

05,06

Исследование эффектов самовоздействия магнитостатических волн в ферромагнитной структуре на основе системы уравнений Шредингера с когерентной или некогерентной связью

© М.А. Морозова, Ю.П. Шараевский, С.Е. Шешукова, М.К. Жаманова

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
Саратов, Россия

E-mail: sharaevskyy@info.sgu.ru

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 19 декабря 2011 г.)

Приведены результаты исследования влияния связи на нелинейную динамику импульсов магнитостатических волн в слоистых ферромагнитных структурах, состоящих из двух ферромагнитных пленок, на основе численного решения систем когерентных и некогерентных нелинейных уравнений Шредингера. Обсуждаются условия возникновения и возможности управления такими эффектами, как нелинейные биения, неустойчивость быстрого солитона, эффекты захвата и сопровождения. Проанализированы основные особенности этих эффектов и рассмотрена возможность использования связанных структур для управления формированием нелинейных импульсов магнитостатических волн.

Работа выполнена при поддержке ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ (проект № 2010-1.2.2-123-019-002), гранта правительства России для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских образовательных учреждениях высшего профессионального образования (грант № 11.G34.31.0030).

1. Введение

В последнее время большой интерес вызывают исследования нелинейных эффектов в различных средах с керровской нелинейностью, распространение волн в которых описывается с помощью системы нелинейных уравнений Шредингера (СНУШ). Подобные исследования играют важную роль в задачах нелинейной оптики для описания волн в планарных оптических волноводах, гидродинамике, физике плазмы, в вакуумной и твердотельной электронике [1–7]. Такие задачи возникают в случае, когда в среде имеет место распространение сигнала, содержащего несколько спектральных компонент [1], в многомодовых волноводах [7] или в случае необходимости учета взаимодействия прямой и отраженной волн [3]. В частности, в задачах нелинейной оптики широко используется модель в виде СНУШ с когерентной и некогерентной связью [1–4]. Некогерентно связанные нелинейные уравнения Шредингера (НУШ) нечувствительны к фазе и применяются для описания распространения волн с разными частотами, но с одинаковыми поляризациями, либо волн с ортогональными поляризациями в средах с сильным двулучепреломлением. В рамках модели на основе некогерентных СНУШ хорошо описываются такие эффекты, как формирование симбиозных солитонных пар, эффекты захвата групповых скоростей и эффекты сопровождения [3]. В случае когерентно связанных СНУШ, использующихся для описания распространения волн с ортогональными поляризациями в двулучепреломляющих волноводах со слабым двулучепреломлением, связь зависит от относительных фаз взаимодействующих волн и приводит к

эффективному энергообмену между компонентами [1]. Решения на основе когерентно связанных НУШ приводят к другим эффектам, отличным от случая некогерентной связи. В частности, это изменение поляризации слабого сигнала при прохождении через нелинейный диэлектрик, поляризационная неустойчивость, изменение формы импульса за счет зависимости коэффициента пропускания от мощности, обмен энергией между связанными солитонами, нелинейное ответвление, переключение и деление импульсов, оптическое стробирование и др. [1,2]. Многие из перечисленных эффектов широко используются в современных устройствах нелинейной волоконной оптики [2,5].

Особый интерес такие исследования представляют для описания нелинейных явлений при распространении магнитостатических волн (МСВ) в ферромагнитных пленках. Эти волны обладают рядом преимуществ перед другими типами волн в кристаллических структурах (см., например, [8,9]). В частности, МСВ характеризуются большим замедлением, существует возможность управления дисперсионными характеристиками этих волн с помощью магнитного поля и внешних нагрузок, а нелинейные эффекты взаимодействия, обусловленные модуляционной неустойчивостью волн, здесь проявляются при сравнительно небольших уровнях мощности [10]. Новые возможности управления эффектами самовоздействия на МСВ возникают при использовании в качестве волноведущих систем многослойных ферромагнитных структур, например структур, состоящих из двух и более ферромагнитных пленок, разделенных диэлектрическими слоями [11–18]. В таких структурах по сравнению со структурами, содержащими только одну ферромаг-

нитную пленку, за счет связи между слоями появляются новые типы спин-волновых возбуждений и существенно меняются динамические свойства нелинейной системы.

Для исследования влияния связи на нелинейную динамику слоистых ферромагнитных структур интересно рассмотреть простую модель, состоящую из двух ферромагнитных пленок, разделенных диэлектрическим слоем (см., например, [13–18]). Наличие связи между ферромагнитными пленками приводит к возбуждению в такой структуре двух нормальных МСВ (быстрой и медленной), распространяющихся с разными групповыми и фазовыми скоростями. В этом случае поведение амплитуд огибающей волны в каждой пленке описывается СНУШ для нормальных волн. Однако необходимо отметить, что, несмотря на универсальность модели в виде СНУШ применительно к волнам различной физической природы, при использовании ее для исследования нелинейных явлений в слоистых ферромагнитных структурах принципиальным является учет особенностей распространения МСВ. Это приводит к ряду существенных отличий СНУШ применительно к МСВ в двухслойной ферромагнитной структуре от эталонных моделей, используемых, например, в нелинейной оптике [2,3]. Прежде всего подчеркнем, что значения коэффициентов в СНУШ определяются типом возбуждаемой МСВ — поверхностная волна (ПМСВ), прямая объемная (ПОМСВ) или обратная объемная (ООМСВ) волна [9,10] — и сильно зависят от величины связи между ферромагнитными пленками. Связь может приводить даже к изменению характера модуляционной неустойчивости для нормальных мод МСВ [14]. Кроме того, существенное отличие заключается в том, что система уравнений, как правило, записывается для нормальных волн, обладающих разными фазовой и групповой скоростями, значения которых определяются также величиной связи.

К настоящему времени на основе системы связанных НУШ применительно к двухслойной ферромагнитной структуре рассмотрено влияние связи на частоту автомодуляции, пороги перехода к хаосу [13], характер модуляционной неустойчивости [14], формирование импульсов и биения в системе [16–18], а также на такие эффекты самовоздействия, как образование солитонов огибающей [13] и перераспределение энергии импульсов МСВ между пленками [12] и др. С использованием двумерных связанных НУШ показана возможность управления формированием 2D-нелинейных волновых пучков и пакетов МСВ [15]. Отметим, что система связанных НУШ также использовалась в [19,20] для описания индуцированной модуляционной неустойчивости МСВ в одиночной ферромагнитной пленке при одновременном возбуждении двух сигналов на разных частотах.

