

# Наблюдение солитонов огибающей спиновых волн в периодических магнитных пленочных структурах

А. Б. Устинов<sup>1)</sup>, Н. Ю. Григорьева, Б. А. Калиникос

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет, 197376 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 21 мая 2008 г.

Наблюдалось формирование и распространение светлых и темных солитонов огибающей сверхвысоко-частотных спиновых волн в магнитной периодической пленочной структуре. Периодическая структура была изготовлена на основе монокристаллической пленки железо-иттриевого граната и решетки медных полосок, расположенных на ее поверхности перпендикулярно направлению распространения несущих спиновых волн. Солитоны возбуждались на частотах, отвечающих запрещенной зоне спектра спиновых волн периодической структуры, обусловленной первым брэгговским резонансом.

PACS: 75.30.Ds, 75.70.–i, 85.70.Ge

Известно, что регулярные волноведущие структуры (“волноводы”), изготовленные из монокристаллических пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ), являются удобным объектом как для изучения нелинейных волн намагниченности (спиновых волн), так и для изучения свойств нелинейных волн в диспергирующих средах вообще. Большое число работ было посвящено изучению таких нелинейных явлений как солитоны огибающей (см., например, [1–5] и литературу в них), собственная модуляционная неустойчивость [6–8] и индуцированная модуляционная неустойчивость спиновых волн (СВ) [9–12]. Сравнительно недавно были обнаружены такие спин-волновые явления, как динамический хаос [13, 14], обращение волнового фронта [15] и образование фракталов [16]. Значительно меньшее число работ было посвящено исследованию спиновых волн в периодических ферромагнитных волноводах [17–21]. Эти работы относятся к 70–80 годам прошлого века. В них изучалось распространение *линейных* спиновых волн в периодических структурах, изготовленных на основе пленок ЖИГ. Нелинейным же спин-волновым явлениям в периодических структурах были посвящены только две работы [22, 23]. В этих работах предсказывалось существование “целевых солитонов” огибающей СВ в запрещенной зоне периодических волноводов (gap solitons).

В последние годы возобновился интерес к исследованию спиновых волн в периодических ферромагнитных структурах, который стимулируется фундаментальными и прикладными исследованиями магнетных кристаллов и других искусственных сред (см.,

например, [24–27]). Если говорить об исследованиях *нелинейных* явлений, то, насколько нам известно, экспериментальные работы, посвященные солитонам спиновых волн в магнитных периодических средах, пока отсутствуют. Такая ситуация резко контрастирует с исследованиями солитонов в других периодических средах, например, в фотонных кристаллах, где названной теме посвящены десятки работ (см., например, [28]).

Целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование солитонов огибающей спиновых волн в периодической пленочной магнитной структуре. Эксперименты можно условно разделить на два этапа. На первом этапе исследовались затухание и дисперсионные характеристики “рабочих” спиновых волн в линейном режиме их возбуждения и распространения. Главной задачей этого этапа было получение характеристики передачи или, иными словами, амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) периодической магнитной структуры, демонстрирующей существование запрещенной зоны в спектре СВ, обусловленной первым брэгговским резонансом. На втором этапе проводились нелинейные эксперименты, в которых исследовалась возможность возбуждения солитонов огибающей спиновых волн на различных несущих частотах по отношению к центральной частоте первого брэгговского резонанса. Главной задачей этого этапа было получение генерации светлых и темных солитонных импульсов.

Исследования проводились при комнатной температуре на периодической структуре, изготовленной на основе образца пленки ЖИГ и решетки металлических электродов. Хорошо известно, что металлический “экран”, располагаемый вблизи поверхнос-

<sup>1)</sup>e-mail: spinlab@eltech.ru

ти ферромагнитной пленки, оказывает существенное влияние на дисперсионные характеристики сверхвысокочастотных спиновых волн. Таким образом, металлизация ферромагнитной пленки может быть использована для получения периодической магнитной структуры (“магнитного кристалла”).

