



## МЕХАНИЗМЫ ФОРМИРОВАНИЯ СОЛИТОНОВ ОГИБАЮЩЕЙ В ПЕРИОДИЧЕСКИХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СТРУКТУРАХ

*М.А. Морозова, Ю.П. Шараевский, С.Е. Шешукова*

В работе приведены результаты исследования особенностей формирования солитонов огибающей в одномерной периодической ферромагнитной структуре при возбуждении магнитостатических волн. На основе модели в виде связанных нелинейных уравнений Шредингера рассчитаны области параметров, при которых возможно формирование солитонов, подобных брэгговским, с различными свойствами. Рассмотрены механизмы формирования солитонов, локализованных на ограниченной длине структуры, при различных способах возбуждения.

*Ключевые слова:* Брэгговский солитон, магнитный кристалл, связанные нелинейные уравнения Шредингера, запрещенная зона, периодическая ферромагнитная структура, магнитостатические волны.

### Введение

В настоящее время широкий интерес представляют исследования, направленные на изучение наблюдаемых в различных средах локализованных волновых пакетов – солитонов огибающей, формирующихся при распространении импульсного возмущения в средах с нелинейностью и дисперсией [1]. Новый тип солитонов, получивших название брэгговских или щелевых солитонов, может формироваться в нелинейных средах, свойства которых периодически изменяются в зависимости от длины [2]. Примером такой среды в оптике являются фотонные кристаллы, в которых показатель преломления является периодической функцией пространственных координат (см., например, монографию [3] и библиографию к ней). Исследование брэгговских солитонов представляет интерес не только с фундаментальной точки зрения, но и имеет широкие потенциальные возможности для практического использования таких структур в телекоммуникационных системах, в частности, в оптических линиях связи [4].

В последнее годы, благодаря успехам в технологии выращивания пленочных магнитных материалов и новым подходам в получении периодических структур,

большой интерес вызывает получение кристаллов, подобных фотонным, на основе магнитных материалов – магнанных кристаллов [5–9], в которых распространяющимися волнами являются спиновые волны (магноны). Магнанные кристаллы имеют ряд существенных преимуществ по сравнению с фотонными кристаллами: возможно управление их свойствами внешним магнитным полем; можно создавать кристаллы с магнанный запрещенной зоной в диапазоне сверхвысоких частот; нелинейные эффекты в ферромагнитных пленках проявляются при сравнительно небольших уровнях мощности; при создании магнанных кристаллов возможно применение планарной технологии [7].

Магнанные кристаллы, по аналогии с фотонными кристаллами, должны демонстрировать более широкий спектр нелинейных явлений по сравнению с наблюдаемыми эффектами в однородных ферромагнитных пленках при возбуждении в них магнитоэлектрических спиновых волн (МСВ). Однако можно констатировать, что нелинейные процессы в таких периодических структурах, в том числе связанные с особенностями формирования солитонов огибающей, исследованы недостаточно. Можно указать лишь отдельные работы в этом направлении [10,11], в которых приведены экспериментальные результаты и результаты численного моделирования на основе одиночного нелинейного уравнения Шредингера (НУШ), коэффициенты дисперсии и нелинейности в котором рассчитывались исходя из предположения, что в ферромагнитной пленке распространяется одна магнитоэлектрическая волна, дисперсия которой зависит от параметров периодической структуры.

При исследовании волоконно-оптических решеток широко используется подход, основанный на методе связанных мод [3], когда предполагается, что нелинейные волновые процессы в таких структурах, в основном, обусловлены суперпозицией падающей и отраженной волн и для их описания используется система связанных НУШ. В этом случае использование одного НУШ представляет упрощенный подход к описанию нелинейной динамики волн в периодических структурах.

Целью настоящей работы являлось исследование особенностей формирования солитонов огибающей в одномерной периодической ферромагнитной структуре при возбуждении магнитоэлектрических волн на основе численного моделирования с использованием системы связанных нелинейных уравнений Шредингера для амплитуд огибающей прямой и встречной волн. При этом основное внимание уделено описанию условий формирования солитонов, подобных брэгговским или щелевым солитонам.

## 1. Исследуемая периодическая структура и используемая модель

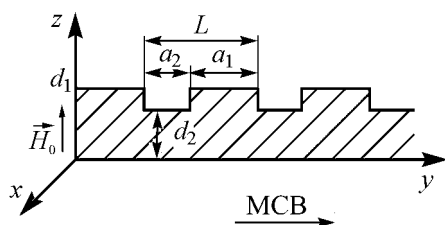


Рис. 1. Схема периодической ферромагнитной структуры с геометрическими размерами:  $L$  – период;  $d_1$  – толщина пленки;  $\Delta d = d_1 - d_2$  – глубина канавки;  $a_2 = L - a_1$  – ширина канавки

Рассматриваемая структура представляет собой ферромагнитную пленку, на верхней поверхности которой вдоль оси  $y$  создана периодическая неоднородность в виде канавок (рис. 1). Структура бесконечна в направлении осей  $x$  и  $y$ . Постоянное магнитное поле  $\vec{H}_0$  приложено перпендикулярно к поверхности пленки и значение  $\vec{H}_0$

