Письма в ЖЭТФ, том 95, вып. 7, с. 397 – 402 © 2012 г. 10 апреля

Наблюдение собственной модуляционной неустойчивости спиновых волн в одномерном магнонном кристалле

А. В. Дроздовский[1)], *Б. А. Калиникос*

С.-Петербургский государственный электротехнический университет им. Ульянова (Ленина), 197376 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 2 февраля 2012 г.

Наблюдалось возникновение собственной модуляционной неустойчивости монохроматических сверхвысокочастотных спиновых волн, возбуждавшихся в магнитной периодической пленочной структуре – магнонном кристалле. Магнонный кристалл был изготовлен из монокристаллической пленки железо-иттриевого граната путем химического травления ее поверхности. Модуляционная неустойчивость наблюдалась на частотах, соответствующих запрещенным зонам спектра спиновых волн магнонного кристалла, обусловленных брэгговскими резонансами. При превышении некоторого порогового значения мощности входного монохроматического СВЧ-сигнала временные формы выходных импульсов соответствовали профилям солитонов огибающей.

Явление модуляционной неустойчивости, возникающей как результат генерации дополнительных спектральных гармоник, характерно для многих нелинейных сред (см., например, [1]). Принято различать два типа модуляционной неустойчивости: собственную и вынужденную (индуцированную) [1, 2]. Явление вынужденной модуляционной неустойчивости возникает как результат взаимодействия двух затравочных монохроматических сигналов за счет нелинейности среды. Собственная модуляционная неустойчивость возникает как результат распада исходного монохроматического сигнала на волны с близлежащими значениями волновых чисел. Известно, что оба типа модуляционной неустойчивости могут приводить к образованию солитонов огибающей.

Одной из наиболее удобных сред для изучения нелинейных волновых явлений служат однородные пленки феррита. Явления собственной и вынужденной модуляционной неустойчивости в однородных ферритовых пленках экспериментально наблюдались в ряде работ (см. [3–5] и [6, 7] соответственно). В последнее время возрос интерес к изучению пространственно-периодических структур, изготовленных из ферромагнитных пленок (или, как их часто называют, магнонных кристаллов (МК) [8, 9]). Этот интерес стимулируется фундаментальными и прикладными исследованиями искусственных сред (см., например, [10–15]). Подчеркнем, что подавляющее большинство как теоретических, так и экспериментальных исследований, направленных на изучение свойств магнонных кристаллов, посвящено линейным явлениям.

В то же время нелинейные спин-волновые явления, такие как формирование и распространение "щелевых солитонов" огибающей (*gap solitons*), а также собственная и вынужденная модуляционные неустойчивости в магнонных кристаллах исследованы явно недостаточно. Существует ряд публикаций, в которых теоретически рассматривается возможность образования "щелевых солитонов" огибающей в магнонных кристаллах бесконечной длины [16–19]. Экспериментально формирование и распространение солитонов огибающей из прямоугольного входного импульса в МК изучалось в работе [20]. Вынужденная модуляционная неустойчивость, приводившая к образованию солитонов огибающей спиновых волн в пространственно-периодических структурах, изготовленных путем металлизации поверхности пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ), экспериментально наблюдалась в работах [21, 22]. В то же время, насколько нам известно, собственная модуляционная неустойчивость спиновых волн (СВ) в магнонных кристаллах до сих пор экспериментально не исследовалась.

В настоящем сообщении мы публикуем результаты первого экспериментального наблюдения собственной модуляционной неустойчивости спиновых волн в магнонных кристаллах.

Магнонный кристалл был изготовлен в форме прямоугольного "волновода" размерами 35×2 мм^2 из монокристаллической пленки ЖИГ толщиной 10.3 мкм, выращенной на подложке из гадолиний-галлиевого граната. Намагниченность насыщения пленки ЖИГ составляла 1765 Гс. Для изготовления магнонных кристаллов выбирались пленки со свободными поверхностными спинами и с малыми СВЧ-потерями. Так, полуширина кривой ферромагнитного резонанса

[1)]e-mail: drozdovskyiav@gmail.com

пленки ЖИГ ΔH, измеренная на частоте 4500 МГц, была равна 0.55 Э.

Периодичность волноведущих свойств экспериментального образца обеспечивалась путем химического травления периодической системы канавок на поверхности пленки ЖИГ [15, 20]. Полученный таким образом магнонный кристалл имел толщину 10.3 мкм, ширину 2 мм и длину 35 мм. Канавки были протравлены по всей ширине МК перпендикулярно его оси. Вытравленные канавки имели глубину около 3.3 мкм, ширину 50 мкм и период 400 мкм.

