



СОЛИТОНЫ ОГИБАЮЩЕЙ И МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СПИНОВЫХ ВОЛН В МАГНОННЫХ КРИСТАЛЛАХ*

А. Б. Устинов, А. В. Дроздовский, Б. А. Калинин

В настоящей статье изложены результаты экспериментальных исследований, в которых изучено формирование светлых и темных солитонов огибающей при импульсном, монохроматическом и двухчастотном возбуждении сверхвысокочастотных спиновых волн в магнитной периодической пленочной структуре – магнонном кристалле. Солитоны огибающей возбуждались на частотах, отвечающих склонам запрещенных зон спин-волнового спектра магнонного кристалла, обусловленных брэгговскими резонансами.

Ключевые слова: Спиновые волны, солитоны, магнонные кристаллы, модуляционная неустойчивость.

Введение

Одним из фундаментальных физических явлений, наблюдаемых в различных нелинейных диспергирующих средах, являются солитоны огибающей – нелинейные локализованные волновые пакеты, формирующиеся при распространении импульсного возмущения в результате компенсации «размывающего» влияния дисперсии «группирующим» действием нелинейности [1]. Солитоны огибающей могут также формироваться за счет развития собственной или индуцированной модуляционных неустойчивостей распространяющихся в среде волн соответственно при их непрерывном одночастотном или двухчастотном возбуждении [1,2].

Волноведущие структуры, изготовленные из тонких магнитных пленок, в частности, из монокристаллических пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ), являются удобным объектом как для изучения собственно нелинейных волн намагниченности (нелинейных спиновых волн), так и для изучения нелинейных волновых эффектов в диспергирующих средах вообще. Спин-система тонких магнитных пленок демонстрирует весьма богатую нелинейную динамику. Многообразие нелинейных и дисперсионных свойств сверхвысокочастотных спиновых волн (СВ) в таких пленках

*Статья написана по материалам доклада на XV Зимней школе по электронике сверхвысоких частот и радиофизике, Саратов, Россия, 6–11 февраля 2012.

позволяет создавать разнообразные экспериментальные ситуации, в которых наблюдаются такие нелинейные явления, как солитоны огибающей (см., например, [3–7] и литературу в них), собственная [3,8–12], индуцированная (вынужденная) [13–16] и связанная [17] модуляционная неустойчивость СВ, возвращаемость [18] и динамический хаос [19–22].

Интерес к изучению спиновых волн в магнитных периодических пленочных структурах возник сравнительно давно (см., например, [23–26]). В последние годы наблюдается возобновление интереса к изучению спиновых волн в периодических магнитных структурах, стимулируемого фундаментальными и прикладными исследованиями искусственных сред, в том числе магнетонных кристаллов (см., например, [27,28]). Заметим, что подавляющее большинство опубликованных к настоящему времени как теоретических, так и экспериментальных работ, направленных на изучение свойств магнетонных кристаллов (МК), посвящено *линейным явлениям*.

В то же время *нелинейные* спин-волновые процессы, например, такие как формирование и распространение солитонов в магнетонных кристаллах, исследованы явно недостаточно. Насколько нам известно, в течение многих лет проводились только теоретические работы [29–32], описывающие возможность существования «щелевых солитонов» (gap solitons) огибающей СВ в запрещенной зоне магнитных пленочных периодических волноводов. Известна одна экспериментальная работа [33], в которой формирование хаотических солитонов огибающей осуществлялось в активном кольцевом резонаторе, содержащем спин-волновую линию задержки на МК в качестве частотно-селективного элемента.

В настоящей работе приводится обзор результатов экспериментальных исследований солитонов огибающей спиновых волн в магнетонных кристаллах, полученных авторами в предыдущие несколько лет. Подробные результаты представлены в работах [34–37]. В данной статье последовательно описано формирование солитонов тремя различными способами – путем импульсного возбуждения, путем монохроматического возбуждения за счет механизма собственной модуляционной неустойчивости, а также путем двухчастотного возбуждения через механизм индуцированной модуляционной неустойчивости. В соответствии с этим статья разделена на три части.

1. Импульсное возбуждение солитонов в магнетонном кристалле

Рассмотрим результаты исследования образования спин-волновых солитонов из входного прямоугольного импульсного сигнала. Для проведения исследований были изготовлены образцы магнетонных кристаллов из монокристаллических пленок ЖИГ, выращенных на подложках из гадолиний-галлиевого граната путем химического травления периодической системы канавок в пленках. Для изготовления магнетонных кристаллов выбирались пленки со свободными поверхностными спинами и с малыми СВЧ-потерями. Результаты, описываемые в этой части работы, были получены на узком образце магнетонного кристалла («волноводе» СВ) толщиной 11,6 мкм, шириной 2 мм и длиной 55 мм. Канавки были протравлены по всей ширине «волновода» перпендикулярно его длинной оси. Вытравленные канавки имели глубину около $\Delta = 2$ мкм, ширину $s = 50$ мкм и период $a = 400$ мкм. Ширина кривой ферромагнитного резонанса пленки ЖИГ, $2\Delta H$, измеренная перед ее травлением на частоте 4500 МГц, была равна 0,6 Э.

Возбуждение и прием спин-волновых пакетов осуществлялись с помощью обычной конструкции типа «линии задержки» на поверхностных спиновых волнах [3]. Частотная зависимость коэффициента передачи спиновых волн (амплитудно-частотная характеристика) магنونного кристалла конечной длины характеризуется чередованием полос пропускания с малыми и большими потерями. Последние в дальнейшем будем называть «полосами заграждения».

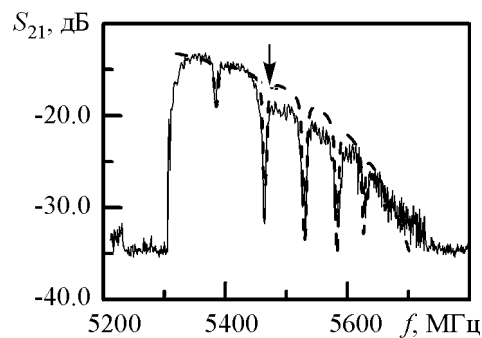


Рис. 1. Экспериментальная (сплошная линия) и теоретическая (пунктирная линия) АЧХ магنونного кристалла

Вначале изучались частотно-селективные и дисперсионные характеристики «рабочих» спиновых волн в линейном режиме их возбуждения и распространения. Полученные результаты в разных масштабах по оси частот приведены на рис. 1 и рис. 2, *a*. На графиках сплошная кривая показывает экспериментально полученную, а пунктирная кривая – рассчитанную амплитудно-частотную характеристику (АЧХ). Рис. 2, *a* показывает в увеличенном масштабе часть АЧХ, расположенную вблизи частоты второго брэгговского резонанса, которая на рис. 1 отмечена стрелкой. Кроме того, на рис. 2, *a* штрихпунктирной кривой показана рассчитанная по экспериментальным данным зависимость дисперсионного коэффициента спиновых волн $D = \partial^2\omega/\partial k^2$ от частоты.