В нашем эксперименте периодическая решетка полосок из меди находилась рядом с поверхностью пленки ЖИГ и была ориентирована перпендикулярно направлению распространения спиновых волн. Образец пленки ЖИГ шириной 2 мм (волновод спиновых волн) был вырезан из монокристаллической пленки толщиной 9.8 мкм. Чтобы избежать влияния на результаты экспериментов отражения СВ от концов волновода, его длина была сделана более 60 мм. Кроме того, концы волновода были сточены под острыми углами. Пленка ЖИГ была выращена методом жидкофазной эпитаксии на подложке из гадолиний-галлиевого граната ориентации (111). Для проведения экспериментов была выбрана пленка, имевшая свободные поверхностные спины. Ее намагниченность насыщения составляла 1750 Гс. Полуширина кривой ферромагнитного резонанса, измеренная на частоте 5.2 ГГц, была равна 0.4 Э.

Решетка из шестнадцати медных полосок была сформирована методом фотолитографии на подложке из поликора. Длина и ширина полосок составляла 6 мм и 14 мкм, соответственно. Период решетки был выбран из тех соображений, чтобы полоса заграждения, обусловленная первым брэгговским резонансом, была бы расположена достаточно глубоко в спектре спиновых волн. Период решетки составлял 171 мкм. Таким образом, протяженность периодической части волноведущей резонансной структуры была равна 2.75 мм.

Решетка медных полосок располагалась посередине между входной и выходной антеннами на поверхности ферромагнитной пленки. (Подложка с медными полосками была наклеена на поверхность пленки ЖИГ клеем БФ-2.) Возбуждение и прием сверхвысокочастотных спиновых волн осуществлялись с помощью обычной конструкции типа “линии задержки” [1], имевшей короткозамкнутые входную и выходную микрополосковые антенны длиной 2 мм и шириной 40 мкм. Расстояние между антеннами составляло 10 мм.

Экспериментальный макет был помещен между полюсами электромагнита в однородном постоянном магнитном поле напряженностью 1220 Э. Поле было направлено параллельно плоскости магнитной периодической структуры вдоль длинной стороны волновода ЖИГ. Таким образом, входная микрополоско-

вая антенна возбуждала в пленке ЖИГ так называемые обратные объемные спиновые волны, которые распространялись в обе стороны от входной антенны параллельно магнитному полю. Часть волн, распространявшихся в сторону скошенных краев волновода, затухала. Другая часть спиновых волн, распространявшихся в сторону выходной антенны, проходила часть своего пути в области периодической волноведущей структуры.

Известно, что при распространении волн в периодической структуре формируется характерный спектр собственных состояний, представляющий собой набор разрешенных и запрещенных зон. Как показали расчеты, за счет дипольного взаимодействия вблизи краев запрещенных зон образуются области сильной дисперсии групповой скорости СВ. Как будет описано ниже, именно эти зоны играли ведущую роль в формировании солитонов огибающей спиновых волн.

Для идентификации ожидаемых разрешенных и запрещенных зон, в частности, их граничных частот, нами был вначале выполнен теоретический расчет дисперсионных свойств исследуемой периодической структуры. Теоретический расчет был проведен в предположении, что пленка имеет свободные поверхностные спины. При выводе дисперсионных уравнений для магнитной периодической структуры использовалась разработанная ранее для тонких магнитных пленок теория нормальных СВ [29] совместно с аппаратом матриц передачи, используемым в оптике [30], и в теории электрических цепей. Хотя исследуемая структура была ограничена 16-ю металлическими полосками, при расчете была использована модель бесконечной периодической структуры.

Согласно [27], дисперсионная зависимость  $\omega(K)$  для блоховской волновой функции в одномерной бесконечной периодической структуре может быть записана в виде

$$\cos(KT) = \cos(k_1(\omega)d_1) \cos(k_2(\omega)d_2) - \frac{k_1^2(\omega) + k_2^2(\omega)}{2k_1(\omega)k_2(\omega)} \sin(k_1(\omega)d_1) \sin(k_2(\omega)d_2), \quad (1)$$

где  $K$  – блоховский волновой вектор,  $T$  – период структуры,  $d_1$  и  $d_2$  – ширина металлических полосок и расстояние между ними. Функции  $k_1(\omega)$  и  $k_2(\omega)$  в анализируемом случае представляют собой дисперсионные зависимости обратных объемных спиновых волн для свободной и экранированной ферромагнитной пленки (ФП). В нулевом приближении теории

возмущений спектр обратных объемных спиновых волн имеет вид

$$\omega_n^2(k_{1,2}) = [\omega_H + \alpha\omega_M k_{1,2}^2 + \alpha\omega_M (k_n)^2] \times \\ \times [\omega_H + \alpha\omega_M k_{1,2}^2 + \alpha\omega_M (k_n)^2 + \omega_M - \omega_M P_{nn}^{1,2}(k_{1,2})]. \quad (2)$$