В нашем эксперименте возбуждение и прием спиновых волн осуществлялись с помощью обычной конструкции типа “линия задержки” [3], имевшей короткозамкнутые входную и выходную микрополосковые антенны длиной 2 мм и шириной 50 мкм. 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 магнонного кристалла вдоль направления распространения спиновой волны. Такая взаимная конфигурация поля и направления распространения волн соответствовала случаю возбуждения в МК обратных объемных СВ. Чтобы избежать возможного влияния на результаты эксперимента отраженных волн, торцы МК были сточены под острым углом.

Эксперимент проводился в несколько этапов. Первый этап работы был посвящен исследованию частотно-селективных и дисперсионных характеристик спиновых волн в заведомо линейном режиме их возбуждения и распространения в магнонном кристалле. Измерения амплитудно-частотных (АЧХ) и фазово-частотных (ФЧХ) характеристик выполнялись с использованием векторного анализатора цепей Rohde& Schwartz ZVA 40 по стандартной схеме включения линии задержки, содержащей магнонный кристалл, в разрыв измерительного тракта. Мощность сигнала, подававшегося на входную антенну, составляла −15 дБм.

Амплитудно-частотная и фазово-частотная характеристики, измеренные в линейном режиме возбуждения и распространения СВ, изображены сплошными линиями на рис. 1a и b соответственно. Видно, что спин-волновой спектр в магнонном кристалле характеризуется наличием разрешенных зон, соответствующих частотам, на которых возможно распространение спиновых волн, а также полос заграждения (запрещенных зон) с сильной дисперсией групповой скорости и высоким, но не бесконечно большим затуханием СВ. Полосы заграждения формируются за счет брэгговских резонансов.

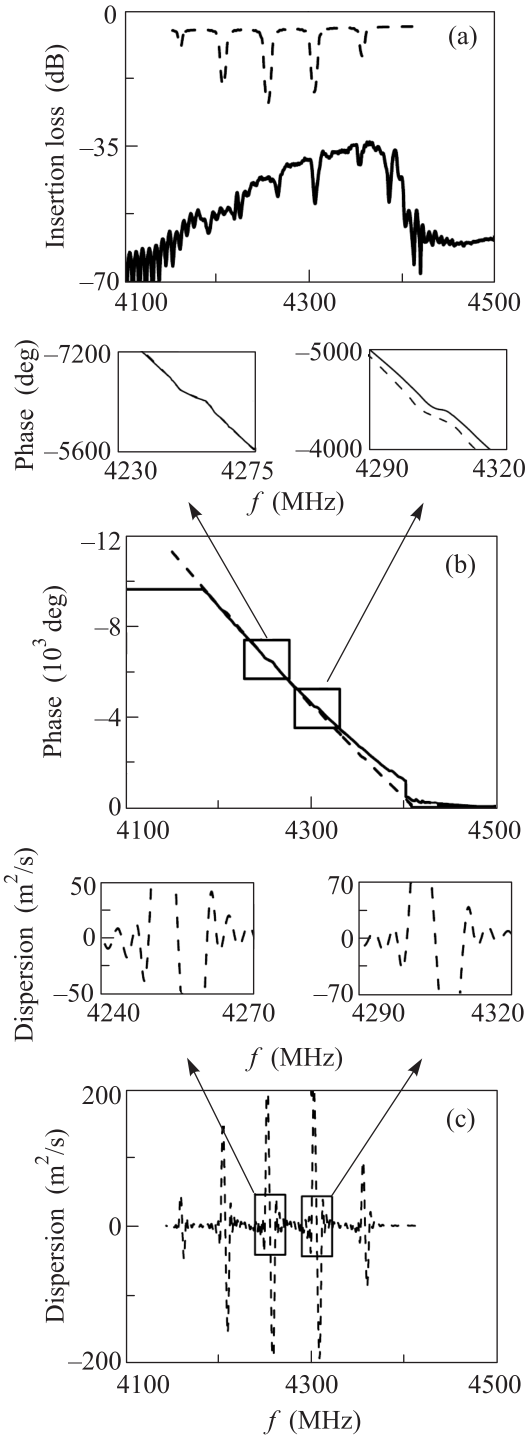

Рис. 1. Экспериментально полученные (сплошная линия) и расчетные (штриховая линия) характеристики исследуемой структуры: (a) – передаточная характеристика; (b) – фазово-частотная характеристика; (c) – зависимость дисперсионного коэффициента магнонного кристалла от частоты

Для идентификации разрешенных зон и полос заграждения, в частности их граничных частот, одновременно с экспериментальными измерениями был выполнен теоретический расчет амплитудно-частотной и фазово-частотной характеристик исследуемого магнонного кристалла. Численный расчет АЧХ и ФЧХ проводился методом, подобным описанному в работах [15, 23], т.е. с помощью аппарата матриц передачи.