Однако полученные результаты не охватывают всего круга нелинейных явлений, которые могут наблюдаться при распространении МСВ в двухслойных ферромагнитных структурах. Поэтому представляет интерес более

детальное изучение особенностей эффектов самовоздействия магнитостатических волн на основе СНУШ.

В настоящей работе на основе численного решения полученной СНУШ для структуры, состоящей из двух ферромагнитных пленок, проводится анализ эффектов самовоздействия МСВ за счет наличия когерентной или некогерентной связи между нормальными волнами в структуре. Отмечаются особенности исследованных эффектов по сравнению с их аналогами в оптических системах.

2. Модель задачи и основные уравнения

Рассматриваемая модель представляет собой два тонких одинаковых ферромагнитных слоя 1 и 2 толщиной D с намагниченностью насыщения M_0 , разделенных диэлектрическим промежутком толщины d . Структура бесконечна в направлении осей x и y , постоянное магнитное поле \mathbf{H}_0 приложено по нормали к поверхности слоев. В этом случае в пленках будут распространяться ПОМСВ (рис. 1).

В пренебрежении магнитоупругим взаимодействием возможны два основных механизма связи пленочных ферромагнитных волноводов: через дипольные поля [9,13] и через обменное взаимодействие на границах пленочных волноводов [21]. При рассмотрении данной задачи будем предполагать, что взаимное влияние МСВ в каждой из пленок осуществляется через высокочастотные магнитные поля (связь носит чисто электродинамический характер) [13]. Такой механизм связи имеет место, если толщина диэлектрика d больше длины волны обменных волн λ , причем $\lambda \sim a$ (где a — постоянная решетки, которая для пленок железо-иттриевого граната $\sim 3 \cdot 10^{-8}$ см), а также в том случае, если на границе пленок между параметром межслойного обмена A_{12} и энергией поверхностной анизотропии Ω выполняется соотношение $A_{12} \ll \Omega$ [21]. Электродинамический характер связи позволяет в уравнениях движения для вектора намагниченности (уравнениях Ландау–Лифшица) и в

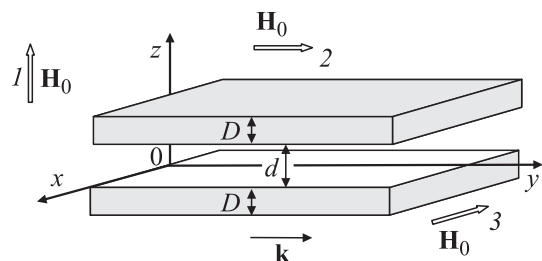


Рис. 1. Исследуемая связанная ферромагнитная структура во внешнем магнитном поле \mathbf{H}_0 . В зависимости от направления поля \mathbf{H}_0 вдоль оси Oy распространяются следующие типы волн: прямые объемные МСВ при $\mathbf{H}_0 \parallel Oz$ (1), обратные объемные МСВ при $\mathbf{H}_0 \parallel Oy$ (2), поверхностные МСВ при $\mathbf{H}_0 \parallel Ox$ (3).

уравнениях магнитостатики, записанных для каждого слоя 1 и 2 , эффективные магнитные поля $\mathbf{H}_{1,2}$ в каждом слое представить следующим образом [13]:

$$\mathbf{H}_{1,2} = \mathbf{H}_{1,2}^0 + \mathbf{h}_{1,2} + K\mathbf{h}_{2,1}, \quad (1)$$

где $\mathbf{h}_{1,2}$ — переменные высокочастотные магнитные поля, $\mathbf{H}_{1,2}^0$ — постоянные компоненты, K — коэффициент связи между слоями. Значение K можно рассчитать на основе линейной теории (см., например, [9]), тогда $K = \exp(-2kd)$, где k — постоянная распространения волны в системе, и если $d \in [\infty, 0]$, то $K \in [0, 1]$.

В этом случае анализируемую структуру можно рассматривать как две связанные линии передачи. Как указывалось выше, важной особенностью такой структуры является возбуждение на одной частоте ω двух нормальных волн — быстрой и медленной волн с различными волновыми числами $k_{f,s}$. Дисперсионные характеристики этих волн в случае возбуждения в структуре ПОМСВ описываются следующим соотношением [9]:

$$\frac{2\xi + (1 + \mu) \operatorname{tg}(\xi k_{f,s} D)}{(1 - \mu) \operatorname{tg}(\xi k_{f,s} D)} = \pm K, \quad (2)$$

где $\mu = \frac{\omega_H(\omega_H + \omega_M) - \omega^2}{\omega_H^2 - \omega^2}$ — диагональная компонента тензора магнитной проницаемости, $\xi = \sqrt{-\mu}$, ω — частота сигнала, $\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, γ — гиромагнитное отношение, M_0 — намагниченность насыщения. Знаки „ \pm “ в (2) относятся к быстрой и медленной волнам соответственно.

С учетом (1) нелинейность, обусловленную изменением продольной компоненты магнитного момента $M_{z_{1,2}}$ для каждого слоя, можно задать в виде [9,13]

$$M_{z_{1,2}} \approx M_0(1 - |m_{1,2}|^2), \quad (3)$$

где $m_{1,2}$ — переменные намагниченности в каждой из пленок, значения которых определяются высокочастотными магнитными полями как одной, так и другой пленки.

Используя „метод возмущений“, развитый, например, в работах [9,22] применительно к нелинейным МСВ в одной пленке, на основе уравнения движения вектора намагниченности в пленках 1 и 2 , уравнений магнитостатики и граничных условий для высокочастотных магнитных полей, а также с учетом соотношений (1) и (3) в нулевом порядке малости можно получить дисперсионное соотношение для связанных ПОМСВ, которое в длинноволновом приближении ($kD \ll 1$) совпадает с (2). Учитывая члены первого порядка малости, приходим к системе линейных волновых уравнений для амплитуд огибающих волн, описывающей линейную перекачку сигнала между связанными линиями [9]. Длина, на которой происходит линейная перекачка сигнала из одной линии в другую, определяется как $L = 2\pi/|k_f - k_s|$. Учитывая члены, соответствующие второму порядку малости, получаем в длинноволновом приближении систему связанных нелинейных волновых