На характеристике передачи экспериментального образца МК (см. рис. 1) наблюдаются пять хорошо различимых полос заграждения. Как следует из физических соображений, которые однозначно подтверждаются выполненным расчетом, склонам полос заграждения в спин-волновом спектре отвечают зоны высокой дисперсии групповой скорости СВ. Важно отметить, что в этих спектральных зонах происходит изменение дисперсии спиновых волн не только по величине, но и по знаку (см. рис. 2, *a*). Это позволяет, варьируя несущую частоту, подбирать величину и знак дисперсионного коэффициента, необходимые для формирования солитонов желаемого типа.

На следующем этапе работы исследовалась возможность формирования светлых спин-волновых солитонов в образце МК из нелинейного спин-волнового пакета, возбуждаемого короткими СВЧ-импульсами, подаваемыми на входную антенну спиновых волн. При этом систематически изменялись несущая частота, длительность и амплитуда входных импульсов. Образование солитонов было зафиксировано в трех первых полосах заграждения. Необходимо отметить, что оно всегда имело место на частотах, соответствующих правым (то есть высокочастотным) склонам полос заграждения, где групповая скорость СВ быстро возрастает с ростом частоты. Иными словами, образование светлых солитонов наблюдалось в зонах сильной положительной дисперсии. В спектральных интервалах, расположенных между полосами заграждения, в диапазоне мощностей 1...500 мВт, которые обеспечивала экспериментальная установка, образования солитонов не наблюдалось.

В качестве примера опишем образование светлых солитонов на частотах полосы заграждения, соответствующей второму брэгговскому резонансу. Сначала импульсные измерения проводились в линейном режиме. Для этого на входную антенну подавались СВЧ прямоугольные импульсы длительностью 100...500 нс невысокой мощности $P_{inc} = 100$ мВт на несущей частоте, лежавшей в области сравнительно слабой дисперсии. При таких условиях на выходной антенне регистрировался задержанный импульс, ослабленный по мощности, но близкий по форме к исходному импульсу (рис. 2, б). Время задержки выходного импульса определялось групповой скоростью СВ на частоте возбуждения. Затем несущая частота постепенно повышалась. По мере вхождения в область сильной дисперсии регистрируемый импульс расплывался, его амплитуда уменьшалась, а профиль импульса становился двугорбым (рис. 2, в). На центральной частоте полосы заграждения, соответствовавшей минимуму коэффициента передачи, задержанный импульс был максимально ослаблен и размыт. При переходе несущей частоты на правый склон полосы заграждения вместо двугорбого импульса наблюдался одиночный уширенный задержанный импульс, расплывшийся за счет дисперсии. На частотах справа от полосы заграждения задержанный импульс имел примерно такой же профиль, как на частотах, расположенных слева от полосы заграждения, но имел меньшую скорость.

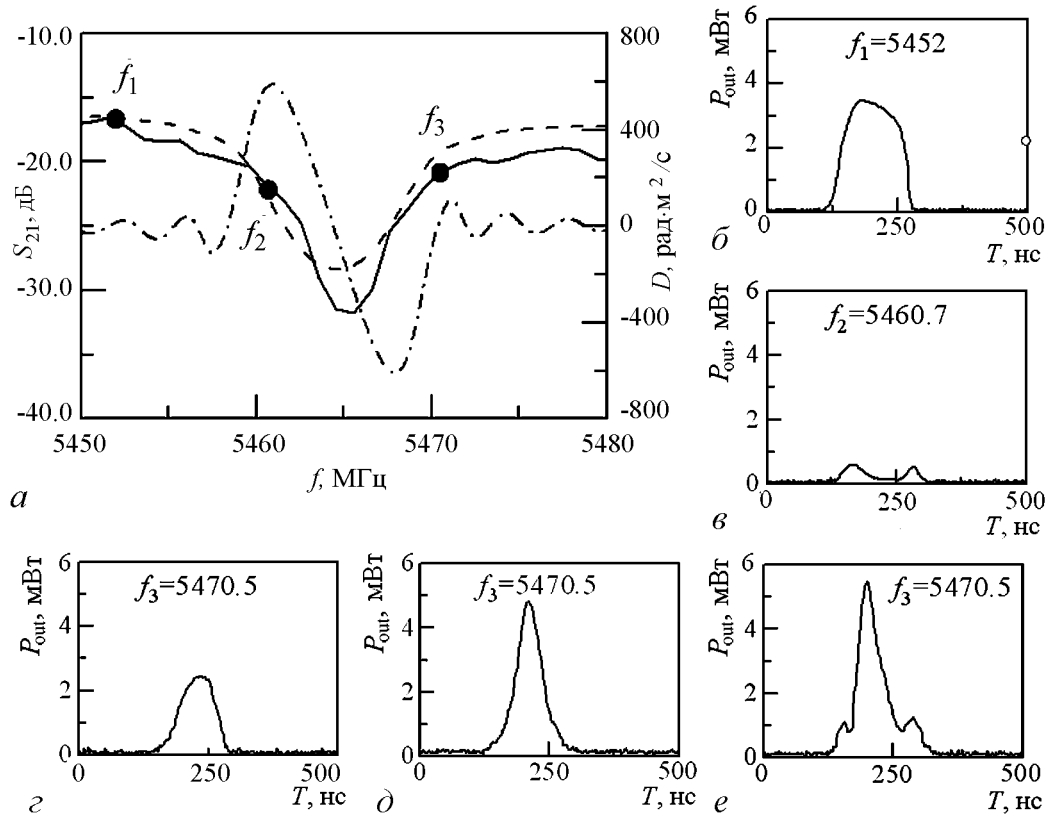


Рис. 2. Фрагменты экспериментальной (сплошная линия) и теоретической (штриховая линия) АЧХ, а также зависимость дисперсионного коэффициента СВ от частоты (штрихпунктирная линия) вблизи частоты второго брэгговского резонанса (а). Экспериментальные временные профили выходных импульсов при различных значениях несущей частоты и уровнях мощности входного импульса P_{inc} , мВт: 100 (б-в); 200 (д); 400 (е). Значение несущей частоты (в мегагерцах) указано на самом рисунке

