос, Н. Г. Ковшиков, М. П. Костылев и др., Письма в ЖЭТФ **76**, 310 (2002).

7. H. Benner, B. A. Kalinikos, M. P. Kostylev et al., in *Abstracts of Intermag'99 Conf.*, Kyongu, Korea (1999), p. AR-10.
8. B. A. Kalinikos, M. P. Kostylev, N. G. Kovshikov, and H. Benner, *IEEE Trans. Magn.* **38**, 3120 (2002).
9. B. A. Kalinikos and M. P. Kostylev, *IEEE Trans. Magn.* **33**, 3445 (1997).
10. Б. А. Калиникос, М. П. Костылев, Н. Г. Ковшиков и др., *Письма в ЖЭТФ* **66**, 346 (1997).
11. A. V. Bagada, G. A. Melkov, A. A. Serga et al., *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2137 (1997).
12. P. A. Kolodin, P. Kabos, C. E. Patton et al., *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1976 (1998).
13. G. A. Melkov, A. A. Serga, V. S. Tiberkevich et al., *IEEE Trans. Magn.* **35**, 3137 (1999).
14. Г. А. Мелков, А. А. Серга, А. Н. Славин и др., *ЖЭТФ* **116**, 2192 (1999).
15. М. П. Костылев, Б. А. Калиникос, *ЖТФ* **70**, 136 (2000).
16. G. A. Melkov, Yu. V. Kobljanskyj, A. A. Serga et al., *J. Appl. Phys.* **89**, 6689 (2001).
17. G. A. Melkov, A. A. Serga, V. S. Tiberkevich et al., *Phys. Rev. E* **63**, 066607 (2001).
18. Г. А. Мелков, С. В. Шолом, *ЖТФ* **60**, 118 (1990).
19. Б. А. Калиникос, Н. Г. Ковшиков, А. Н. Славин, *ЖЭТФ* **94**, 159 (1983).
20. M. Chen, M. A. Tsankov, J. M. Nash et al., *Phys. Rev. B* **49**, 12773 (1994).
21. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Наука, Москва (1994).
22. В. Ф. Дмитриев, Б. А. Калиникос, *Изв. вузов. Физика* **31**, 24 (1988).
23. Б. А. Калиникос, *Изв. вузов. Физика* **24**, 42 (1981).
24. B. A. Kalinikos, in *Linear and Nonlinear Spin Waves in Magnetic Films and Superlattices*, ed. by M. G. Cottam, World Sci. Publ. Comp., Singapore (1994).
25. K. Yu. Guslienko, S. O. Demokritov, B. Hillebrands et al., *Phys. Rev. B* **66**, 132402 (2002).
26. V. S. L'vov, *Wave Turbulence under Parametric Excitation*, Berlin, Springer-Verlag (1994).
27. A. N. Slavin and S. V. Rojdestvenski, *IEEE Trans. Magn.* **30**, 37 (1994).
28. L. D. Carr, C. W. Clark, and W. P. Reinhardt, *Phys. Rev. A* **62**, 063611 (2000).
29. S. O. Demokritov, A. A. Serga, V. E. Demidov et al., *Nature* **426**, 159 (2003).