уравнений для комплексных огибающих амплитуд волн в пленках 1 и 2 $\varphi_{1,2}$ [13]. Комплексные амплитуды волн $\varphi_{1,2}$ связаны с комплексными амплитудами быстрой и медленной волн $\varphi_{f,s}$ соотношениями [13]

$$\varphi_{f,s}(y, t) = N(\varphi_{2,1}(y, t) \pm R_{1,2}\varphi_{1,2}(y, t)), \quad (4)$$

где N и $R_{1,2}$ — коэффициенты, значения которых определяются относительными параметрами пленок. С учетом (4) в предположении, что пленки одинаковые ($N = R_{1,2} = 1$), и при отсутствии потерь полученная для φ_1 и φ_2 система связанных нелинейно уравнений может быть записана для комплексных амплитуд огибающей быстрой и медленной волн $\varphi_{f,s}$ в виде¹

$$\begin{aligned} j\left(\frac{\partial}{\partial y} + \beta_{11}\frac{\partial}{\partial t}\right)\varphi_f + \beta_{12}\frac{\partial^2\varphi_f}{\partial t^2} \\ + \gamma_{11}(|\varphi_f|^2 + \sigma_1|\varphi_s|^2)\varphi_f + \gamma_{12}\varphi_s^2\varphi_f^* = 0, \\ j\left(\frac{\partial}{\partial y} + \beta_{21}\frac{\partial}{\partial t}\right)\varphi_s + \beta_{22}\frac{\partial^2\varphi_s}{\partial t^2} \\ + \gamma_{21}(|\varphi_s|^2 + \sigma_2|\varphi_f|^2)\varphi_s + \gamma_{22}\varphi_f^2\varphi_s^* = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

где $y = V_{f,s}t$ ($V_{f,s} = \frac{\partial\omega}{\partial k_{f,s}}$ — групповые скорости быстрой и медленной волн соответственно). Коэффициенты в (5) более строго могут быть рассчитаны с использованием дисперсионного соотношения (2) и нелинейного соотношения (3) и имеют следующий вид: $\beta_{11,21} = \partial k_{f,s}/\partial\omega$, $\beta_{12,22} = \partial^2 k_{f,s}/\partial\omega^2$ — дисперсионные коэффициенты, $\gamma_{11,21} = \frac{\partial k_{f,s}}{\partial|\varphi_{f,s}|^2}|_{k=k_{f,s}}$ — коэффициенты нелинейности, характеризующие фазовую автомодуляцию; $\sigma_1 = \left(\frac{\partial\omega}{\partial|\varphi_f|^2}|_{k=k_s}/\frac{\partial\omega}{\partial|\varphi_f|^2}|_{k=k_f}\right) + 1$, $\sigma_2 = \left(\frac{\partial\omega}{\partial|\varphi_s|^2}|_{k=k_f}/\frac{\partial\omega}{\partial|\varphi_s|^2}|_{k=k_s}\right) + 1$ — коэффициенты нелинейности, характеризующие фазовую кросс-модуляцию, $\gamma_{12,22} = \gamma_{11,21}(\sigma_{1,2} - 1)$ — коэффициенты нелинейности, характеризующие четырехволновое взаимодействие и энергообмен между компонентами.

Система (5) в общем случае представляет собой СНУШ с когерентной связью [2], т.е. учитываются фазовые соотношения между нормальными волнами в структуре и четырехволновые взаимодействия ($\sigma_1 \neq \sigma_2$ и $\gamma_{12}, \gamma_{22} \neq 0$).

Для расчета коэффициентов в (5) используется дисперсионное соотношение (2), в которое входит коэффициент связи K . Следовательно, коэффициенты в (5) сильно зависят от величины K , т.е. от расстояния между пленками d , и могут меняться в широких пределах. При $d \rightarrow \infty$ ($K \rightarrow 0$) система (5) распадается на два

¹ Система (5) получена для длин структуры, меньших длины линейной перекачки, и описывает только нелинейные эффекты в системе. Всегда можно выбрать такое значение частоты несущей, при которой длина линейной перекачки будет достаточно большой и изменение амплитуд сигналов в каждой пленке будет определяться в основном нелинейными эффектами.

несвязанных НУШ с коэффициентами, соответствующими несвязанным пленкам 1 и 2, а при $d = 0$ ($K \rightarrow 1$) получим уравнение с коэффициентами, соответствующими одиночной пленке удвоенной толщины [10].²

Для возбуждения МСВ в связанной структуре входной сигнал может подаваться в обе пленки структуры либо в одну, что соответствует возбуждению одной нормальной моды либо двух. С учетом (4) при $N = R_{1,2} = 1$ возбуждение одной нормальной моды возможно, если в обе пленки подать сигналы $\varphi_{01}, \varphi_{02}$ одинаковой амплитуды ($\varphi_{01} = \varphi_{02} = \varphi_0$) либо в фазе — для возбуждения быстрой волны (в этом случае $\varphi_{0f} = 2\varphi_0, \varphi_{0s} = 0$), либо в противофазе ($\varphi_{01} = -\varphi_{02}$) — для возбуждения медленной волны ($\varphi_{0f} = 0, \varphi_{0s} = 2\varphi_0$). Независимое возбуждение импульсов можно осуществить, если возбуждающие полосковые проводники расположены между двумя пленками. Возбуждение двух нормальных волн, быстрой и медленной ($\varphi_{0f} \neq 0, \varphi_{0s} \neq 0$), возможно, если подавать сигнал только в одну пленку (например, $\varphi_{01} = 2\varphi_0, \varphi_{02} = 0$, при этом $\varphi_{0f} = \varphi_{0s} = \varphi_0$). Для подачи импульса в одну из пленок связанной структуры данную пленку необходимо сдвинуть на некоторое расстояние L относительно второй пленки. Полосковый проводник при этом должен располагаться на первой пленке.