Затем такие же измерения, то есть измерения при возрастании несущей частоты, были повторены в условиях последовательного увеличения мощности входных импульсов. При этом было обнаружено формирование светлых солитонов огибающей. Оно происходило в узком интервале входных частот, отвечающих правому склону полосы заграждения (рис. 2, *з-е*). Этот факт находится в соответствии с теоретическими представлениями, согласно которым светлые солитоны могут формироваться на тех несущих волнах, которые имеют нелинейные и дисперсионные коэффициенты разных знаков (критерий Лайтхилла [1]). При выбранной постоянной несущей частоте формирование светлых солитонов отчетливо проявлялось в нелинейном сжатии наблюдаемого импульса. Показаны профили выходных импульсов, записанные в практически линейном (см. рис. 2, *з*) и в солитонном (см. рис. 2, *д* и *е*) режимах на несущей частоте 5470.5 МГц. Как видно из рис. 2, *з*, при мощности входного сигнала 100 мВт на выходе магнетонного кристалла наблюдался задержанный расплывшийся выходной импульс. При увеличении входной мощности группирующее действие нелинейности спин-системы компенсировало дисперсионное расплывание и на месте широкого выходного импульса формировался узкий пик – светлый солитон огибающей (см. рис. 2, *д* и *е*). Длительность сформированного солитона огибающей $\tau_s = 55$ нс (см. рис. 2, *д*) оказалась в два раза меньше длительности входного импульса $\tau_{inc} = 110$ нс. При дальнейшем увеличении входной мощности более 220 мВт солитон дробился (см. рис. 2, *е*). Результаты численного моделирования подтверждают результаты измерений и свидетельствуют в пользу солитонной природы формирования узких импульсов при распространении в магнетонном кристалле интенсивных пакетов спиновых волн.

2. Монохроматическое возбуждение солитонов в магнетонном кристалле

Во второй части работы изучалась возможность образования солитонов в МК при возбуждении СВ монохроматическим СВЧ-сигналом. Полученный путем химического травления магнетонный кристалл был изготовлен в форме прямоугольного «волновода» размерами 35×2 мм из монокристаллической пленки ЖИГ толщиной 10.3 мкм, выращенной на подложке из гадолиний-галлиевого граната. Намагниченность насыщения пленки ЖИГ составляла 1765 Гс. Полуширина кривой ферромагнитного резонанса пленки ЖИГ, ΔH , измеренная на частоте 4500 МГц, была равна 0.55 Э. Канавки были протравлены по всей ширине МК перпендикулярно его оси. Вытравленные канавки имели глубину около $\Delta = 3.3$ мкм, ширину $s = 50$ мкм и период $a = 400$ мкм.

Как и при исследовании импульсного возбуждения солитонов, в экспериментах использовалась конструкция типа «линии задержки». Расстояние между антеннами составляло 5.2 мм. Таким образом, между входной и выходной антеннами СВ располагалось 13 периодов структуры. Экспериментальный макет был помещен между полюсами постоянного магнита в однородном магнитном поле напряженностью 930 Э. Поле было направлено в плоскости магнетонного кристалла вдоль направления распространения спиновых волн. Такая взаимная конфигурация поля и направления распространения волн соответствовала случаю возбуждения в МК обратных объемных СВ.

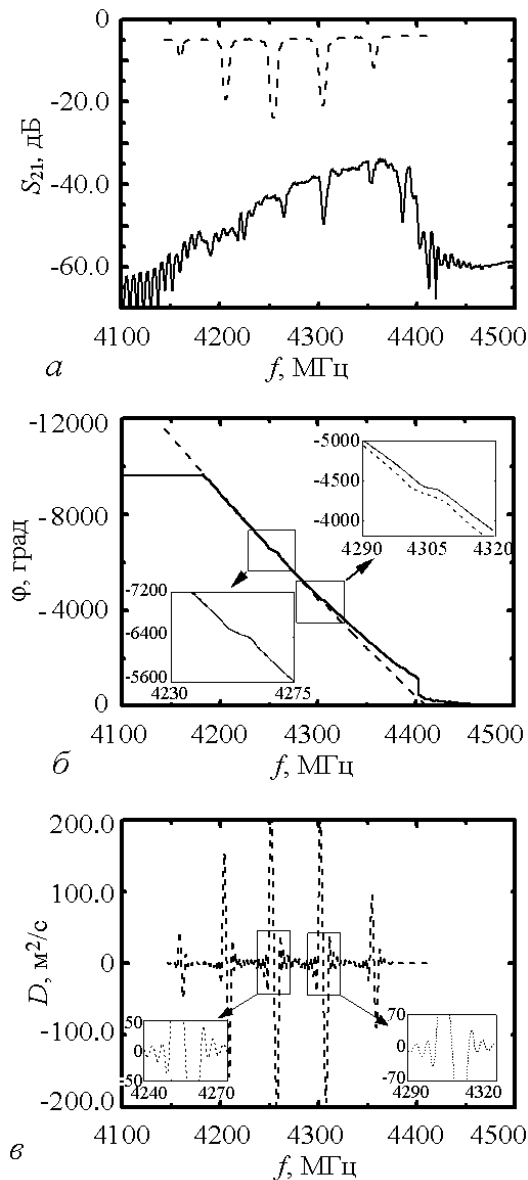


Рис. 3. Экспериментально полученные (сплошная линия) и расчетные (пунктирная линия) характеристики исследуемой структуры: *a* – передаточная характеристика; *б* – фазо-частотная характеристика; *в* – зависимость дисперсионного коэффициента магнетонного кристалла от частоты

сигнала на входе в линию задержки могла достигать уровня в 30 дБм. Отраженный от макета сигнал через циркулятор подавался на вход анализатора спектра, где регистрировалась его мощность. Выходной СВЧ-сигнал, прошедший магнетонный кристалл и снятый с приемной антенны макета, детектировался и подавался на вход осциллографа. Для контроля частотного спектра выходного сигнала часть мощности прошедшего через макет сигнала отводилась направленным ответвителем и поступала на вход анализатора спектра. Значение мощности P_{abs} поглощенного магнетонным кристаллом СВЧ-сигнала получалось как $P_{\text{abs}} = P_{\text{inc}} - P_{\text{ref}}$, где P_{inc} – мощность сигнала после циркулятора, P_{ref} – мощность отраженного от макета сигнала. Экспе-

Амплитудно-частотная и фазо-частотная характеристики (АЧХ, ФЧХ) в линейном режиме возбуждения и распространения СВ изображены на рис. 3, *a*, *б*. Сплошные кривые показывают экспериментально измеренные, а пунктирные кривые – теоретически рассчитанные АЧХ и ФЧХ. На вставках на рис. 3, *б* показаны в увеличенном масштабе области ФЧХ, расположенные вблизи частот второго и третьего брэгговских резонансов. Кроме того, на рис. 3, *в* показана рассчитанная частотная зависимость дисперсионного коэффициента спиновых волн $D = \partial^2\omega/\partial k^2$. Отметим, что при теоретическом расчете АЧХ (см. рис. 3, *a*) не учитывались потери на возбуждение и прием спиновых волн, поэтому на теоретической кривой отсутствует загиб, соответствующий области низких частот, а сама теоретическая кривая проходит выше экспериментальной. Тем не менее из показанных графиков ясно качественное и количественное совпадение экспериментальных и теоретических зависимостей. Как видно из рис. 3, *a*, на характеристике передачи экспериментального образца МК наблюдаются три хорошо различимые полосы заграждения.