выбиралось таким образом, чтобы в пленке в направлении оси  $y$  распространялась прямая объемная МСВ (ПОМСВ). Дисперсионное уравнение, описывающее характеристики ПОМСВ в однородной ферромагнитной пленке, нагруженной с двух сторон на полубесконечные диэлектрические слои, можно записать таким образом [12]:

$$\operatorname{tg}(\xi kd) = \frac{2\xi}{\xi^2 - 1}, \quad (1)$$

где  $\xi^2 = \frac{\omega^2 - \omega_H(\omega_H + \omega_M)}{\omega_H^2 - \omega^2}$ ,  
 $\omega$  – частота сигнала,  $\omega_H = \gamma H_0$ ,

$\omega_M = 4\pi\gamma M_0$  ( $M_0$  – намагниченность насыщения),  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $k$  – постоянная распространения ПОМСВ,  $d$  – толщина пленки.

Согласно [5,8,13], дисперсионная зависимость  $\omega(K)$  в одномерной системе, состоящей из чередующихся слоев двух сред с различными скоростями распространения волны, может быть записана в виде:

$$\cos(KL) = \cos(k_1(\omega)a_1) \cos(k_2(\omega)a_2) - \frac{k_1^2(\omega) + k_2^2(\omega)}{2k_1(\omega)k_2(\omega)} \sin(k_1(\omega)a_1) \sin(k_2(\omega)a_2), \quad (2)$$

где  $K$  – волновое число для волны, распространяющейся в структуре с периодом  $L = a_1 + a_2$ ,  $a_2$  – ширина канавки; функции  $k_1(\omega)$ ,  $k_2(\omega)$  представляют собой определенные соотношением (1) дисперсионные зависимости ПОМСВ в пленках толщиной  $d_1$  и  $d_2$ , соответственно.

Результаты решения уравнения (2) с учетом дисперсионного соотношения (1) при определенных геометрических размерах рассматриваемой одномерной периодической структуры приведены на рис. 2 (показано поведение действительной и мнимой частей  $\Omega(KL)$  в полосе пропускания ПОМСВ при изменении частоты  $\Omega = \omega/\omega_H$ ). Геометрические размеры структуры нормированы на период структуры  $L = 1$ . Как видно из рис. 2, периодичность структуры приводит к появлению на дисперсионных зависимостях при  $KL = \pi$  в определенных частотных областях запрещенных зон (полос непропускания). Из условия Брэгга [3] следует, что  $K_B = \pi/L = 2\pi/\lambda_B$ , где  $K_B$  и  $\lambda_B$  – брэгговские постоянная распространения и длина волны, соответственно. Условие Брэгга обеспечивает сложение в фазе слабых отраженных волн по всей длине решетки, что и приводит к эффективному отражению падающей волны.

Для построения нелинейной модели рассматриваемой периодической ферромагнитной структуры используем, аналогично оптическим системам [3,4], приближение связанных волн и представим распределение магнитостатического потенциала вблизи запрещенной зоны в виде суммы прямой и встречной волн

$$\psi(y, t) = \varphi_f(y, t) \exp(i(\omega t - K_B y)) + \varphi_b(y, t) \exp(i(\omega t + K_B y)), \quad (3)$$

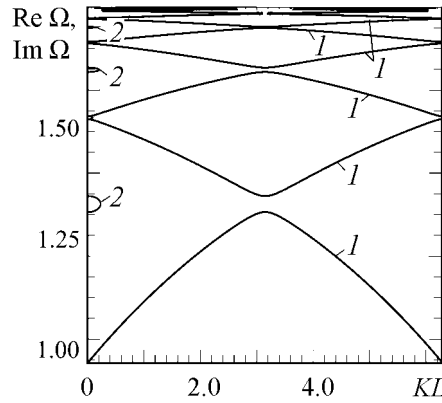


Рис. 2. Дисперсионная диаграмма периодической структуры при  $\Omega_M = 2$ ,  $a_1 = 0.5$ ,  $d_1 = 0.1$ ,  $d_2 = 0.08$ ;  $\operatorname{Re} \Omega$  – кривые 1,  $\operatorname{Im} \Omega$  – кривые 2

где  $\varphi_f(y, t)$ ,  $\varphi_b(y, t)$  – медленно меняющиеся комплексные амплитуды огибающих прямой (падающей) и встречной (отраженной) волн, соответственно.