3. Некогерентные НУШ

Если в (5) положить $\sigma_1 = \sigma_2 = 1$, то $\gamma_{12} = \gamma_{22} = 0$ и система уравнений (5) примет вид

$$j \left(\frac{\partial}{\partial y} + \beta_{11} \frac{\partial}{\partial t} \right) \varphi_f + \beta_{12} \frac{\partial^2 \varphi_f}{\partial t^2} + \gamma_{11} (|\varphi_f|^2 + |\varphi_s|^2) \varphi_f = 0,$$

$$j \left(\frac{\partial}{\partial y} + \beta_{21} \frac{\partial}{\partial t} \right) \varphi_s + \beta_{22} \frac{\partial^2 \varphi_s}{\partial t^2} + \gamma_{21} (|\varphi_s|^2 + |\varphi_f|^2) \varphi_s = 0. \quad (6)$$

Система (6) представляет собой систему некогерентных НУШ, в которых связь зависит только от локальных интенсивностей и нечувствительна к фазе. При сделанных предположениях исчезновение последних членов в (5) физически означает, что между быстрой и медленной волнами в системе нет энергообмена. Указанное предположение для рассматриваемой системы НУШ справедливо при достаточно сильной связи между пленками $0.7 < K < 1$ ($0 < d/D < 0.1$). Это обусловлено тем, что в предельном случае при $K \rightarrow 1$ ($d \rightarrow 0$), как указывалось выше, рассматриваемая система (5) вырождается в уравнение для амплитуды огибающей быстрой волны в одиночной пленке удвоенной толщины ($\varphi_s \rightarrow 0$). В этом случае с учетом соотношения (4) при $N = R_{1,2} = 1$ имеем $(\varphi_f \varphi_s^* + \varphi_s \varphi_f^*) = 2(|\varphi_1|^2 - |\varphi_2|^2) \rightarrow 0$, т.е. $|\varphi_1| = |\varphi_2| = |\varphi_0|$.

² Отметим, что система уравнений, аналогичная (5), может быть получена и для других типов МСВ (ПМСВ или ООМСВ) [14].

При $\beta_{11,12,21,22} = 1, \gamma_{11,21} = 1$ система (6) точно интегрируема и представляет собой известную систему Манакова [1] для квазимонохроматических электромагнитных волн с произвольной поляризацией в средах с кубической нелинейностью.

Система, аналогичная (6), используется также для описания эволюции амплитуд огибающих волн с одинаковым состоянием поляризации, но с разными частотами в оптических волноводах [2]. Однако в последнем случае коэффициенты в СНУШ определяются характеристиками волн на разных частотах и $\sigma_1 = \sigma_2 \neq 1$ в отличие от (6).

На основе системы (6) было проведено численное исследование особенностей нелинейных эффектов при распространении импульса в рассматриваемой ферромагнитной структуре.³ Начальные и граничные условия задавались в виде

$$\varphi_f(0, t) = \varphi_{0f} \exp\left(\frac{-t^2}{T_{\text{imp}}}\right), \quad \varphi_s(0, t) = \varphi_{0s} \exp\left(\frac{-t^2}{T_{\text{imp}}}\right),$$

$$\varphi_f(y, t_{\text{max}}) = \varphi_f(y, 0), \quad \varphi_s(y, t_{\text{max}}) = \varphi_s(y, 0),$$

где T_{imp} — длительность входного импульса, t_{max} — время наблюдения.

Значения коэффициентов в (6) выбирались характерными для ПОМСВ в нормально намагниченной пленке. В частности, для пленок толщиной $D = 20 \mu\text{m}$ при $M_0 = 140 \text{ G}$ и $H_0 = 2630 \text{ Oe}$ в зависимости от величины коэффициента связи d , который изменялся в пределах $d/D \sim 0-20$, коэффициенты варьировались в следующих пределах: $\beta_{11} \sim 2 \cdot 10^{-6} - 9 \cdot 10^{-6} \text{ s/cm}$, $\beta_{12} \sim 3 \cdot 10^{-14} - 7 \cdot 10^{-14} \text{ s}^2/\text{cm}$. Значения нелинейных коэффициентов γ_{11} и γ_{21} при выбранных параметрах можно положить равными $\gamma_{11} = \gamma_{21} = \gamma = 3 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$ [13].

Далее приведены результаты, полученные на основе численного решения (6) в системе отсчета, движущейся со средней скоростью $V = \frac{V_f + V_s}{2}$. В этом случае коэффициенты β_{12} и β_{22} в (6) имеют разные знаки, что позволяет более наглядно проиллюстрировать ряд эффектов. Результаты, показанные на рис. 2, относятся к случаю, когда в структуре возбуждаются обе нормальные волны.

3.1. Эффект захвата. Рассмотрим случай, когда импульс подается в одну из пленок (например, $\varphi_{01} = \varphi_0, \varphi_{02} = 0$, т.е. $\varphi_{0f} = \varphi_{0s} = \varphi_0$).

При малой мощности входного сигнала два импульса на быстрой и медленной волне сохраняют свои центральные частоты и распространяются с различными групповыми скоростями. Они будут отдаляться друг от друга после прохождения расстояния, называемого длиной сноса, как показано на рис. 2, а. В результате при подаче на вход одного импульса на выход структуры последовательно придут два импульса, разделенные временным интервалом.

³ Для численного решения СНУШ использовался сплит-степ-метод, основанный на разделении по физическим факторам и прямом и обратном преобразовании Фурье (так называемый SSFM-метод) [2].