Полученные результаты в разных масштабах по оси частот приведены на рис. 1a и b (штриховые линии). На вставках к рис. 1b в увеличенном масштабе показаны области ФЧХ, расположенные вблизи частот второго и третьего брэгговских резонансов. Кроме того, на рис. 1c показана рассчитанная частотная зависимость дисперсионного коэффициента спиновых волн $D = \partial^2\omega/\partial k^2$. Отметим, что при теоретическом расчете АЧХ не учитывались потери на возбуждение и прием спиновых волн [24]. Поэтому на теоретической кривой отсутствует загиб, соответствующий области низких частот, а сама теоретическая кривая проходит выше экспериментальной. Тем не менее на графиках прослеживается качественное и количественное совпадение экспериментальных и теоретических зависимостей.

Как видно из рис. 1a, на характеристике передачи экспериментального образца МК наблюдается три хорошо различимые полосы 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. 1c). Это позволяет, варьируя несущую частоту, подбирать величину и знак дисперсионного коэффициента, необходимые для формирования солитонов желаемого типа (светлых или темных солитонов огибающей).

На втором этапе экспериментов исследовалась возможность возникновения собственной модуляционной неустойчивости СВ в магнонном кристалле. Блок-схема экспериментальной установки изображена на рис. 2. Для формирования входного монохроматического СВЧ-сигнала использовался СВЧ-генератор Agilent 83752A (*1*). Сигнал постоянной частоты от генератора через усилитель ZVE-8G (*2*) и циркулятор (*3*) подавался на вход линии задержки (*4*), находившейся между полюсами постоянного магнита (*5*). Максимальная мощность сигнала после усилителя могла достигать уровня в 30 дБм. Третий порт циркулятора был нагружен согласованной нагрузкой (*6*). Циркулятор использовался для того, чтобы избежать влияния отраженного от макета сигнала на параметры цепи. Выходной СВЧ-сигнал, прошедший магнонный кристалл и снятый с приемной антенны макета, детектировался детектором (*9*) и подавался на вход осциллографа Tektronix DPO 7340 (*10*). Для контроля частотного спектра выходного сигнала часть мощности прошедшего через макет сигнала ответвлялась направленным ответвителем (*7*) и поступала на вход анализатора спектра HP8563A (*8*). Для измерения отраженного от макета сигнала анализатор спектра отсоединялся от направленного ответвителя и подключался к циркулятору вместо согласованной нагрузки. Значение мощности поглощенного магнонным кристаллом СВЧ-сигнала получалось как $P_{\rm abs} = P_{\rm inc} - P_{\rm ref}$, где $P_{\rm inc}$ – мощность сигнала после циркулятора, $P_{\rm ref}$ – мощность отраженного от макета сигнала, $P_{\rm abs}$ – мощность поглощенного макетом сигнала. Эксперимент заключался в снятии спектров и огибающих выходного СВЧ-сигнала при систематическом изменении мощности и частоты отстройки Δf входного сигнала. Частота отстройки определялась как $\Delta f = f_0 - f_{\rm gen}$, где f_0 – центр запрещенной зоны МК при данном уровне мощности сигнала, $f_{\rm gen}$ – частота подаваемого сигнала. Забегая вперед, подчеркнем, что использование частоты отстройки в качестве экспериментального параметра позволило нам “привязывать” данные конкретных измерений к дисперсионным характеристикам магнонного кристалла, несмотря на нелинейный сдвиг его спин-волнового спектра, зависящий от мощности подаваемого на МК входного сигнала.