С учетом (3) в приближении слабой нелинейности и без учета потерь в структуре нелинейные уравнения для огибающих прямой и встречной волн можно представить в виде:

$$\begin{cases} i \left( \frac{\partial \varphi_f}{\partial t} + V_g \frac{\partial \varphi_f}{\partial y} \right) - \beta \frac{\partial^2 \varphi_f}{\partial y^2} + \eta \varphi_f + \chi \varphi_b + \gamma \left( |\varphi_f|^2 + \sigma |\varphi_b|^2 \right) \varphi_f = 0, \\ i \left( \frac{\partial \varphi_b}{\partial t} - V_g \frac{\partial \varphi_b}{\partial y} \right) - \beta \frac{\partial^2 \varphi_b}{\partial y^2} + \eta \varphi_b + \chi \varphi_f + \gamma \left( |\varphi_b|^2 + \sigma |\varphi_f|^2 \right) \varphi_b = 0, \end{cases} \quad (4)$$

где  $V_g$  – групповая скорость;  $\beta$  – коэффициент дисперсии;  $\chi$  – коэффициент связи;  $\gamma$  – коэффициент нелинейности (характеризует фазовую автомодуляцию);  $\sigma$  – коэффициент кросс-фазовой модуляции;  $\eta = \omega_0 - \omega_B$  – отстройка ( $\omega_B = V_{ph} K_B$ ,  $\omega_0$  – центральная частота импульса,  $V_{ph}$  – фазовая скорость МСВ в однородной структуре).

Уравнения (4) аналогичны системе двух связанных НУШ, описывающих распространение падающей и отраженной волн в брэгговских оптических решетках [2–3]. Необходимо отметить, что без учета дисперсии ( $\beta = 0$ ) и, если обратить в нуль член фазовой кроссмодуляции ( $\sigma = 0$ ), то уравнения (4) совпадают с точно интегрируемой моделью Тирринга и дают солитонные решения [14]. Сохраняющие форму уединенные волны могут быть получены и при  $\sigma \neq 0$  с использованием модели Тирринга в виде [15]:

$$\varphi_{f,b}(y, t) = \varphi_{+,-} \operatorname{sch}(\zeta \mp i\psi/2) e^{i\theta}, \quad (5)$$

где  $\varphi_{\pm} = \pm \left( \frac{1 \pm v}{1 \mp v} \right)^{1/4} \sqrt{\frac{\chi(1-v^2)}{\gamma(3-v^2)}} \sin \psi,$

$$\zeta = \frac{y - V_g t}{\sqrt{1-v^2}} \chi \sin \psi,$$

$$\theta = \frac{v(y - V_g t)}{\sqrt{1-v^2}} \chi \cos \psi - \frac{4v}{3-v^2} \operatorname{arctg}[|\operatorname{ctg}(\psi/2)| \operatorname{cth}(\zeta)] \quad \text{с параметрами } -1 < v < 1 \text{ и } 0 < \psi < \pi.$$

Решение (5) – семейство брэгговских солитонов, которые представляют собой определенные комбинации двух волн, движущихся вместе как вперед, так и назад. В случае  $\varphi_f(y, t) = \varphi_b(y, t)$  солитон не движется – стационарный щелевой солитон. В отсутствие связи между волнами (при  $\chi = 0$ ) солитоны в такой модели существовать не могут.

В случае возбуждения магнитоэлектронных волн с несущей частотой вблизи запрещенной зоны наряду с дисперсией, вызванной наличием периодической структуры, определенную роль играет также дисперсия среды ( $\beta \neq 0$ ). Причем как коэффициент связи  $\chi$ , так и групповая скорость  $V_g$ , коэффициенты дисперсии  $\beta$  и нелинейности  $\gamma$  будут зависеть существенным образом от типа МСВ, возбуждаемой в ферромагнитной пленке (от направления внешнего магнитного поля  $\vec{H}_0$ ) [12].

При возбуждении прямой объемной МСВ в периодической структуре коэффициент  $\beta = \partial^2\omega/\partial k^2$  и групповая скорость волн  $V_g = \partial\omega/\partial k$  рассчитываются из (1) в предположении, что эффективная толщина пленки  $d = d_0 = (a_1d_1 + a_2d_2)/L$ . Коэффициент нелинейности для ПОМСВ, как показано в [12], при  $kd \ll 1$  можно записать в виде  $\gamma = -1/4 (1 + \omega_H^2/\omega^2) \omega_M (kd/2)^2$ .

Для вычисления коэффициента связи  $\chi$  будем считать, что толщина пленки в направлении распространения волны в периодической структуре описывается выражением

$$d = d_2 + \delta(y), \quad (6)$$

$$\text{где } \delta(y) = \delta(y+L) = \begin{cases} \Delta d = d_1 - d_2, & 0 \leq y \leq a_1; \\ 0, & a_1 \leq y \leq L. \end{cases}$$

Раскладывая  $\delta(y)$  в ряд Фурье и ограничиваясь членами разложения с номерами  $n = 0, \pm 1$ , соотношение (6) можно представить в виде:

$$d = d_0 \left[ 1 + \delta d \cos\left(\frac{2\pi}{L}y\right) \right], \quad (7)$$

где  $\delta d = [2\Delta d/(\pi d_0)] \sin(\pi a_1/L)$ .

С учетом (7), следуя [3], можно записать коэффициент связи для одномерной периодической решетки 1-го порядка при  $kd_0 \ll 1$

$$\chi = \frac{\pi V_g}{\lambda} \delta d, \quad (8)$$

где  $\lambda$  – длина волны ПОМСВ на частоте  $\omega$ .