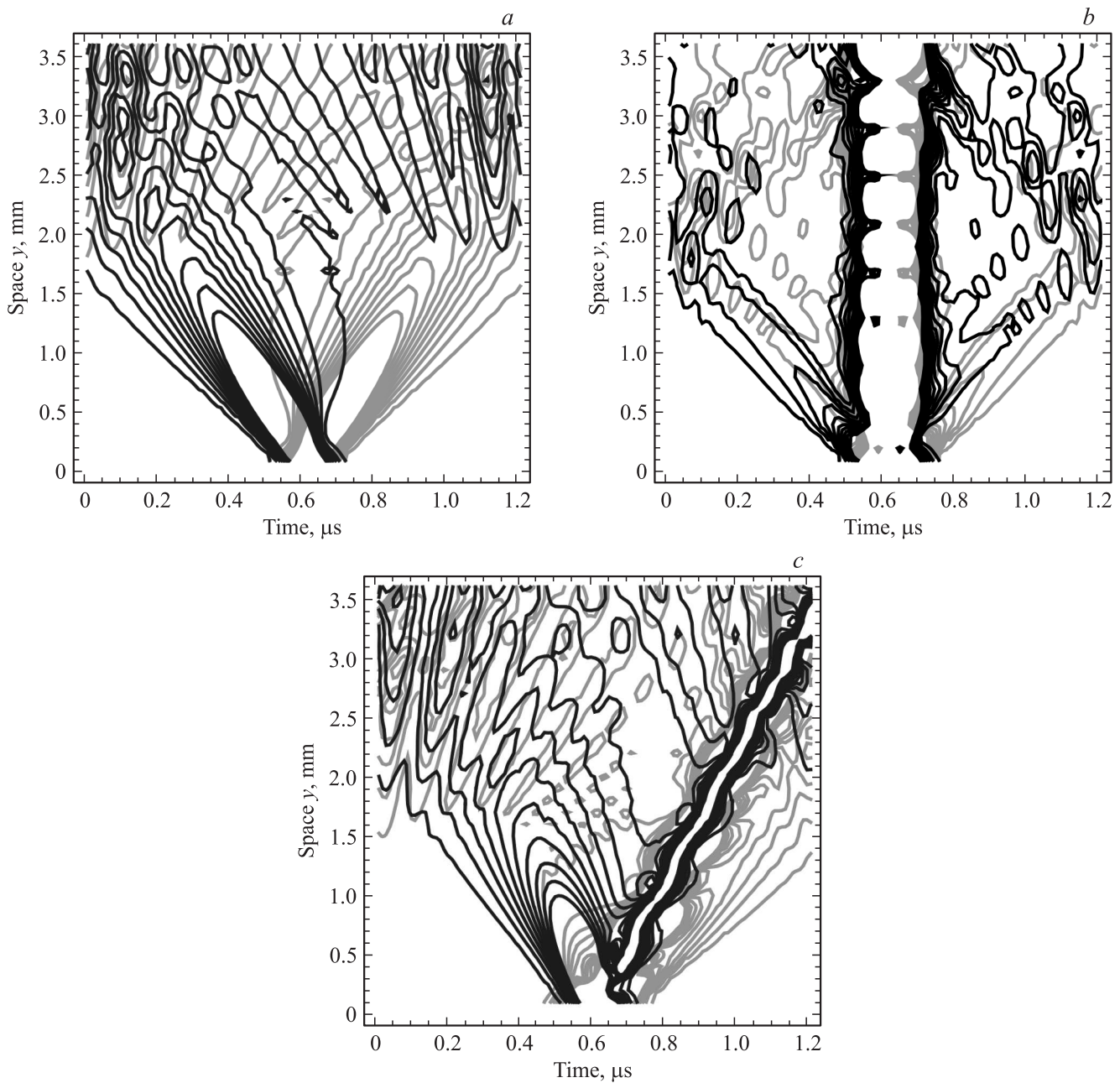


Рис. 2. Линии равного уровня квадрата модуля амплитуды огибающей быстрой волны (серые кривые) и медленной волны (черные кривые) при $\sigma = 1.2$, $\beta_{11} = 1.1\beta_{21}$, $\beta_{21} = 1.1\beta_{22}$ для амплитуд входного сигнала $\varphi_{0f} = \varphi_{0s} = 0.03$ (a), $\varphi_{0f} = \varphi_{0s} = 0.06$ (b), $\varphi_{0f} = 0.06$, $\varphi_{0s} = 0.03$ (c).

При большой мощности входного сигнала и сравнимых амплитудах быстрой и медленной волн ($\varphi_{0f} = \varphi_{0s} = \varphi_0$) нелинейность может служить эффективным механизмом захвата, который удерживает импульсы вместе. Решения системы (6) отвечают двум импульсам на быстрой и медленной волнах, которые взаимно захватывают друг друга. Кросс-модуляция фазы вызывает увеличение центральной частоты у одного из импульсов, а у другого — ее уменьшение. Эти сдвиги в связи с частотной зависимостью групповой скорости уравнивают групповые скорости импульсов. Быстрее движущийся

импульс замедлится, а медленнее движущийся импульс ускорится так, что два импульса будут перекрываться бесконечно долго. Следовательно, при большой амплитуде входного сигнала два импульса на быстрой и медленной волнах взаимно захватывают друг друга и в системе отсчета, движущейся со средней скоростью, стоят на месте, как показано на рис. 2, b.

Таким образом, при большой входной мощности система как бы „не замечает“ вторую пленку, распространение импульса в связанной структуре во втором случае аналогично распространению сигнала в одиноч-

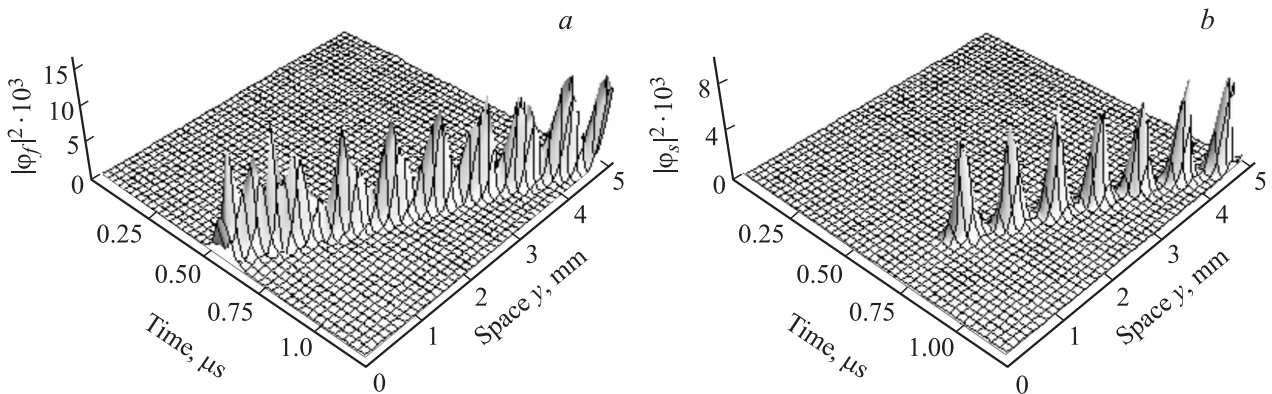


Рис. 3. Распространение импульса МСВ на быстрой (а) и медленной (b) волнах при $\sigma = 1.2$, $\beta_{11} = 1.1\beta_{21}$, $\beta_{12} = 1.5\beta_{22}$.

ной пленке. Нелинейный эффект захвата групповых скоростей быстрой и медленной волн может делать связанную ферромагнитную структуру невосприимчивой к расщеплению импульса, неизбежному для линейных МСВ в связанной структуре.