На втором этапе экспериментов исследовалась возможность возникновения собственной модуляционной неустойчивости СВ. Для этого монохроматический сигнал через циркулятор подавался на вход линии задержки, находившейся между полюсами постоянного магнита, содержащей магнетонный кристалл. Максимальная мощность

римент заключался в снятии частотных спектров и временных огибающих выходного СВЧ-сигнала при систематическом изменении мощности и частоты отстройки Δf входного сигнала. Частота отстройки определялась как $\Delta f = f_0 - f_{\text{gen}}$, где f_0 – центр запрещенной зоны МК при данном уровне мощности сигнала, f_{gen} – частота подаваемого сигнала. Забегая вперед, подчеркнем, что использование частоты отстройки в качестве экспериментального параметра позволило нам «привязывать» данные конкретных измерений к дисперсионным характеристикам магнетонного кристалла несмотря на нелинейный сдвиг его спин-волнового спектра, зависящий от мощности подаваемого на МК входного сигнала.

На рис. 4 в качестве характерных примеров изображены частотные спектры (слева) и соответствующие им огибающие (справа) выходного СВЧ-сигнала, полученные на частотах вблизи второго брэгговского резонанса. Отметим, что при малых значениях мощности поданного на макет входного сигнала генерация дополнительных гармоник, то есть модуляционная неустойчивость СВ, в исследуемом спектре не наблюдалась. Однако при увеличении входной мощности происходило смещение всей передаточной характеристики в сторону меньших частот [38]. При этом экспериментально измеренное значение нелинейного коэффициента смещения по частоте составляло $N = -0.485$ МГц/мВт.

Неустойчивость спиновых волн в магнетонном кристалле возникала пороговым образом при $P_{\text{abs}} = 17.5$ дБм и частоте отстройки $\Delta f = 0.7$ МГц, то есть на правом склоне полосы заграждения. При таких параметрах в спектре выходного сигнала появлялись дополнительные гармоники малой амплитуды (рис. 4, а). По мере увеличения мощности входного сигнала амплитуда дополнительных гармоник росла, а спектр выходного сигнала обогащался.

При увеличении мощности входного сигнала частотная полоса, внутри которой наблюдалась собственная модуляционная неустойчивость, уширялась. Так, например, для входной мощности 17.5 дБм ширина частотной полосы, в которой наблюдалась модуляционная неустойчивость, составляла 2 МГц, для мощности 17.7 дБм она была равна 6 МГц, а для мощности 18 дБм – достигала значения

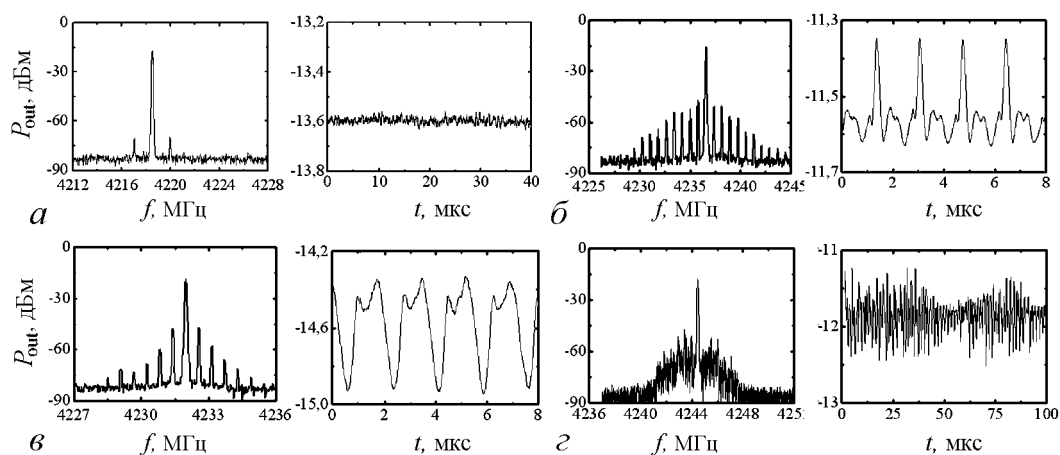


Рис. 4. Частотные спектры сигналов (слева) и соответствующие им огибающие сигналов (справа), измеренные при различных значениях поглощенной макетом мощности и частоты отстройки: а – $P_{\text{abs}} = 17.5$ дБм, $\Delta f = 0.7$ МГц; б – $P_{\text{abs}} = 19.3$ дБм, $\Delta f = -5.1$ МГц; в – $P_{\text{abs}} = 21$ дБм, $\Delta f = 6.4$ МГц; з – $P_{\text{abs}} = 18.9$ дБм, $\Delta f = 4.1$ МГц

15 МГц. При этом на частотной характеристике наблюдались три участка, которые характеризовались своими особенностями нелинейного режима.

Так, при превышении значения входной мощности $P_{\text{abs}} = 18.1$ дБм на левом и правом склонах полосы заграждения наблюдалась модуляционная неустойчивость, имевшая стационарный характер с четко выраженными частотными гармониками и устойчивой огибающей выходного сигнала (рис. 4, б, в). Вблизи центра полосы заграждения, то есть при $\Delta f \rightarrow 0$, наблюдаемый сигнал становился шумоподобным. Пример такого сигнала показан на рис. 4, г.

При значениях входной мощности менее 18.1 дБм и более 20.7 дБм шумоподобный сигнал не регистрировался. При превышении уровня в 21.2 дБм генерация дополнительных гармоник прекращалась. Иными словами, наблюдалась бифуркация, природа которой требует дополнительного изучения. Диаграмма, поясняющая характерные участки неустойчивости, представлена на рис. 5.