## 2. Результаты численного моделирования

Ниже приведены результаты численного решения системы связанных НУШ (4) SSFM-методом [4] при импульсном возбуждении ПОМСВ, относящиеся к формированию в такой системе солитонов, подобных брэгговским. Результаты расчетов даны для разных значений коэффициентов связи  $\chi$  и групповой скорости  $V_g$ . Остальные коэффициенты в (4) были рассчитаны с учетом соотношений (1), (7):  $\beta = -2 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ ,  $\gamma = 3 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ ,  $\delta = 1 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ ,  $\sigma = 2$ .

На первом этапе анализировался случай, когда в качестве начальных условий задавался импульс только на прямой волне, а именно  $\varphi_f(y, 0) = \varphi_0 \exp(-y^2/y_{\text{имп}}^2)$ ,  $\varphi_b(y, 0) = 0$ , где  $y_{\text{имп}}$  – ширина импульса,  $\varphi_0$  – безразмерная амплитуда импульса в начальный момент времени, которая выбиралась выше порога солитонобразования [3].

Рассмотрим особенности волновой эволюции при фиксированном значении  $V_g$  в зависимости от параметра  $\chi$ , характеризующего геометрические параметры периодической структуры, и, соответственно, связь между прямой и встречной волнами. Предельный случай  $\chi = 0$  соответствует однородной пленке ( $d_1 = d_2$ ), при этом

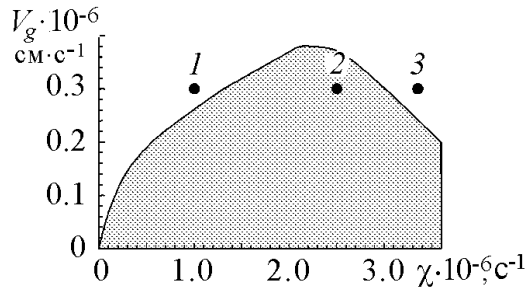


Рис. 3. Область параметров  $(\chi, V_g)$ , соответствующая образованию солитонов ( $\varphi_{0f} = 0.04, \varphi_{0b} = 0$ )

соответствующие формированию солитонов различного типа. Белым цветом отмечена область параметров, в которой солитоны движутся с некоторой скоростью  $V_s$  в одну сторону, причем  $V_s < V_g$ . Серым цветом показана область параметров, соответствующих формированию солитонов, которые с течением времени остаются локализованными на ограниченной длине структуры.

На рис. 4 показана волновая динамика для параметров, соответствующих точке 1, расположенной в белой области рис. 3. При малых значениях  $\chi$  имеет место неполная перекачка мощности между прямой волной  $P_f = \int_0^l |\varphi_f|^2 dy$  и встречной волной  $P_b = \int_0^l |\varphi_b|^2 dy$ , где  $l$  – длина структуры (рис. 4, а). Прямая волна преобладает, и импульсы на прямой волне (серые кривые на рис. 4, б) и импульсы на встречной волне (черные кривые на рис. 4, б) движутся в положительном направлении оси  $y$  с общей скоростью  $V_s < V_g$ , образуя единую структуру, подобную брэгговскому солитону.

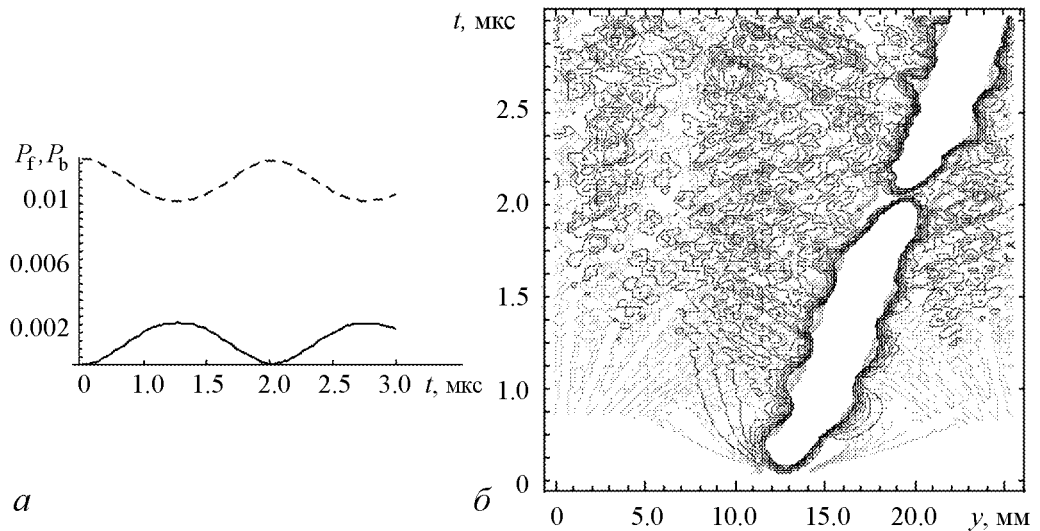


Рис. 4. Изменение мощности прямой (пунктирная кривая) и встречной (сплошная) волн с течением времени (а); линии равного уровня амплитуд огибающей для  $\varphi_f$  (показано серым цветом) и  $\varphi_b$  (показано черным) (б) при  $\chi = 1 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}, V_g = 0.3 \cdot 10^6 \text{ см} \cdot \text{c}^{-1}$  ( $\varphi_{0f} = 0.04, \varphi_{0b} = 0$ )