3.2. Эффект сопровождения. Подача импульса в одну пленку (т.е. возбуждение быстрой и медленной мод с одинаковыми амплитудами $\varphi_{0f} = \varphi_{0s} = \varphi_0$) возможна только в идеальных условиях. В реальных системах часть входной мощности при возбуждении МСВ „просачивается“ во вторую пленку (т.е. амплитуда одной из волн — либо быстрой, либо медленной — оказывается больше), т.е. $\varphi_{0f} \neq \varphi_{0s}$. В этом случае наблюдается так называемый эффект сопровождения, частным случаем которого является эффект захвата, рассмотренный выше. В режиме сопровождения интенсивный импульс на одной из волн может создавать эффективный потенциал притяжения, который захватывает слабый импульс, если его групповая скорость меньше скорости утечки, связанной с этим потенциалом [3]. СНУШ имеет стационарные решения в виде векторного солитона [1], такие, что интенсивный управляющий импульс принуждает менее интенсивный импульс распространяться с его скоростью и оставаться синхронизированным. Импульс большой амплитуды создает волновод, в котором распространяется импульс малой амплитуды с той же скоростью, как показано на рис. 2, с. Таким образом, нелинейный эффект сопровождения позволяет также сделать связанную структуру невосприимчивой к расщеплению импульса.

4. Когерентные НУШ

Рассмотрим теперь нелинейные эффекты, которые могут наблюдаться в исследуемой модели в виде двух связанных ферромагнитных пленок, на основе численного решения полной системы уравнений (5) (когерентной СНУШ). Ввиду зависимости коэффициентов в (5) от величины связи K в общем случае $\sigma_1 \neq \sigma_2$. Однако при выбранных параметрах пленки и слабой связи ($K < 1$) можно положить $\sigma_1 \approx \sigma_2 = \sigma$, тогда

$\gamma_{12,22} = \gamma_{11,21}(\sigma_{1,2} - 1)$. Далее рассмотрим влияние коэффициента фазовой кросс-модуляции σ , а также влияние различия коэффициентов групповой скорости и дисперсии быстрой и медленной волн на волновую динамику распространения импульсов МСВ в такой системе, вводя величины $\Delta\beta_1 = |\beta_{11} - \beta_{21}|$ и $\Delta\beta_2 = |\beta_{12} - \beta_{22}|$.

4.1. Биения. Рассмотрим случай возбуждения только быстрой волны в структуре, результаты для которого представлены на рис. 3. Видно, что с течением времени имеют место биения между волнами (рис. 3, а и b). Длина биений L , как следует из численных расчетов, обратно пропорциональна значениям $\Delta\beta_1$ и $\Delta\beta_2$: $L \sim 1/\Delta\beta_{1,2}$, т.е. обратно пропорциональна разности групповых скоростей и разности коэффициентов дисперсии нормальных волн в структуре.

Также из результатов расчета зависимостей полной энергии быстрой и медленной волн от времени $P_{f,s} = \int_0^{t_{\max}} |\varphi_{f,s}|^2 dt$, представленных на рис. 4, видно, что энергия в этом случае не полностью перекачивается во вторую моду (рис. 4, а). При увеличении $\Delta\beta_2$, как видно из рис. 4, b, доля энергии, перекачиваемой во вторую моду, уменьшается. При этом между волнами в пленках $\varphi_{1,2}$ будут также наблюдаться биения.

Результаты расчета показывают, что период осциллирующий будет зависеть и от нелинейных характеристик волн, т.е. длина биений между волнами зависит от коэффициента кросс-модуляции фазы σ следующим образом: $L \sim 1/(\sigma - 1)$.

Таким образом, основное отличие в динамике решений некогерентно и когерентно связанных НУШ состоит в динамическом энергообмене между компонентами, так как энергия каждой из компонент в случае когерентной связи в системе (5) не сохраняется, а сохраняется только полная энергия. Нелинейность приводит к фазовому сдвигу, вследствие чего когерентная связь (при $\gamma_{12} \neq 0$ и $\gamma_{22} \neq 0$) играет существенную роль, что приводит к интенсивному энергообмену между волнами в структуре.

4.2. Неустойчивость быстрого солитона. Неустойчивость быстрого солитона (т.е. солитона, сформированного на быстрой волне) проявляется в виде

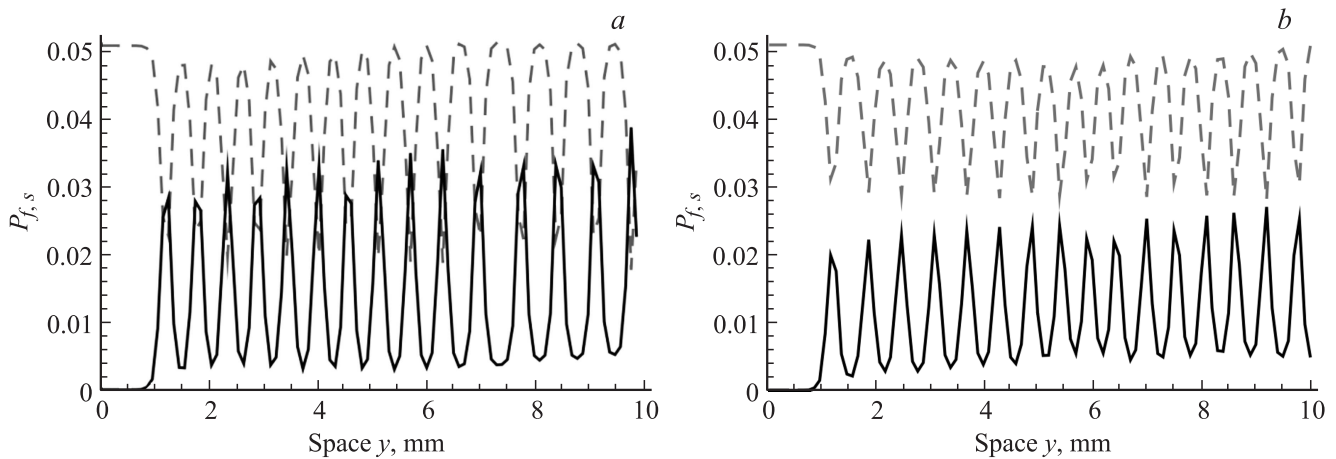


Рис. 4. Зависимость полной энергии быстрой (штриховая кривая) и медленной (сплошная кривая) волн от y при $\sigma = 1.2$, $\beta_{11} = 1.1\beta_{21}$ и $\Delta\beta_2 = 0.5\beta_{12}$ (a), $\Delta\beta_2 = \beta_{12}$ (b).