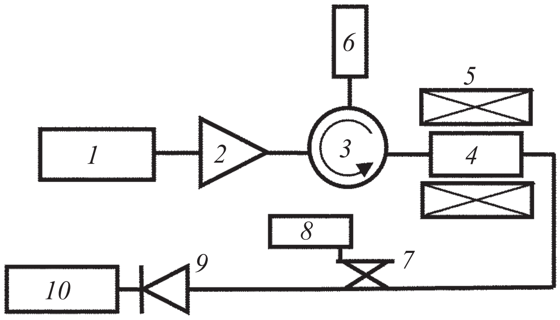

Рис. 2. Блок-схема экспериментальной установки: *1* – СВЧ-генератор , *2* – усилитель, *3* – циркулятор, *4* – линия задержки на магнонном кристалле, *5* – постоянный магнит, *6* – согласованная нагрузка, *7* – направленный ответвитель, *8* – анализатор спектра, *9* – детектор, *10* – осциллограф

На рис. 3 в качестве характерных примеров приведены частотные спектры (слева) и соответствующие им огибающие (справа) выходного СВЧ-сигнала,

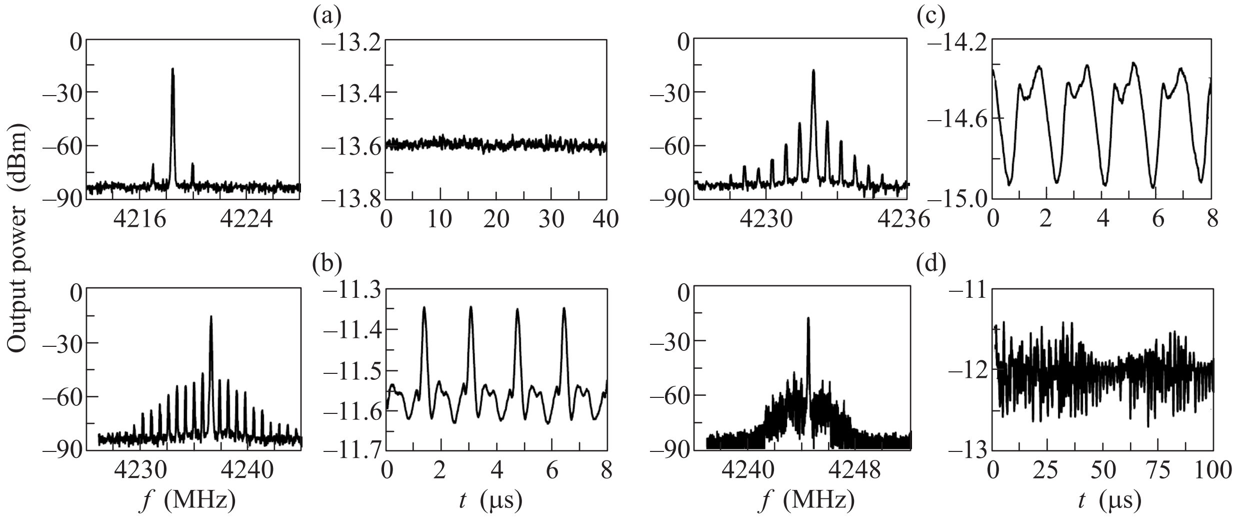

Рис. 3. Частотные спектры сигналов (слева) и соответствующие им огибающие сигналов (справа), измеренные при различных значениях поглощенной макетом мощности и частоты отстройки: (a) – $P_{\mathrm{abs}} = 17.5$ дБм, $\Delta f = 0.7$ МГц; (b) – $P_{\mathrm{abs}} = 18.2$ дБм, $\Delta f = -5.1$ МГц; (c) – $P_{\mathrm{abs}} = 19.3$ дБм, $\Delta f = 6.4$ МГц; (d) – $P_{\mathrm{abs}} = 18.9$ дБм, $\Delta f = 4.1$ МГц

полученные на частотах вблизи второго брэгговского резонанса. Отметим, что при малых значениях мощности поданного на макет входного сигнала генерации дополнительных гармоник, т.е. модуляционной неустойчивости СВ, в исследуемом спектре не наблюдалось. Однако при увеличении входной мощности происходило смещение всей передаточной характеристики в сторону меньших частот [25]. При этом экспериментально измеренное значение нелинейного коэффициента смещения по частоте составляло $N = -0.485$ МГц/мВт.

Неустойчивость спиновых волн в магнонном кристалле возникала пороговым образом при $P_{\mathrm{abs}} = 17.5$ дБм и частоте отстройки $\Delta f = 0.7$ МГц, т.е. на правом склоне полосы заграждения. При таких параметрах в спектре выходного сигнала появлялись дополнительные гармоники малой амплитуды (см. рис. 3a). 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 15 МГц. При этом на частотной характеристике наблюдалось три участка, которые характеризовались своими особенностями нелинейного режима.