На рис. 5 показана динамика формирования солитонов для параметров, соответствующих точке 2 рис. 3. При значениях  $\chi$ , соответствующих точке 2, возникает полная перекачка мощности между волнами с периодом  $T$  (рис. 5, *a*). На прямой волне сначала формируется импульс, движущийся в положительном направлении оси  $y$  (рис. 5, *в* и серые кривые на рис. 5, *б*). При этом мощность сразу перекачивается в импульс на встречной волне (рис. 5, *г* и черные кривые на рис. 5, *б*), движущийся в ту же сторону. Через промежуток времени  $T/2$  мощности импульсов на прямой и встречной волнах становятся равными и импульсы останавливаются. Таким образом, с течением времени импульсы периодически меняют направление, двигаясь в сторону той волны, мощность которой больше. На рис. 5, *б*, *г* можно видеть при этом «петляние» импульсов, которые тем не менее остаются локализованными на некоторой длине структуры. В этом случае комбинация импульсов на прямой и встречной волнах образует единую структуру, которая движется с общей скоростью, подобно брэгговскому солитону [3].

С увеличением  $\chi$  период  $T$  уменьшается, что приводит к сжатию области по  $y$ , в которой локализован солитон. В результате «зигзаги» сглаживаются и солитон может «стоять» на месте ( $V_s = 0$ ).

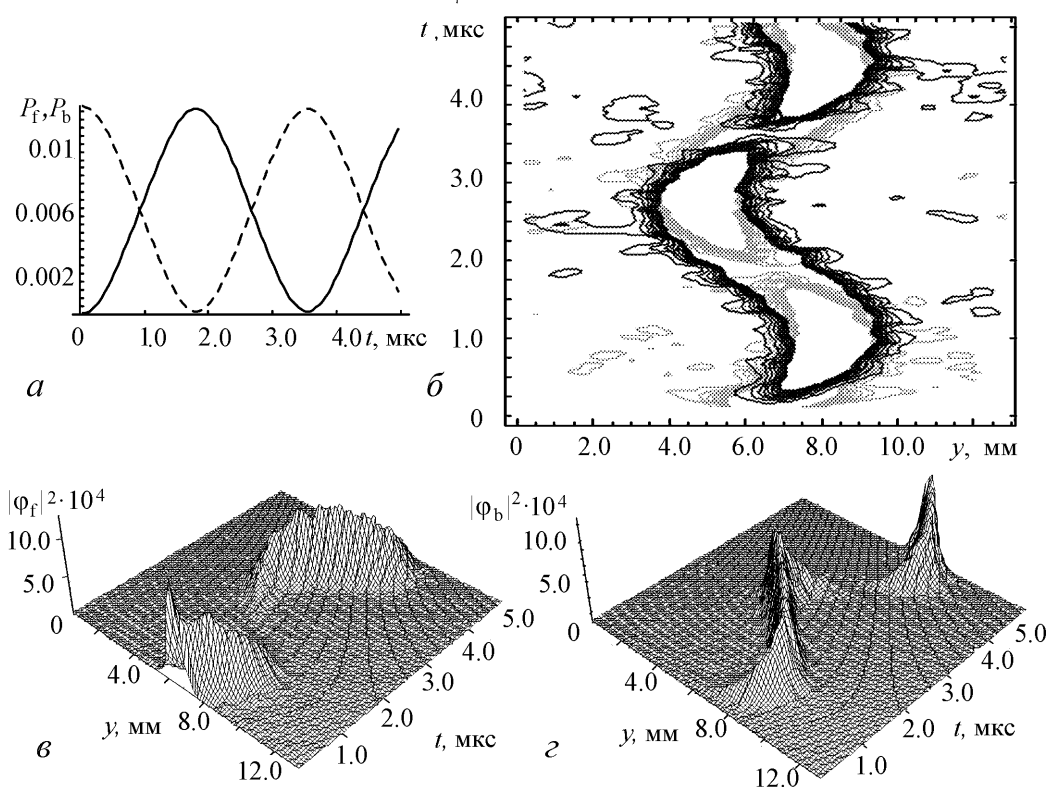


Рис. 5. Изменение мощности прямой (пунктирная кривая) и встречной (сплошная) волн с течением времени (*a*); линии равного уровня амплитуд огибающей для  $\varphi_f$  (показано серым цветом) и  $\varphi_b$  (показано черным) (*б*); пространственно-временная эволюция огибающих  $\varphi_f$  (*в*) и  $\varphi_b$  (*г*) при  $\chi = 2.5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ ,  $V_g = 0.3 \cdot 10^6 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$  ( $\varphi_{0f} = 0.04$ ,  $\varphi_{0b} = 0$ )