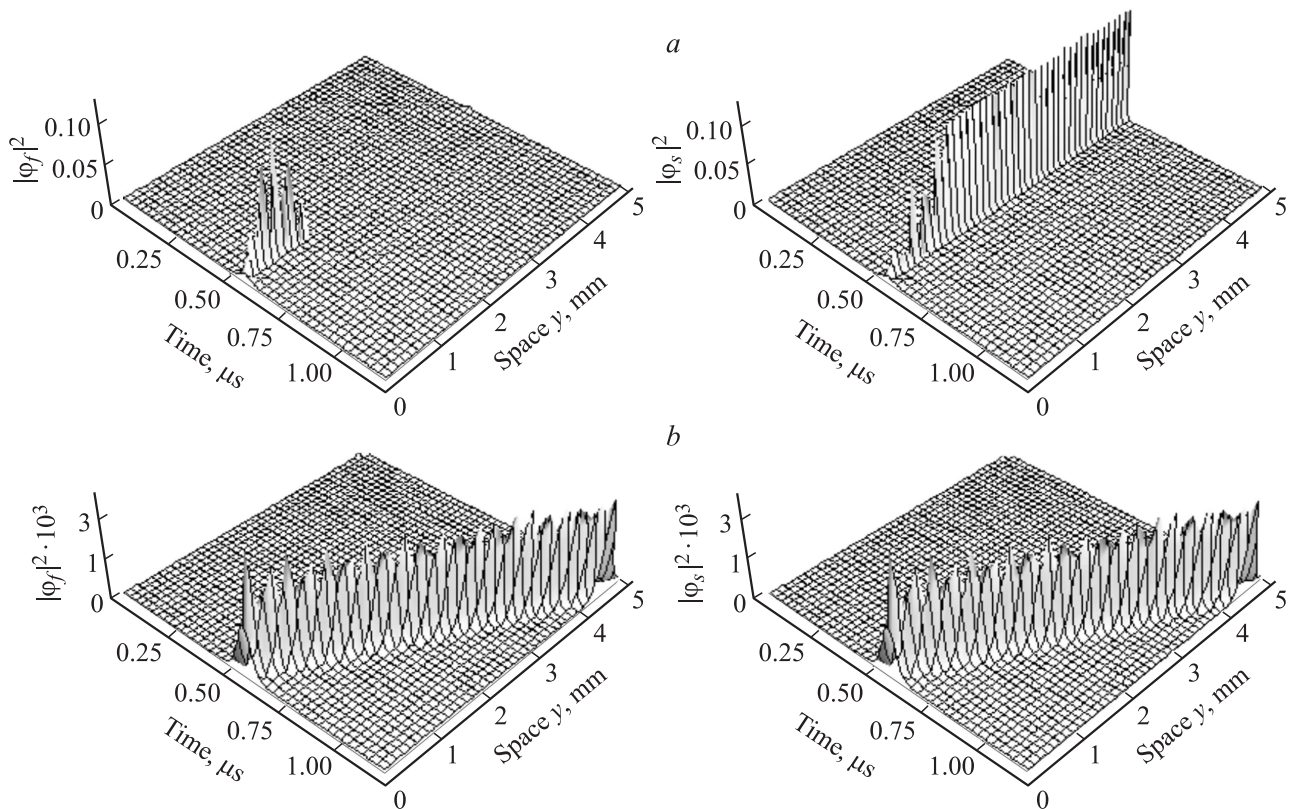


Рис. 5. Распространение импульса МСВ на быстрой и медленной волнах при $\sigma = 1.5$, $\beta_{11} = 2\beta_{21}$, $\beta_{21} = 1.1\beta_{22}$ для амплитуд входного сигнала $\varphi_{0f} = \varphi_{0s} = 0.08$ (a) и 0.04 (b).

значительного изменения разности фаз между φ_f и φ_s . Если нелинейная длина L_{LN} больше⁴ длины биений L , то солитон остается устойчивым, будучи возбужден как на медленной, так и на быстрой волне. С другой стороны, если $L_{NL} \ll L$, солитон остается устойчивым

⁴ Нелинейная длина определяется как длина, на которой действие нелинейности приводит к возрастанию амплитуды возмущений, имеющих максимальный инкремент неустойчивости, в e раз.

на медленной, но становится неустойчивым на быстрой волне (результаты для этого случая представлены на рис. 5). Солитон, возбужденный на быстрой волне с $L_{NL} \ll L$, ведет себя следующим образом. Большая часть энергии импульса из быстрой волны переходит в медленную, в то время как часть энергии рассеивается. Энергия импульса несколько раз „переключается“ из одной волны в другую; этот процесс аналогичен релак-

сационным колебаниям. Большая часть энергии в конце концов оказывается в солитоноподобном импульсе на медленной волне, как показано на рис. 5, а.

Как показывают расчеты, эффект неустойчивости быстрого солитона наблюдается в достаточно узком интервале значений σ и $\Delta\beta_1$, но при любых $\Delta\beta_2$, либо в достаточно узком интервале значений σ и $\Delta\beta_2$, но при любых $\Delta\beta_1$. Ширина интервалов увеличивается с ростом φ_0 .

Кроме того, неустойчивость быстрого солитона — чисто нелинейный эффект и в указанном диапазоне параметров имеет место только при $\varphi_0 > 0.04$ (ср. результаты на рис. 5, а и б).

Следует отметить, что в задачах нелинейности оптики при описании эволюции огибающих волн ортогональных поляризаций на основе СНУШ имеют место похожие эффекты биений между компонентами и неустойчивости быстрого солитона [1]. Однако подобные эффекты в оптических задачах получены с использованием СНУШ, которая существенно отличается от СНУШ для МСВ в виде (5). В частности, при описании волн ортогональной поляризации необходимым является учет членов, отвечающих за линейное двулучепреломление. С учетом обозначений в (5) эти члены должны иметь вид $\sim \pm\beta\varphi_{f,s}$ соответственно в первом и втором уравнениях, где $\beta = (k_1 - k_2)/2$, а k_1, k_2 — постоянные распространения линейно поляризованных компонент. Кроме того, при описании волн ортогональной поляризации в оптических задачах СНУШ совпадает с СНУШ для МСВ, только если в последней положить $\beta_{11,21} = 0, \beta_{12,22} = 1, \sigma_1 = \sigma_2 = \sigma, \gamma_{11} = \gamma_{12} = 1, \gamma_{12,22} = 1 - \sigma$, причем коэффициент фазовой кросс-модуляции σ в отличие от СНУШ для МСВ лежит в пределах $0 < \sigma \leq 1$.