Так, при превышении значения входной мощности $P_{\mathrm{abs}} = 18.1$ дБм на левом и правом склонах полосы заграждения наблюдалась модуляционная неустойчивость, имевшая стационарный характер с четко выраженными частотными гармониками и устойчивой огибающей выходного сигнала (см. рис. 3b, c). Вблизи центра полосы заграждения, т.е. при $\Delta f \to 0$, наблюдаемый сигнал становился шумоподобным. Пример такого сигнала показан на рис. 3d. При значениях входной мощности менее 18.1 дБм и более 20.7 дБм шумоподобного сигнала не регистрировалось. При превышении входной мощностью уровня в 21.2 дБм генерация дополнительных гармоник исчезала. Иными словами, наблюдалась бифуркация, природа которой требует дополнительного изучения. Диаграмма, поясняющая характерные участки неустойчивости, представлена на рис. 4.

При некоторых значениях мощности и частоты отстройки входного сигнала временные формы выходных импульсов соответствовали профилям солитонов огибающей. На рис. 3b представлены спектр и осциллограмма огибающей выходного сигнала, соответствующие входной мощности $P_{\mathrm{abs}} = 18.2$ 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, имели значение, по величине примерно на 30 дБ меньшее, чем уровень входного сигнала. Такой характер спектральной характеристики сигнала приводил к тому, что периодическая после-

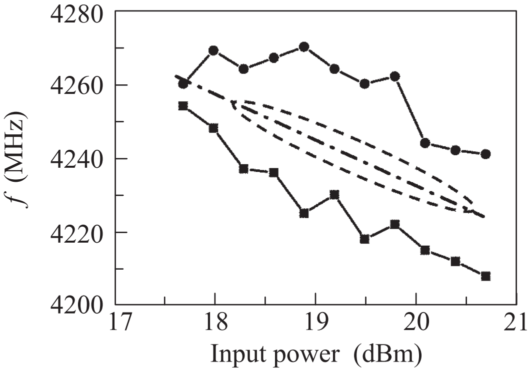

Рис. 4. Границы существования собственной модуляционной неустойчивости. Точками показаны экспериментально полученные границы возбуждения собственной модуляционной неустойчивости. Штрихпунктирная линия отмечает положение центральной частоты полосы заграждения. Область существования хаотического сигнала ограничена штриховой линией

довательность светлых солитонов огибающей имела пьедестал. На осциллограмме рис. 3b отчетливо видна последовательность светлых солитонов на пьедестале длительностью 180 нс с периодом следования 1.68 мкс. Длительность солитона измерялась по среднему уровню мощности между максимумом солитона и значением мощности на пьедестале.

На рис. 3c представлены результаты эксперимента, когда отстройка частоты входного сигнала составляла $\Delta f = 6.4$ МГц, а его мощность $P_{\text{abs}} = 19.3$ дБм. В этом случае наблюдалось формирование темных солитонов огибающей длительностью 560 нс с периодом следования 1.75 мкс.

Заметим, что эквидистантность спектральных линий на спектрограммах рис. 3b, c 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, основывавшаяся на одномерном нелинейном уравнении Шредингера (НУШ):

$$i\left(\frac{\partial u}{\partial t} + V_g\frac{\partial u}{\partial x}\right) + \frac{D}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - N|u|^2u = 0, \qquad (1)$$

где $V_g = \partial\omega/\partial k$ – групповая скорость СВ, а $N = \partial\omega/\partial|u|^2$ – нелинейный коэффициент. Уравнение (1) записано для нормированной амплитуды спиновой волны u, определенной как $|u|^2 = |\mathbf{m}|^2/2M^2$, где $\mathbf{m}$ и M – суть переменная намагниченность и намагниченность насыщения соответственно.

Решения уравнения (1), описывающие пространственно-временные профили огибающих как светлых, так и темных одиночных солитонов, 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, $D = 9.09$ м^2/с и $\Delta f = 6.4$ МГц, $V_g = 6140$ м/с, $D = -25.1$ м^2/с для представленных на рис. 3 случаев светлых и темных солитонов огибающей соответственно. Рассчитанное значение N составило -1.362 ГГц. Значения амплитуд спиновых волн были найдены из анализа нелинейного сдвига спектра МК при малых уровнях мощности входного сигнала, т.е. в отсутствие нелинейного затухания СВ и генерации дополнительных гармоник.