При некоторых значениях мощности и частоты отстройки входного сигнала временные формы выходных импульсов соответствовали профилям солитонов огибающей. Так, например, на рис. 4, б представлены спектр и осциллограмма огибающей выходного сигнала, соответствующие входной мощности $P_{\text{abs}} = 18.2$ дБм и частоте отстройки $\Delta f = -5.1$ МГц. Обращает на себя внимание то, что в спектре развитой модуляционной неустойчивости дополнительные спектральные гармоники, образовавшиеся вследствие неустойчивости спиновых волн, по величине примерно на 30 дБ меньше уровня входного сигнала. Такой характер спектральной характеристики сигнала приводил к тому, что периодическая последовательность светлых солитонов огибающей имела пьедестал. На осциллограмме рис. 4, б отчетливо видна последовательность светлых солитонов на пьедестале длительностью 180 нс и периодом следования 1.68 мкс. Длительность солитона измерялась по среднему уровню мощности между максимумом солитона и значением мощности на пьедестале.

На рис. 4, в представлены результаты эксперимента, когда отстройка частоты входного сигнала составляла $\Delta f = 6.4$ МГц, а мощность – $P_{\text{abs}} = 19.3$ дБм. В этом случае наблюдалось формирование темных солитонов огибающей длительностью 560 нс и периодом следования 1.75 мкс.

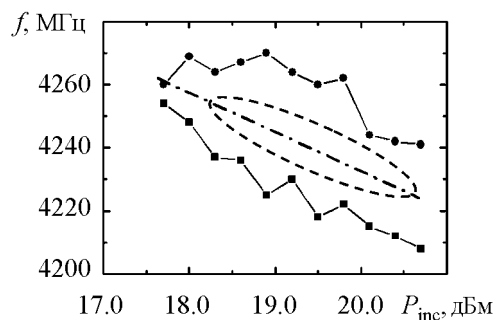


Рис. 5. Границы существования собственной модуляционной неустойчивости. Точками показаны экспериментально полученные границы возбуждения собственной модуляционной неустойчивости. Штрихпунктирная линия отмечает положение центральной частоты полосы заграждения. Область, ограниченная штриховой линией, задает область существования хаотического сигнала

Заметим, что эквидистантность спектральных линий на спектрограммах рис. 4, б, в указывает на то, что как светлые, так и темные спин-волновые солитоны образуются за счет нелинейного четырехволнового процесса. Об этом же свидетельствует периодичность профилей соответствующих огибающих.

Для проверки солитонной природы наблюдаемых импульсов была проведена численная оценка, основанная на одномерном нелинейном уравнении Шредингера. Решения уравнения, описывающие пространственно-временные профили огибающих как светлых, так и темных одиночных со-

литонов, хорошо известны [1]. Численная оценка длительности солитонов проводилась по формулам, приведенным в [1]. Величины групповых скоростей и дисперсионных коэффициентов были рассчитаны для центральных несущих частот, взятых из эксперимента с учетом отстройки Δf . В частности, были использованы величины $\Delta f = -5.1$ МГц, $V_g = 6210$ м/с, $D = 9.09$ м²/с и $\Delta f = 6.4$ МГц, $V_g = 6140$ м/с, $D = -25.1$ м²/с для представленных на рис. 4 случаев соответственно светлых и темных солитонов огибающей. Рассчитанное значение нелинейного коэффициента смещения по частоте составляло $N = -1.362 \cdot 10^9$ Гц. Значения амплитуд спиновых волн были найдены из анализа нелинейного сдвига спектра МК при малых уровнях мощности входного сигнала, то есть при отсутствии нелинейного затухания СВ и генерации дополнительных гармоник.

Значения максимальных нормированных амплитуд спиновых волн, полученные из экспериментальных зависимостей, оказались соответственно равными 0.136 для рис. 4, б и 0.166 для рис. 4, в. Расчетная длительность солитонов получилась равной 201 и 624 нс, соответственно, для светлых и темных солитонов. Полученные значения хорошо соответствуют экспериментально наблюдавшимся величинам. Такое хорошее соответствие экспериментальных и теоретических результатов было достигнуто благодаря использованию опосредованного подгоночного параметра Δf .

Следует отметить, что собственная модуляционная неустойчивость наблюдалась вблизи трех первых полос заграждения магнетонного кристалла. Вне полос заграждения, то есть там, где значение дисперсионного коэффициента было мало, собственная модуляционная неустойчивость не наблюдалась во всем диапазоне мощностей экспериментальной установки.

3. Двухчастотное возбуждение солитонов в магнетонном кристалле

В третьей части работы изучалась возможность формирования солитонов при двухчастотном возбуждении СВ в МК, то есть за счет механизма индуцированной модуляционной неустойчивости. Используемая в этом эксперименте периодическая структура была изготовлена на основе монокристаллической пленки железиттриевого граната и решетки медных полосок, расположенных на ее поверхности перпендикулярно направлению распространения несущих спиновых волн. Пленка ЖИГ имела толщину 5.2 мкм, ширину 2 мм и длину 35 мм. Пленка имела свободные поверхностные спины и намагниченность насыщения 1750 Гс. Периодическая металлическая структура состояла из 16 медных полосок, сформированных на кварцевой подложке. Она прикладывалась непосредственно к поверхности пленки ЖИГ. Полоски имели ширину $s = 50$ мкм, толщину 10 мкм и период $a = 300$ мкм. Спиновые волны возбуждали микрополосковыми антеннами шириной 40 мкм и длиной 3 мм, разнесенными на расстояние 7.75 мм. Пленка была намагничена внешним магнитным полем величиной 1065 Э, которое было приложено в плоскости пленки параллельно антеннам. Это соответствовало распространению поверхностных спиновых волн.

Как было сказано ранее, для возбуждения солитонов использовался метод двухчастотного возбуждения СВ в МК. Иными словами, солитоны огибающей формировались за счет развития индуцированной модуляционной неустойчивости сонаправленно распространяющихся волн с частотами f_1 и f_2 . В зависимости от экспериментальных условий как светлые, так и темные солитоны могли формироваться

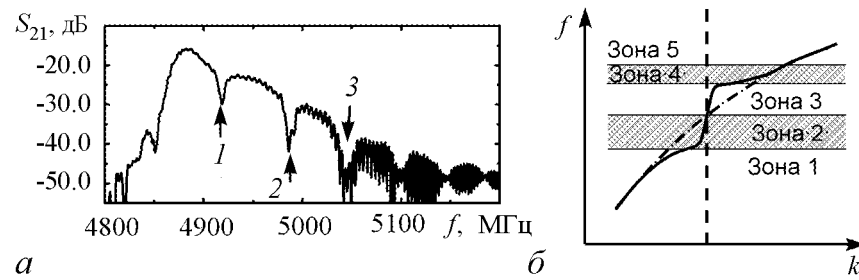


Рис. 6. Характеристика передачи периодической структуры (а). Качественная картина дисперсии спиновых волн вблизи запрещенной зоны МК (б)

за счет нелинейного взаимодействия двух распространявшихся спиновых волн. Для такого возбуждения использовались два СВЧ-генератора. СВЧ-сигнал подавался на входную антенну. Сигнал, принятый выходной антенной, анализировался с помощью осциллографа и анализатора спектра.