В связи с этим наблюдающиеся эффекты имеют ряд отличий. В частности, для МСВ при малых значениях $\Delta\beta_1$ и $\Delta\beta_2$ ($\Delta\beta_1 \rightarrow 0$ и $\Delta\beta_2 \rightarrow 0$), что соответствует случаю слабой связи ($d \rightarrow \infty$), биения происходят исключительно за счет нелинейной связи между волнами. При описании связанных волн ортогональной поляризации в отсутствие линейного двулучепреломления (которое является единственным линейным параметром, определяющим биения между поляризованными компонентами) биения полностью отсутствуют. Для волн ортогональной поляризации также возможно наблюдение эффекта неустойчивости быстрого солитона, однако он обусловлен совершенно другими физическими факторами и имеет место при сильном двулучепреломлении и слабой фазовой кросс-модуляции ($\sigma \leq 1$) [1,2].

Описанные выше эффекты неустойчивости быстрого солитона и биения для МСВ позволяют разделять сигналы между пленками в заданном соотношении, которое определяется амплитудой входного сигнала. Если энергия импульса меньше критического значения, то имеет место перекачка энергии между модами, и соответственно между пленками. Если энергия импульса

выше критического значения, то эволюция происходит по-другому. С течением времени за счет эффекта неустойчивости быстрого солитона система переходит в устойчивое состояние, при котором вся энергия сосредоточена в медленной моде, что соответствует равному распределению энергии между пленками.

5. Заключение

В работе на основе численного решения системы двух нелинейных уравнений Шредингера с когерентной и некогерентной связью, описывающих эволюцию магнитоэлектрических волн в структуре, состоящей из двух ферромагнитных пленок, впервые описаны следующие нелинейные эффекты самовоздействия.

Наличие когерентной связи приводит к биениям между быстрой и медленной волнами, причем длина биений уменьшается как при увеличении различия групповых скоростей и дисперсии быстрой и медленной волн, так и при увеличении параметра кросс-модуляции (при изменении силы связи между пленками).

Наблюдается также эффект неустойчивости быстрого солитона, заключающийся в том, что при значениях входной мощности выше порогового большая часть энергии сосредотачивается в импульсе на медленной волне. Этот эффект наблюдается в узком интервале значений дисперсий и групповых скоростей быстрой и медленной волн, причем ширина интервала увеличивается с ростом амплитуды входного сигнала.

Некогерентная связь между волнами приводит к эффектам захвата и сопровождения. Эффект захвата заключается в том, что при малой мощности входного сигнала импульсы соответствующих компонент движутся с различными скоростями, а при большой мощности входного сигнала импульсы взаимно захватываются и движутся с одной скоростью (при равных интенсивностях взаимодействующих импульсов). В режиме сопровождения более интенсивный импульс создает волновод, в котором распространяется импульс с меньшей амплитудой.

Описанные эффекты открывают более широкие возможности управления нелинейными импульсами в ферромагнитных пленочных структурах и могут быть положены в основу ряда нелинейных устройств магнитоэлектроники, аналогичных оптическим [5].

Следует также отметить, что СНУШ, аналогичная полученной в настоящей работе, применяется для описания эволюции прямой и встречной волн в периодических ферромагнитных структурах — магнитных кристаллах [23].

Список литературы

- [1] Н.Н. Ахмедиев, А. Анкевич. Солитоны. Физматлит, М. (2003). 300 с.
- [2] Г.П. Агравал. Нелинейная волоконная оптика. Мир, М. (1996). 324 с.

- [3] Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал. Оптические солитоны. Физматлит, М. (2005). 648 с.
- [4] Н.Н. Ахмедиев, А. Анкевич. Диссипативные солитоны. Физматлит, М. (2008). 502 с.
- [5] G.P. Agrawal. *Lighthwave technology: telecommunication systems*. John Wiley and Sons, Inc, N.J. (2005).
- [6] С.В. Манаков. *ЖЭТФ* **65**, 505 (1973).
- [7] C.J. McKinstrie, R. Bingham. *Phys. Fluids B* **1**, 230 (1989).
- [8] J.D. Adam, M.R. Daniel, P.R. Emtage, S.H. Talisa. In: *Physics of thin films. Advances in research and developnments*. V. 15. Thin films for advanced electronics devices / Eds M.H. Francombe, J.L. Vossen. Academic, Boston, MA (1991). P. 1–141.
- [9] А.В. Вашковский, В.С. Стальмахов, Ю.П. Шараевский. *Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот*. Изд-во СГУ, Саратов (1993). 312 с.
- [10] А.К. Звездин, А.Ф. Попов. *ЖЭТФ* **84**, 606 (1983).
- [11] X.Z. Wang, S.R. Xu. *Phys. Rev. B* **63**, 054 415 (2001).
- [12] T. Ueda, M. Tsutsumi. *IEEE Trans. Magn.* **38**, 3114 (2002).
- [13] М.А. Малоги́на, Ю.П. Шараевский. *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика* **8**, 59 (2000).
- [14] Ю.П. Шараевский, М.А. Малоги́на, Е.В. Яровая. *Письма в ЖТФ* **32**, 3, 33 (2006).
- [15] Е.Н. Бегинин, М.А. Морозова, Ю.П. Шараевский. *ФТТ* **52**, 75 (2010).
- [16] А.М. Шутый, Д.И. Семенцов. *ФТТ* **48**, 472 (2006).
- [17] А.М. Шутый, Д.И. Семенцов. *ЖТФ* **76**, 10, 110 (2006).
- [18] Г.М. Дудко, М.А. Малоги́на, Ю.П. Шараевский. *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика* **11**, 116 (2003).
- [19] А.О. Короткевич, С.А. Никитов. *ЖЭТФ* **116**, 2058 (1999).
А.К. Звездин, А.Ф. Попов. *ЖЭТФ* **84**, 606 (1983).
- [20] R. Marcelli, S.A. Nikitov. *Eurphys. Lett.* **54**, 91 (2001).
- [21] С.Л. Высоцкий, Г.Т. Казаков, А.В. Маряхин, Ю.А. Филимонов. *ЖТФ* **61**, 7, 97 (1998).
- [22] Дж. Уизем. *Линейные и нелинейные волны*. Наука, М. (1977). 622 с.
- [23] М.А. Морозова, Ю.П. Шараевский, С.Е. Шешукова. *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика* **18**, 113 (2010).