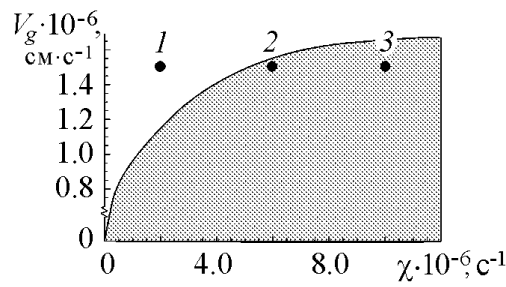


Рис. 6. Область параметров  $(\chi, V_g)$ , соответствующая образованию солитонов ( $\varphi_{of} = \varphi_{ob} = 0.04$ )

При параметрах, лежащих справа от серой области (точка 3 на рис. 3), импульсы также не локализованы в пространстве и сносятся с некоторой скоростью. Это связано с тем, что при больших  $\chi$  период  $T$  становится настолько малым, что сравнивается с периодом солитона  $T_s \approx 1/\varphi_o$  (периодом солитона называется время между двумя последовательными пульсациями солитона, являющегося решением одиночного

НУШ [4]). Два эффекта накладываются друг на друга, что приводит к нарушению периодичности перекачки мощности и, как следствие, к сносу солитонов.

Далее остановимся на результатах, которые относятся к случаю, когда на входе системы амплитуды обеих волн отличны от нуля, то есть  $\varphi_f(0, y) = \varphi_b(0, y) = \varphi_0 \exp(-y^2/y_{имп}^2)$ . При таком способе возбуждения также существует область параметров  $(\chi, V_g)$ , при которых имеет место формирование импульсов, локализованных в пространстве (см. область серого цвета на рис. 6). В отличие от рассмотренного выше случая, эта область соответствует конечным значениям  $V_g$  при  $\chi = 0$  и захватывает большой диапазон значений  $V_g$  при  $\chi \neq 0$ . Существование локализованных солитонов в отсутствие линейной связи между волнами ( $\chi = 0$ ) объясняется так называемым эффектом захвата только за счет нелинейной связи между волнами [3]. В этом случае импульсы, двигающиеся в разные стороны, при больших амплитудах и сравнительно небольших значениях  $V_g$  могут захватить друг друга и далее двигаться с  $V_s = 0$ .

Механизм формирования солитонов, подобных брэгговским, при одновременном возбуждении прямой и встречной волн на входе структуры также несколько отличается от рассмотренного выше случая. Рассмотрим особенности волновой эволюции при фиксированном значении  $V_g$  в зависимости от параметра  $\chi$ . На рис. 7 а, б показана волновая динамика для параметров, соответствующих точке 1, расположенной в белой области рис. 6. В этом случае при малых значениях  $\chi$  энергообмен между волнами незначителен и импульсы на прямой и встречной волне двигаются в разные стороны. С увеличением значения  $\chi$  (точка 2 на рис. 6) импульс, возбужденный на прямой волне, сначала движется в положительном направлении оси  $y$  (рис. 7, в – правая полуплоскость) и с течением времени перекачивается в импульс на встречной волне, движущейся в ту же сторону (рис. 7, г – правая полуплоскость). Через промежуток времени  $T/2$  (как только мощности импульсов на прямой и встречной волнах сравниваются), импульсы останавливаются, после чего продолжают движение в отрицательном направлении оси  $y$ , так как мощность в импульсе на обратной волне становится больше. В свою очередь, импульс, в начальный момент времени возбужденный на встречной волне, начинает движение в отрицательном направлении оси  $y$  и с течением времени перекачивается в импульс на прямой волне, после чего оба импульса останавливаются и продолжают движение в положительном направлении оси  $y$  (см. результаты на рис. 7, в, г – левая полуплоскость). Наблюдается