На рис. 6, а показана измеренная передаточная характеристика пленки ЖИГ с периодической металлизацией. Данные были получены при падающей мощности 1 мВт, соответствовавшей линейному режиму распространения спиновых волн. Характеристика демонстрирует несколько хорошо различимых провалов, отмеченных цифрами 1, 2 и 3, которые представляют собой полосы заграждения в спектре спиновых волн. Эти полосы заграждения соответствуют волновым числам, кратным π/a . Заметим, что все полосы заграждения характеризуются конечными потерями, которые обусловлены конечным числом элементов металлической решетки и ненулевыми магнитными потерями. Влияние этих двух факторов показано на рис. 6, б, на котором качественно представлена дисперсия вблизи вектора Бриллюэна k_B . Штрихпунктирная линия показывает дисперсию спиновых волн в свободной пленке без периодической структуры.

Наиболее интересной особенностью дисперсионной кривой, показанной на рис. 6, б, является последовательное изменение дисперсии вблизи бриллюэновского волнового вектора. Как видно из рисунка, дисперсионный коэффициент спиновых волн, характеризующий кривизну дисперсионной кривой, изменяется несколько раз. Это является важной особенностью периодической структуры как с точки зрения нелинейных явлений вообще, так и с точки зрения формирования солитонов. Как хорошо известно, солитоны формируются, когда дисперсия и нелинейность компенсируют друг друга. Чтобы удовлетворить этому условию, для наблюдения светлых солитонов необходимо выполнить условия $DN < 0$. Для наблюдения темных солитонов необходимо выполнение условия $DN > 0$. Поскольку нелинейный коэффициент исследуемой структуры всюду отрицательный, то можно было предположить, что тип возбуждаемых солитонов возможно контролировать путем варьирования центральной частоты $f_0 = (f_1 + f_2)/2$ волнового пакета вблизи частоты провалов коэффициента передачи (см. рис. 6, а).

Эта гипотеза была подтверждена экспериментально. На рис. 7 показаны типичные экспериментальные результаты, полученные для мощности сигналов 20 мВт, которая соответствовала сильно нелинейному, но все еще стационарному режиму распространения волн. Из рисунка видно, что за счет изменения f_0 в частотном диапазоне полосы заграждения наблюдается последовательное изменение типа солитонов между светлыми и темными. Осциллограмма на рис. 7, а, полученная для $f_0 = 4983$ МГц, ясно показывает последовательность темных солитонов.

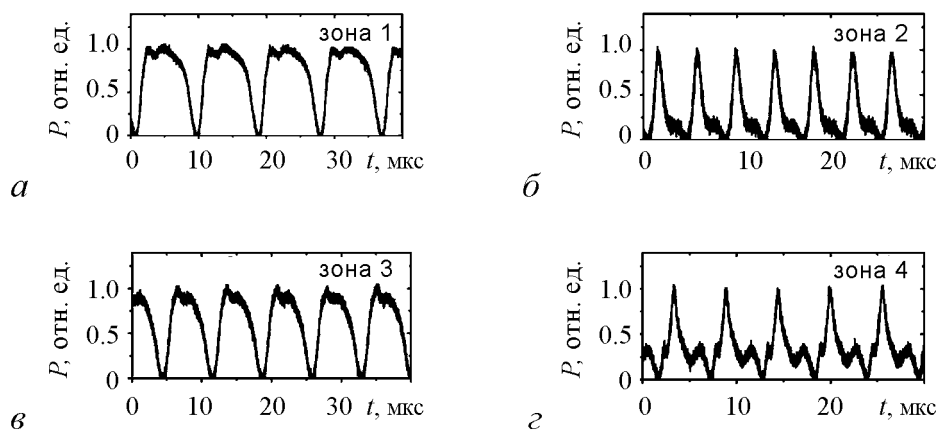


Рис. 7. Осциллограммы солитонов, наблюдаемых на частотах в пределах зон 1–4.

Аналогичные осциллограммы наблюдались в частотном диапазоне до 4985 МГц. Этот факт находится в хорошем соответствии с вышеописанными теоретическими рассуждениями и позволяет заключить, что эта частота лежит в зоне 1.

Если частота f_0 увеличивается выше 4985 МГц, то вид выходного сигнала меняется и представляет собой последовательность светлых солитонов. Осциллограммы, показанные на рис. 7, б, измерены на частоте $f_0 = 4987$ МГц. Светлые солитоны наблюдались в диапазоне от 4986 до 4989 МГц. В соответствии с рис. 6, б, данная область относится к зоне 2. Дальнейшее увеличение частоты приводило к тому, что тип солитонов изменялся еще три раза на частотах 4989, 4992 и 4994 МГц, которые являются нижними граничными частотами для зон 3, 4 и 5, соответственно. Типичные осциллограммы, полученные в зонах 3 и 4, показаны на рис. 7, в и г, соответственно.

На рис. 8 приведены результаты измерений, когда одна гармоника имела частоту $f_1 = 4987$ МГц (то есть находилась в зоне 2), а частота второй гармоники f_2 изменялась в пределах от 4995 до 5030 МГц, то есть между полосами заграждения 2 и 3. Как видно из рис. 8, а и б, в пределах всего диапазона изменения второй частоты все время образовывались светлые солитоны. Эти измерения позволяют сделать вывод о том, что нелинейная динамика, в основном, определяется одной из волн,

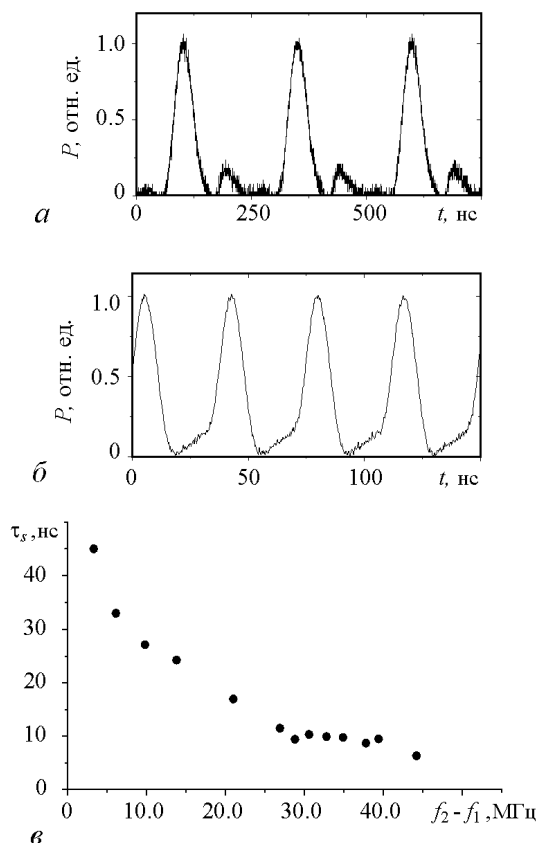


Рис. 8. Типичные осциллограммы солитонов при различных значениях разности частот возбуждаемых СВ (а) и (б). Зависимость длительности солитонов от разности частот возбуждаемых СВ (в)

причем той, частота которой расположена в пределах полосы заграждения. Из рис. 8, в видно, что с увеличением расстояния между гармониками до 26 МГц длительность солитонов сначала уменьшается, а потом приходит в насыщение величиной около 10 нс.