Здесь  $P_{nn}^1(k_1)$  и  $P_{nn}^2(k_2)$  – суть дипольные матричные элементы для свободной ФП и слоистой структуры металл-диэлектрик-ФП [29, 31],  $\omega_H = |g|\mu_0 H^i$ ,  $\omega_M = |g|\mu_0 M_0$ ,  $|g|$  – модуль гиромангнитного отношения,  $H^i$  – внутреннее постоянное магнитное поле,  $M_0$  – намагниченность насыщения пленки,  $\alpha$  – константа неоднородного обменного взаимодействия.

На рис.1а приведен рассчитанный спектр СВ исследуемой магнитной периодической структуры. На

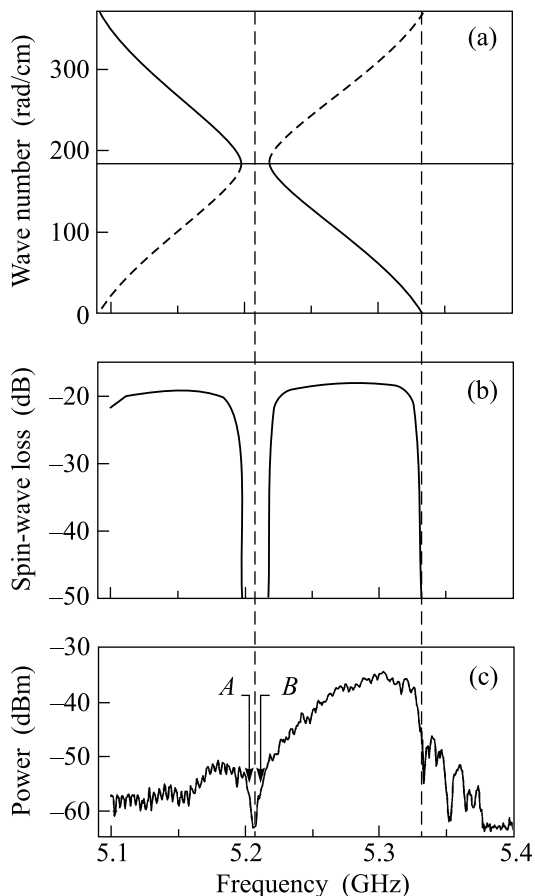


Рис.1. (а) Теоретическая дисперсионная зависимость рассматриваемой магнитной периодической структуры. (б) Теоретическая зависимость потерь на распространение спиновых волн от их частоты. (с) Экспериментальная частотная зависимость коэффициента передачи спиновых волн в пленочной магнитной периодической структуре

рис.1б представлена частотная зависимость затухания спиновых волн при их распространении в перио-

дической магнитной структуре. При этом затухание волны, прошедшей расстояние  $l$ , рассчитывалось по приближенной формуле

$$A \approx 20 \lg \left[ \exp \left( \frac{\omega''}{V_g} l \right) \right], \quad (3)$$

где  $V_g$  – групповая скорость блоховской огибающей спиновой волны. Формула (3) была получена в приближении малой диссипации, когда  $\omega'' < \omega'$ . Здесь  $\omega'$  и  $\omega''$  – суть действительная и мнимая составляющие собственной частоты СВ.

На рис.1с показана частотная зависимость коэффициента передачи спиновых волн в пленочной периодической магнитной структуре или, иными словами, АЧХ структуры, измеренная экспериментально. Обратим внимание, что для облегчения сопоставления теоретических зависимостей с экспериментальной все графики рис.1 построены в одном и том же масштабе по частоте. Нетрудно видеть, что теория хорошо описывает границы всех характерных частотных зон, а именно, высокочастотной и низкочастотной зон распространения СВ, а также запрещенной (резонансной) зоны. Экспериментально наблюдаемое (нерезонансное) увеличение затухания спиновых волн, происходящее по мере уменьшения частоты от верхней границы  $\omega = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)}$  спектра обратных объемных спиновых волн, как следует из предыдущих исследований, обусловлено снижением эффективности возбуждения и приема СВ микрополосковыми антеннами.