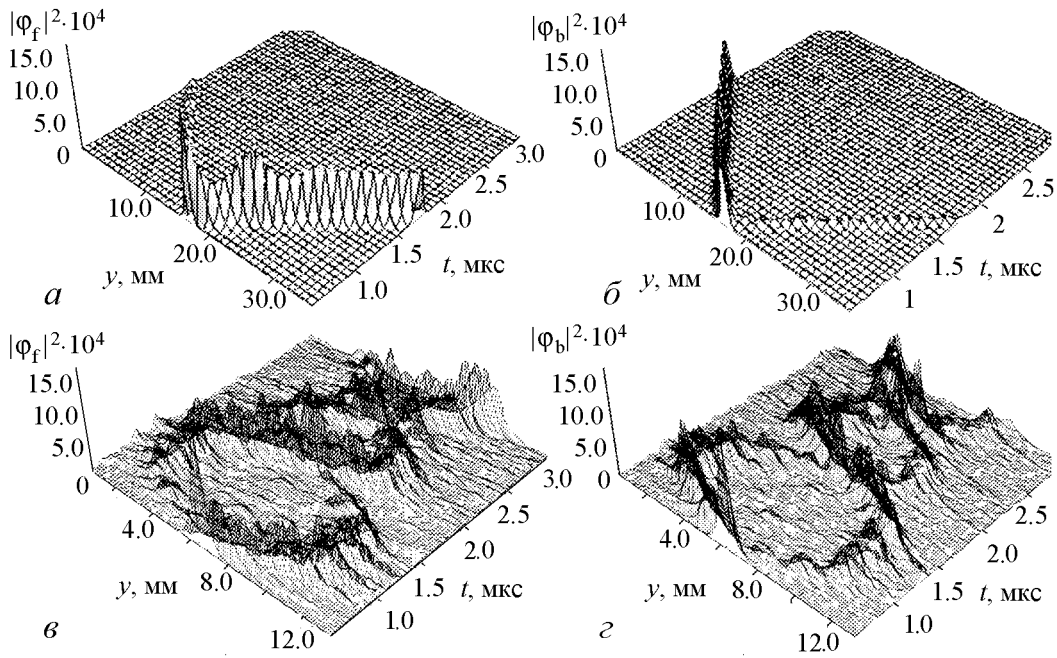


Рис. 7. Пространственно-временная эволюция огибающих при  $\chi = 2 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$  (а) и (б); при  $\chi = 6 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$  (в) и (г) ( $V_g = 1.5 \cdot 10^6 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $\varphi_{0f} = \varphi_{0b} = 0.04$ )

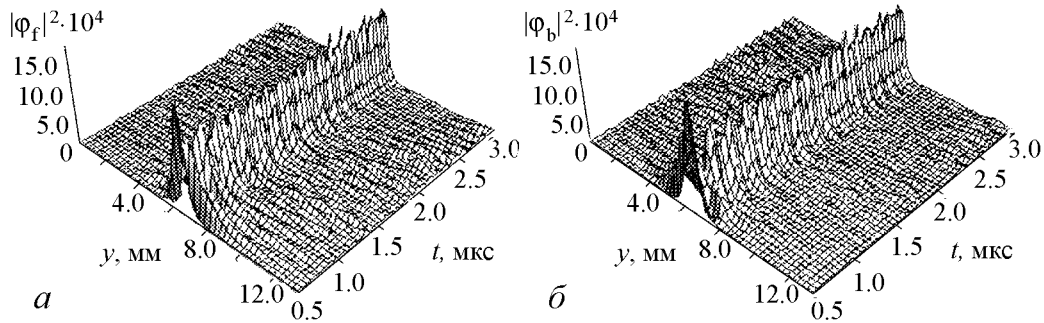


Рис. 8. Пространственно-временная эволюция огибающих  $\varphi_f$  (а) и  $\varphi_b$  (б) при  $\chi = 10 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$ ,  $V_g = 1.5 \cdot 10^6 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$  ( $\varphi_{0f} = \varphi_{0b} = 0.04$ )

симметричная динамика поведения импульсов на прямой и встречной волнах, при этом импульсы остаются локализованными в пространстве, и их комбинация ведет себя подобно брэгговскому солитону.

На рис. 8 показана динамика формирования импульсов для параметров, соответствующих точке 3 рис. 6. С увеличением значения  $\chi$  период  $T$  уменьшается, импульсы чаще меняют направление движения, и область по  $y$ , в которой локализованы импульсы, сжимается. В результате формируется один солитон на прямой волне и один солитон на встречной волне, которые «стоят» на месте ( $V_s = 0$ ).

Кратко остановимся на особенностях волновой эволюции импульсов на прямой и встречной волнах в зависимости от  $V_g$  при фиксированном  $\chi$ . При увеличении

$V_g$  перекачка мощности становится менее эффективна (уменьшается период  $T$  и перекачка становится неполной), что приводит к сносу импульсов при увеличении  $V_g$ . Увеличение  $V_g$  в этом смысле влияет на волновую эволюцию аналогично уменьшению  $\chi$ . Значение  $V_g$ , соответствующее границе области локализованных солитонов, растет с увеличением  $\chi$  (см. рис. 6 – при одновременном возбуждении прямой и встречной волн) и имеет максимум при некотором  $\chi$  (см. рис. 3 – при возбуждении только прямой волны).

## Выводы

Таким образом, в работе с использованием модели в виде связанных нелинейных уравнений Шредингера для амплитуд огибающей прямой и встречной волн рассчитаны области параметров периодической ферромагнитной структуры, при которых возможно формирование солитонов, подобных брэгговским, с различными свойствами. В частности, основным механизмом формирования солитонов, подобных брэгговским, и локализованных на ограниченной длине структуры, является взаимный захват импульсов на прямой и встречной волнах, которые движутся с общей скоростью (скорость, в свою очередь, определяется относительной мощностью двух волн), и наличие перекачки мощности между прямой и встречной волнами, которая определяется величиной коэффициента связи между волнами. Выявлены особенности волновой эволюции в зависимости от параметра связи и от величины групповой скорости и рассчитаны области параметров, соответствующие формированию импульсов, подобных брэгговским солитонам, и локализованных на ограниченной длине структуры, при различных способах возбуждения периодической структуры.

*Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы (проект № 2010-1.2.2-123-019-002) и АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы» (проект РНП № 2.1.1/2695).*

## Библиографический список

1. Ахмедиев Н.Н., Анкевич А. Солитоны. Нелинейные импульсы и пучки / Пер. с англ. под ред. Островского Н.В. М.: Физматлит, 2003.
2. Маломед Б.А. Контроль солитонов в периодических средах / Пер. с англ. под ред. А.И. Маймистова. М.: Физматлит, 2009.
3. Кившарь Ю.С., Агравал Г.П. Оптические солитоны. От волоконных световодов до фотонных кристаллов / Пер. с англ. под ред. Н.Н. Розанова. М.: Физматлит, 2005.
4. Agrawal G.P. Lightwave Technology. Telecommunication. New Jersey: John Wiley and Sons. Inc, 2005. С. 315.
5. Гуляев Ю.В., Никитов С.А. Магнонные кристаллы и спиновые волны в периодических структурах// ДАН. 2001. Т. 380. С. 469.