Значения максимальных нормированных амплитуд спиновых волн, полученные из экспериментальных зависимостей, оказались равными 0.136 для рис. 3b и 0.166 для рис. 3c. Расчетная длительность солитонов получилась равной 201 и 624 нс для светлых и темных солитонов соответственно. Полученные значения хорошо согласуются с экспериментально наблюдавшимися величинами. Последнее достигнуто благодаря использованию опосредованного подгоночного параметра Δf.

Следует отметить, что собственная модуляционная неустойчивость наблюдалась вблизи трех первых полос заграждения магнонного кристалла. Вне полос заграждения, т.е. там, где значение дисперсионного коэффициента было мало, собственной модуляционной неустойчивости не наблюдалась во всем диапазоне мощностей экспериментальной установки.

В заключение отметим, что в представленной работе впервые наблюдалась собственная модуляционная неустойчивость спиновых волн в магнонном кристалле. Зафиксировано образование периодических последовательностей светлых и темных солитонов огибающей спиновых волн на краях полос заграждения. Неустойчивость спиновых волн в центре полосы заграждения приводила к образованию шумоподобного сигнала.

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

Работа поддержана грантами Президента РФ, РФФИ (# 11-02-00661-а, 11-02-12109-офи-м-2011), Министерства образования и науки РФ, а также Немецкого научного общества (DFG).

1. M. Remoissenet, *Waves Called Solitons: Concepts and Experiments*, Springer-Verlag, Berlin, 1996.
2. Ю. С. Кившарь, Г. П. Агравал, *Оптические солитоны. От волоконных световодов к фотонным кристаллам*, М.: Физматлит, 2005.
3. Б. А. Калиникос, Н. Г. Ковшиков, А. Н. Славин, ЖЭТФ **94**, 159 (1988).
4. M. Wu, B. A. Kalinikos, and C. E. Patton, Phys. Rev. Lett. **93**, 157207 (2004).
5. C. S. Tsai, D. Young, and S. A. Nikitov, J. Appl. Phys. **84**, 1670 (1998).
6. В. Е. Демидов, Письма в ЖЭТФ **68**, 828 (1998).
7. J. W. Boyle, S. A. Nikitov, A. D. Boardman et al., J. Magn. Mater. **173**, 241 (1997).
8. С. Л. Высоцкий, С. А. Никитов, Ю. А. Филимонов, ЖЭТФ **128**, 636 (2005).
9. M. Krawczyk and H. Puszkarski, Phys. Rev. B **77**, 054437 (2008).
10. Ю. В. Гуляев, С. А. Никитов, Л. В. Животовский и др., Письма в ЖЭТФ **77**, 670 (2003).
11. A. Saib, D. Vanhoenacker-Janvier, I. Huynen et al., Appl. Phys. Lett. **83**, 2378 (2003).
12. А. В. Будко, С. Л. Высоцкий, С. А. Никитов и др., Радиотехника и электроника **52**, 621 (2007).
13. M. Krawczyk and H. Puszkarski, Phys. Rev. B **77**, 054437 (2008).
14. Z. Wang, V. Zhang, H. Lim et. al., Appl. Phys. Lett. **94**, 083112 (2009).
15. A. V. Chumak, A. A. Serga, S. Wolff et al., J. Appl. Phys. **105**, 083906 (2009).
16. N.-N. Chen, A. N. Slavin, and M. G. Cottam, IEEE Trans. Magn. **28**, 3306 (1992).
17. N.-N. Chen, A. N. Slavin, and M. G. Cottam, Phys. Rev. B **47**, 8667 (1993).
18. M. Uehara, K. Yashiro, and S. Ohkawa, Jpn. J. Appl. Phys. **38**, 61 (1999).
19. М. А. Морозова, Ю. П. Шараевский, С. Е. Шешукова, Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика **18**, 113 (2010).
20. А. В. Дроздовский, М. А. Черкасский, А. Б. Устинов и др., Письма в ЖЭТФ **91**, 17 (2010).
21. А. Б. Устинов, Н. Ю. Григорьева, Б. А. Калиникос, Письма в ЖЭТФ **88**, 34 (2008).
22. A. B. Ustinov, B. A. Kalinikos, V. E. Demidov et al., Phys. Rev. B **81**, 180406(R) (2010).
23. S. R. Seshadri, J. Appl. Phys. **60**, 1758 (1986).
24. В. Ф. Дмитриев, Б. А. Калиникос, Изв. вузов. Физика **31**(11), 24 (1988).
25. A. B. Ustinov, A. V. Drozdovskii, and B. A. Kalinikos, Appl. Phys. Lett. **96**, 142513 (2010).