Экспериментальные данные оказались в хорошем соответствии с расчетными, когда расстояние от пленки ЖИГ до металлической решетки было выбрано равным 9 мкм. Это можно объяснить тем, что между металлической решеткой и магнитной пленкой существовала тонкая прослойка клея. Подчеркнем, что других подгоночных параметров мы не использовали.

Измерения показали, что полоса заграждения для СВЧ сигнала, наблюдающаяся в области запрещенной зоны в спектре СВ, обусловленная первым брэгговским резонансом, лежит в частотном интервале от 5200 до 5217 МГц. Названные границы были определены по уровню затухания в 55 дБм, поскольку этот уровень соответствовал резкому изменению хода АЧХ. Минимальное значение коэффициента передачи СВ, соответствующее середине резонансной полосы заграждения, наблюдалось на частоте 5207 МГц. Как и следует из физических представлений, измерения фазочастотной характеристики периодической структуры показали наличие сильной частотной дис-

персии групповой скорости СВ на склонах полосы заграждения.

На втором этапе экспериментов исследовалось формирование солитонов огибающей спиновых волн. Эксперименты проводились в спектральной области, лежащей в окрестности первого брэгговского резонанса, при систематическом изменении частот и уровней мощности входных сигналов. Для формирования волновых профилей был использован метод двухчастотного входного возбуждения. Для этого на входную микрополосковую антенну подавали два непрерывных СВЧ сигнала на близких частотах  $f_1$  и  $f_2$ . Как было показано ранее, такой способ является эффективным для возбуждения как светлых, так и темных солитонов огибающей СВ в ферромагнитных пленках (см., например, [9, 12]). При этом механизмом формирования солитонов огибающей является индуцированная модуляционная неустойчивость – нелинейный четырехволновой процесс [32].

При выполнении экспериментов на выходе пленки ЖИГ одновременно измерялись огибающие СВЧ сигнала и соответствующие им частотные спектры. Развитие процесса формирования наблюдавшихся волновых форм происходило следующим образом. В условиях линейного двухчастотного возбуждения распространяющихся спиновых волн на выходе пленки регистрировался СВЧ сигнал с огибающей в виде биеений с периодом  $T$ , соответствовавшим величине, обратной разности частот входных сигналов  $f_1$  и  $f_2$ , то есть  $T = 1/(f_2 - f_1)$ . Далее, по мере увеличения мощности входных сигналов за счет развития индуцированной модуляционной неустойчивости несущих спиновых волн выходной сигнал во временной области начинал принимать формы стационарной периодической последовательности светлых или темных спин-волновых импульсов. При некоторых значениях уровней мощности входных сигналов временные формы выходных импульсов соответствовали профилям солитонов огибающей.

При дальнейшем увеличении мощности одного или обоих входных сигналов стационарный характер наблюдавшихся временных периодических солитонных последовательностей нарушался. В спектральной (частотной) области при этом регистрировались “дышащие” гармоники. По-видимому, начиналось развитие динамического хаоса. Это явление требует самостоятельного изучения, которое выходит за рамки данной работы.

В ходе описываемых исследований особое внимание уделялось изучению формирования солитонов огибающей на частотах, лежащих внутри экспериментально регистрируемой полосы заграждения

в окрестности минимума коэффициента передачи СВ в магнитной периодической структуре. Результаты измерений показали, что светлые солитоны образовывались на частотах, лежащих ближе к низкочастотному краю полосы резонансного заграждения спиновых волн, а темные солитоны – ближе к ее высокочастотному краю. Частотные области формирования светлых и темных солитонов огибающей отмечены на рис.1с стрелками  $A$  и  $B$ .

Рис.2 иллюстрирует типичные результаты экспериментов. Слева на рисунке показаны огибающие генерируемого нелинейного спин-волнового сигнала, а справа – соответствующие им частотные спектры. Данные, показанные на рис.2а, получены для частот входных сигналов  $f_1 = 5204$  МГц и  $f_2 = 5206$  МГц. Мощности входных сигналов соответственно равнялись  $P_1 = 21.1$  дБм и  $P_2 = 12$  дБм. При таких условиях происходило формирование светлых солитонов длительностью 145 нс, период следования которых составлял 500 нс.