Заключение

В работе экспериментально продемонстрированы возможности генерации солитонов огибающей спиновых волн в магнетонных кристаллах путем импульсного возбуждения, непрерывного монохроматического возбуждения за счет развития собственной модуляционной неустойчивости СВ и непрерывного двухчастотного возбуждения за счет развития индуцированной модуляционной неустойчивости СВ на частотах полос заграждения магнетонного кристалла.

Результаты численных оценок подтверждают результаты измерений и свидетельствуют в пользу солитонной природы формирования узких импульсов при распространении в магнетонном кристалле интенсивных спиновых волн. Строгая интерпретация описанных экспериментов требует построения теории, учитывающей особенности возбуждения и распространения спиновых волн в тонкопленочных магнетонных кристаллах, а также линейного и нелинейного затухания спиновых волн.

Работа поддержана грантами РФФИ № 11-02-00661-а, 11-02-12109-офи-м-2011, Министерства образования и науки РФ, а также Немецкого научного общества (DFG).

Библиографический список

1. *Remoissenet M.* Waves Called Solitons: Concepts and experiments. Springer-Verlag, Berlin, 1996, 420 p.
2. *Кившиарь Ю.С., Агравал Г.П.* Оптические солитоны. От волоконных световодов к фотонным кристаллам / Пер. с англ. под ред. Н.Н. Розанова. М.: Физматлит, 2005. 648 с.
3. *Калиникос Б.А., Ковшиков Н.Г., Славин А.Н.* Солитоны огибающей и модуляционная неустойчивость дипольно-обменных волн намагнитченности в пленках железиттриевого граната // ЖЭТФ. 1988. Т. 94, С. 159.
4. *Chen M., Tsankov M.A., Nash J.M. et al.* Backward-volume-wave microwave-envelope solitons in yttrium iron garnet films // Phys. Rev. B. 1994. Vol. 49. P. 12773.
5. *Serga A.A., Andre A., Demokritov S.O. et al.* Black soliton formation from phase-adjusted spin wave packets // J. Appl. Phys. 2004. Vol. 95. P. 6607.
6. *Marcelli R., Nikitov S.A., Filimonov Yu.A. et al.* Magnetostatic surface wave bright soliton propagation in ferrite-dielectric-metal structures // IEEE Trans. on Magn. 2006. Vol. 42. P. 1785.
7. *Фетисов Ю.К., Паттон К. Е., Сыногач В.Т.* Солитоны огибающей в среде с сильным нелинейным затуханием // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 83. С. 579.
8. *Калиникос Б.А., Ковшиков Н.Г., Славин А.Н.* Солитоны спиновых волн в ферромагнитных пленках – наблюдение модуляционной неустойчивости спиновых волн // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. С. 936.
9. *Wu M., Kalinikos B.A., and Patton C.E.* Generation of dark and bright spin wave

- envelope soliton trains through self-modulational instability in magnetic films // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 93.P.157207.
10. Шутый А.М., Семенов Д.И. Модуляционная неустойчивость магнитостатических волн в двухслойной магнитосвязной структуре // ФТТ. 2005. Т. 47. С. 2176.
 11. Tsai C.S., Young D., Nikitov S.A. Microwave and magneto-optic measurements of nonlinear dispersive magnetostatic waves in a yttrium-iron-garnet-gadolinium-gallium-garnet waveguide // J. Appl. Phys. 1998. Vol. 84. P. 1670.
 12. Wu M., Kalinikos B.A., Carr L.D., Patton C.E. Observation of spin-wave soliton fractals in magnetic film active feedback rings // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 96. P. 187202.
 13. Демидов В.Е. Индуцированная модуляционная неустойчивость спиновых волн в ферромагнитных пленках // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 68. С. 828.
 14. Boyle J.W., Nikitov S.A., Boardman A.D. et al. Observation of cross-phase induced modulation instability of travelling magnetostatic waves in ferromagnetic films // J. Magn. Magn. Mater. 1997. Vol. 173. P. 241.
 15. Короткевич А.О., Никитов С.А. Фазовая кросс-модуляция поверхностных магнитостатических спиновых волн // ЖЭТФ. 1999. Т. 89. С. 1114.
 16. Беннер Х., Калиникос Б.А., Ковшиков Н.Г., Костылев М.П. Наблюдение темных солитонов огибающей спиновых волн в ферромагнитных пленках // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 72. С. 306.
 17. Wu M., Kalinikos B.A. Coupled modulational instability of copropagating spin waves in magnetic thin films // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 101. P. 027206.
 18. Wu M., Patton C.E. Experimental observation of Fermi–Pasta–Ulam recurrence in a nonlinear feedback ring system // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 98. P. 047202.
 19. Wu M., Kalinikos B.A., Patton C.E. Self-generation of chaotic solitary spinwave pulses in magnetic film active feedback rings // Phys. Rev. Lett. 2005. Vol. 95. P. 237202.
 20. Бегинин Е.Н., Гришин С.В., Шараевский Ю.П. Генерация стационарной последовательности хаотических солитоноподобных СВЧ-импульсов в кольцевых автоколебательных системах с ферромагнитными пленками // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 88. P. 743.
 21. Кондрашов А.В., Устинов А.Б., Калиникос Б.А., Веннер Н. Автогенерация хаотического СВЧ-сигнала в активных кольцах на основе ферромагнитных пленок // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. С. 81.
 22. Wu M., Hagerstrom A.M., Eykholt R. et al. Excitation of chaotic spinwaves through modulational instability // Phys. Rev. Lett. 2009. Vol. 102. P. 237203.
 23. Sykes C.G., Adam J.D., Collins J.H. Magnetostatic wave propagation in a periodic structure // Appl. Phys. Lett. 1976. Vol. 29. P. 388.
 24. Carter R.L., Owens J.M., Smith C.V. Ion-implanted magnetostatic wave reflective array filters // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. P. 2655.
 25. Seshadri S.R. A transmission line model for magnetic waves on a thin film // J. Appl. Phys. 1986. Vol. 60. P. 1758.
 26. Вороненко А.В., Герус С.В., Харитонов В.Д. Дифракция поверхностных магнитостатических волн на магнитных решетках в режиме Брэгга // Изв. вузов. Физика. 1988. Т. 31, № 11. С. 76.
 27. Гуляев Ю.В., Никитов С.А., Животовский Л.В. и др. Ферромагнитные пленки