6. *Lyubchanskii I.L., Dadoenkova N.N., Lyubchanskii M.I., Shapovalov E.A. and Rasing Th.* Magnetic photonic crystals// J. Phys.D: Appl.Phys. 2003. Vol. 26. P. 277.
7. *Гуляев Ю.В., Никитов С.А., Животовский Л.В. и др.* Ферромагнитные пленки с периодическими структурами с магнотной запрещенной зоной – магнотные кристаллы// Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77, № 10. С. 670.
8. *Григорьева Н.Ю., Устинов А.Б., Калиникоз Б.А.* Наблюдение солитонов огибающей спиновых волн в периодических магнитных пленочных структурах // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 88, № 1. С. 34.
9. *Vasseur J.O., Dobrzynski L., Dijafari-Rouhani B., Puzkarski H.* Magnon band structure of periodic composites // Phys. Rev. B. 1996. Vol. 54. P. 1043.
10. *Niu-Niu Chen, Slavin A.N. and Cottam M.G.* Gap solitons in periodic structures: Modulated magnetic thin films// Phys. Rev. 1993. Vol. 47. P. 8667.
11. *Дроздовский А.В., Черкасский М.А., Устинов А.Б., Ковшиков Н.Г., Калиникоз Б.А.* Образование солитонов огибающей при распространении спин-волновых пакетов в тонкопленочных магнотных кристаллах // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91, № 1. С. 17.
12. *Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П.* Магнитостатические волны в электронике СВЧ. Саратов: Изд-во СГУ, 1993.
13. *Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П.* Теория волн. М.: Наука, 1979.
14. *Thirring W.E.* A soluble relativistic field theory // Ann. Phys. (NY). 1958. Vol. 3. P. 91.
15. *Aceves A.B., Wabnitz S.* Self-induced transparency solitons in nonlinear refractive periodic media // Phys. Lett. A. 1989. Vol. 141. P. 37.

*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского*

*Поступила в редакцию  
После доработки*

*25.06.2010  
1.07.2010*

## **MECHANISMS OF FORMATION OF ENVELOPE SOLITONS IN PERIODIC FERROMAGNETIC STRUCTURES**

*M.A. Morozova, Yu.P. Sharaevsky, S.E. Sheshukova*

Features of envelope solitons formation in one-dimensional periodic ferromagnetic structure were considered. The model based on the coupled nonlinear Schrodinger equations was used for investigation. The parameter region was calculated in which solitons similar Bragg solitons with different features can arise. Mechanisms of the formation of the solitons localized on the limited length of the structure with different excitation technique were considered.

*Keywords:* Bragg soliton, magnon crystal, coupled nonlinear Schrodinger equations, bandgap, periodic ferromagnetic structure, magnetostatic wave.



*Морозова (Малюгина) Мария Александровна* – родилась в Саратове (1977). Окончила Высший колледж прикладных наук Саратовского государственного университета им. Н.Г. Чернышевского (1999), защитила диссертацию на соискание учёной степени кандидата физ.-мат. наук по теме «Нелинейные магнитостатические волны в связанных ферромагнитных структурах» (2004). В настоящее время занимает должность доцента на кафедре нелинейной физики факультета нелинейных процессов СГУ, имеет ученое звание доцента по этой кафедре. Область научных интересов – волновые явления в тонких ферромагнитных пленках, физика магнитных явлений, нелинейные процессы в ферромагнетиках. Имеет ряд публикаций по данной тематике.

410012 Саратов, ул. Астраханская, 83  
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского  
E-mail: maluginama@sgu.ru



*Шараевский Юрий Павлович* – родился в 1942 году в Николаевске на Амуре Хабаровского края. Доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой нелинейной физики Саратовского государственного университета. Работал в области электроники и радиофизики сверхвысоких частот, в настоящее время область научных интересов – нелинейная динамика волновых процессов в тонких магнитных пленках и в композитных структурах на их основе. Автор более 130 научных и научно-методических работ, двух коллективных монографий.

410012 Саратов, ул. Астраханская, 83  
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского  
E-mail: sharaevskyYP@info.sgu.ru



*Шешукова Светлана Евгеньевна* – родилась в Саратове (1987), окончила Саратовский государственный университет (2009), продолжает обучение в аспирантуре и работает ассистентом на кафедре нелинейной физики факультета нелинейных процессов СГУ. Принимает активное участие во всероссийских и международных конференциях, таких как «Нелинейные дни в Саратове для молодых», «Нелинейные волны», «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии», «Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика», «Хаос».

410012 Саратов, ул. Астраханская, 83  
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского  
E-mail: SheshukovaSE@ya.ru