На рис.2б показаны результаты экспериментов, когда частоты входных сигналов были равны  $f_1 = 5211$  МГц и  $f_2 = 5213$  МГц, а их мощности –  $P_1 = 19$  дБм и  $P_2 = 16.3$  дБм. В этом случае наблюдалось формирование темных солитонов огибающей длительностью 165 нс с периодом следования 500 нс. В силу непрерывного характера возбуждения солитонов определить скорости их распространения не представлялось возможным.

Как непосредственно измерения, так и данные конкретных спектрограмм, приведенных в правой части рис.2, свидетельствуют об образовании солитонов огибающей СВ, энергия которых сосредоточена на частотах, лежащих внутри резонансной полосы пропускания спиновых волн. Эквидистантность спектральных линий на спектрограммах указывает на то, что как светлые, так и темные спин-волновые солитоны генерируются за счет нелинейного четырехволнового процесса.

Сопоставление АЧХ экспериментальной структуры и амплитуд спектральных линий генерируемых солитонов приводит к выводу, что в образовании солитонов важную роль играла спектральная фильтрация спиновых волн. В то же время, поскольку результирующее затухание каждой из спектральных гармоник является большим, чем ее линейное затухание, то, по аналогии с [33], естественно предположить наличие вклада нелинейного затухания несущих спиновых волн в процесс образования и распространения как светлых, так и темных солитонов. Однако это предположение требует дальнейших исследований.

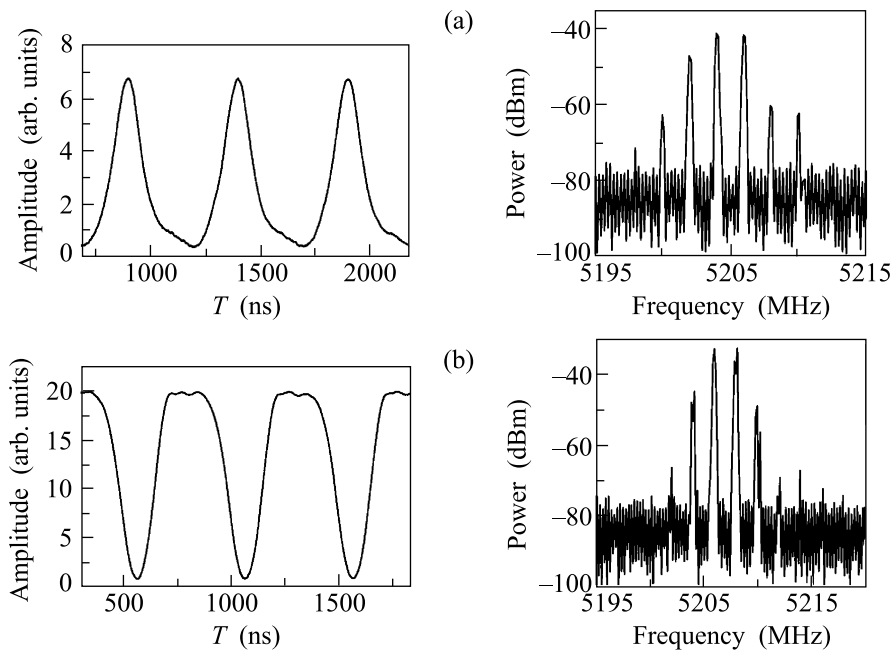


Рис.2. Формы огибающей СВЧ сигнала на выходе макета (слева) и соответствующие им частотные спектры сигналов (справа) при различных частотах  $f_1$  и  $f_2$  и различных уровнях мощности  $P_1$  и  $P_2$  входных сигналов: (а)  $f_1 = 5204$  МГц,  $f_2 = 5206$  МГц,  $P_1 = 21.1$  дБм и  $P_2 = 12$  дБм; (б)  $f_1 = 5211$  МГц,  $f_2 = 5213$  МГц,  $P_1 = 19$  дБм и  $P_2 = 16.3$  дБм

В заключение отметим, что строгая интерпретация описанных экспериментов по генерации спиноволновых солитонов требует построения теории, учитывающей особенности спектра спиновых волн в тонкоплочных периодических структурах, а также линейного и нелинейного затухания спиновых волн.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 08-02-00959), Федерального агентства по науке и инновациям и Совета по грантам Президента Российской Федерации для государственной поддержки ведущих научных школ Российской Федерации (проекты НШ-# 2124.2008.2 и МК-# 2804.2008.8) и Федерального агентства по образованию РФ (проект РНП/2.1.1.1382).