- с периодическими структурами с магной запрещенной зоной – магные кристаллы // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. С. 670.
28. *Serga A.A., Chumak A.V., Hillerbrands B.* YIG magnonics // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2010. Vol. 43. P. 264002.
 29. *Chen N., Slavin A.N., Cottam M.G.* Spin-wave envelope solitons in periodically modulated magnetic films // *IEEE Trans. Magn.* 1992. Vol. 28. P. 3306.
 30. *Chen N., Slavin A.N., Cottam M.G.* Gap solitons in periodic structures: Modulated magnetic thin films // *Phys. Rev. B.* 1993. Vol. 47. P. 8667.
 31. *Uehara M., Yashiro K., Ohkawa S.* Magnetostatic surface wave envelope solitons in a periodic structure // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1999. Vol. 38. P. 61.
 32. *Морозова М.А., Шараевский Ю.П., Шешукова С.Е.* Механизмы формирования солитонов огибающей в периодических ферромагнитных структурах // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2010. Т. 18. С. 113.
 33. *Бегинин Е.Н., Гришин С.В., Никитов С.А., Шараевский Ю.П., Шешукова С.Е.* Генерация хаотических автосолитонов в активном кольцевом резонаторе с одномерной периодической ферромагнитной микроструктурой // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. С. 50.
 34. *Устинов А.Б., Григорьева Н.Ю., Калинин Б.А.* Наблюдение солитонов огибающей спиновых волн в периодических магнитных пленочных структурах // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 88, вып. 1. С. 34.
 35. *Дроздовский А.В., Черкасский М.А., Устинов А.Б., Ковшиков Н.Г., Калинин Б.А.* Образование солитонов огибающей при распространении спин-волновых пакетов в тонкопленочных магнетонных кристаллах // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 91, вып. 1. С. 17.
 36. *Ustinov A.B., Kalinikos B.A., Demidov V.E., and Demokritov S.O.* Formation of gap solitons in ferromagnetic films with a periodic metal grating // *Phys. Rev. B.* 2010. Vol. 81. 180406(R).
 37. *Дроздовский А.В., Калинин Б.А.* Наблюдение собственной модуляционной неустойчивости спиновых волн в одномерном магнетонном кристалле // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 95, вып. 7. С. 397.
 38. *Ustinov A.B., Drozdovskii A.V., Kalinikos B.A.* Multifunctional nonlinear magnonic devices for microwave signal processing // *Appl. Phys. Lett.* 2010. Vol. 96. P. 142513.
- Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет* *Поступила в редакцию* 30.04.2012
После доработки 25.07.2012

ENVELOPE SOLITONS AND MODULATION INSTABILITY OF SPIN WAVES IN MAGNETONIC CRYSTALS

A.B. Ustinov, A.V. Drozdovskii, B.A. Kalinikos

The paper describes results of experimental investigations on a formation of bright and dark envelope solitons with pulsed, monochromatic and two-frequency excitation of microwave spin waves in a magnetic film periodic structure – a magnonic crystal. The envelope solitons were excited at particular frequencies in the vicinity of magnonic band-gaps formed due to the Bragg resonance.

Keywords: Spin waves, solitons, magnonic crystals, modulation instability.

Устинов Алексей Борисович – родился в Ленинграде (1976). В 2000 году окончил Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина). В настоящее время работает в СПбГЭТУ доцентом. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук в СПбГЭТУ (2004) и доктора физико-математических наук (2012) в области нелинейных колебаний и волн, радиофизики и микроэлектроники СВЧ. Автор монографии «Сверхвысокочастотные спиновые волны в ферромагнитных пленках» (в соавторстве с Б.А. Калининском). Опубликовал 45 научных статей по направлениям, указанным выше. Лауреат премии Правительства Санкт-Петербурга за выдающиеся научные результаты в области науки и техники по направлению естественные и технические науки (для молодых ученых в возрасте до 35 лет) – премия им. Л. Эйлера (2010).



197376 Санкт-Петербург, ул. проф. Попова, д. 5
Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет
«ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)
E-mail: inform@nm.ru

Дроздовский Андрей Викторович – родился в Ленинграде (1985). В 2008 году окончил Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина) (СПбГЭТУ). После получения диплома инженера остался работать в СПбГЭТУ на должности ассистента. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук в СПбГЭТУ (2011) в области теории колебаний и волн, радиофизики, применения линейной и нелинейной динамики волн в технике СВЧ. Автор более 30 научных публикаций, из них 7 статей в российских и зарубежных журналах. Лауреат стипендии Президента РФ для студентов и аспирантов, победитель «Конкурса грантов для студентов и аспирантов вузов и академических институтов, расположенных на территории Санкт-Петербурга» (2011).



197376 Санкт-Петербург, ул. проф. Попова, д. 5
Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет
«ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)
E-mail: drozdovskyav@gmail.com

Калиникос Борис Антонович – родился в 1945 году в Ленинграде. В 1969 окончил Ленинградский электротехнический институт «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина) (СПбГЭТУ). Кандидат физико-математических наук (1976), доцент (1980), доктор физико-математических наук (1985), профессор (1989). Работает в ЛЭТИ с 1969 года, в настоящее время – заведующий кафедрой Физической электроники и технологии. Научные интересы лежат области линейной и нелинейной динамики сверхвысокочастотных спиновых волн, а также в области СВЧ микроэлектроники. Многократно являлся научным руководителем НИР, отечественных и зарубежных грантов, посвященных как экспериментальным, так и теоретическим исследованиям спин-волновых явлений в тонких магнитных пленках и тонкопленочных слоистых структурах. Руководитель научной школы Президента РФ «Сверхвысокочастотная микроэлектроника». Опубликовал более 150 научных статей и 10 монографий (в соавторстве) по направлениям, указанным выше. Неоднократно входил в состав организационных и программных комитетов отечественных и международных конференций. Лауреат Государственной премии СССР в области науки (1988), Заслуженный деятель науки Российской Федерации (2006).



197376 Санкт-Петербург, ул. проф. Попова, д. 5
Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет
«ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)
E-mail: spinlab@eltech.ru