1. Б. А. Калинин, Н. Г. Ковшиков, А. Н. Славин, *ЖЭТФ* **67**, 303 (1988).
2. M. Chen, M. A. Tsankov, J. M. Nash et al., *Phys. Rev. B* **49**, 12773 (1994).
3. Yu. G. Rapoport, C. E. Zaspel, J. N. Mantha et al., *Phys. Rev. B* **65**, 024423 (2001).
4. R. Marcelli, S. A. Nikitov, Yu. A. Filimonov et al., *IEEE Trans. on Magn.* **42**, 1785 (2006).
5. Ю. К. Фетисов, С. Е. Паттон, В. Т. Сыногач, *Письма в ЖЭТФ* **83**, 579 (2006).

6. Б. А. Калинин, Н. Г. Ковшиков, А. Н. Славин, *Письма в ЖТФ* **10**, 936 (1984).
7. M. Wu, B. A. Kalinikos, and C. E. Patton, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 157207 (2004).
8. C. S. Tsai, D. Young, and S. A. Nikitov, *J. Appl. Phys.* **84**, 1670 (1998).
9. В. Е. Демидов, *Письма в ЖЭТФ* **68**, 828 (1998).
10. J. W. Boyle, S. A. Nikitov, A. D. Boardman et al., *J. Magn. Mater.* **173**, 241 (1997).
11. А. О. Короткевич, С. А. Никитов, *ЖЭТФ* **89**, 1114 (1999).
12. X. Беннер, Б. А. Калинин, Н. Г. Ковшиков, М. П. Костылев, *Письма в ЖЭТФ* **72**, 306 (2000).
13. В. Е. Демидов, Н. Г. Ковшиков, *Письма в ЖЭТФ* **66**, 243 (1997).
14. M. Wu, B. A. Kalinikos, and C. E. Patton, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 237202 (2005).
15. G. A. Melkov, Yu. V. Kobljanskyj, A. A. Serga et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4918 (2001).
16. M. Wu, B. A. Kalinikos, L. D. Carr et al., *Phys. Rev. Lett.* **96**, 187202 (2006).
17. C. G. Sykes, J. D. Adam, and J. H. Collins, *Appl. Phys. Lett.* **29**, 388 (1976).
18. S. R. Seshadri, *IEEE Trans. MTT* **27**, 199 (1979).
19. R. L. Carter, J. M. Owens, C. V. Smith, Jr., and K. W. Reed, *J. Appl. Phys.* **53**, 2655 (1982).
20. H. L. Glass, *Proc. of the IEEE* **76**, 151 (1988).

21. А. В. Вороненко, С. В. Герус, В. Д. Харитонов, Изв. ВУЗов: Физика **31**, № 11, 76 (1988).
22. Niu-Nui Chen, A. N. Slavin, and M. G. Cottam, IEEE Trans. Magn. **28**, 3306 (1992).
23. Niu-Niu Chen, A. N. Slavin, and M. G. Cottam, Phys. Rev. B **47**, 8667 (1993).
24. S. A. Nikitov, Ph. Tailhades, and C. S. Tsai, J. Magn. Magn. Mater. **236**, 320 (2001).
25. H. Puzzkarski and M. Krawczyk, Solid State Phenomena **94**, 125 (2003).
26. A. Saib, D. Vanhoenacker-Janvier, I. Huynen et al., Appl. Phys. Lett. **83**, 2378 (2003).
27. А. В. Будко, С. Л. Высоцкий, С. А. Никитов и др., Радиотехника и электроника **52**, 621 (2007).
28. Yu. S. Kivshar and G. P. Agrawal, *Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals*, Academic Press, Amsterdam, 2003.
29. Б. А. Калиникос, Изв. ВУЗов: Физика **31**, № 8, 42 (1981).
30. А. Ярив, П. Юх, *Оптические волны в кристаллах*, М.: Мир, 1987, с. 616.
31. В. Е. Демидов, Б. А. Калиникос, ЖТФ **71**, № 2, 89 (2001).
32. M. Remoissenet, *Waves Called Solitons: Concepts and experiments*, Springer-Verlag, Berlin, 1996.
33. M. M. Scott, M. P. Kostylev, B. A. Kalinikos et al., Phys. Rev. B **71**, 174440 (2005).