

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЯВЛЕНИЙ САМОВОЗДЕЙСТВИЯ ОГРАНИЧЕННЫХ ПУЧКОВ ОБРАТНЫХ ОБЪЕМНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

Г.М. Дудко, Ю.А. Филимонов

В численном эксперименте, основанном на решении двумерного нестационарного нелинейного уравнения Шредингера, исследованы особенности развития эффектов самофокусировки и самоканализации ограниченных пучков обратных объемных магнитостатических волн в зависимости от вида функции начального распределения амплитуды волны в поперечном сечении пучка. Наблюдались эффекты взаимодействия пространственных солитонов.

Введение

Магнитостатические волны (МСВ), распространяющиеся в ферромагнитных пленках, являются удобным объектом для исследования нелинейных эффектов, вызванных четырехмагнонными процессами самовоздействия. С одной стороны, это обусловлено существованием в магнитных пленках таких типов МСВ [1], для которых выполняются необходимые условия возникновения модуляционной неустойчивости относительно продольных

$$\beta\gamma < 0 \quad (1)$$

и поперечных возмущений

$$\beta\gamma < 0, \quad (2)$$

где $\beta_{l,t} = \partial^2\omega / \partial^2k_{l,t}$ – характеризуют дисперсионное и дифракционное расплывание волны, ω – частота МСВ, $k_{l,t}$ – продольная и поперечная составляющие волнового вектора МСВ, $\gamma = \partial\omega / \partial|\phi|^2$ – коэффициент нелинейности, ϕ – безразмерная комплексная амплитуда волны, связанная с переменной намагниченностью m и намагниченностью пленки M_0 соотношением $|\phi|^2 = |m|^2 / (2M_0^2)$. С другой стороны, при использовании в качестве волноводов МСВ высококачественных эпитаксиальных пленок железоиттриевого граната (ЖИГ) пороговые мощности возбуждающего сигнала P_{th} , при которых начинают проявляться эффекты самовоздействия МСВ, легко достигаются в эксперименте и для пленок толщинами $d \leq 100$ мкм составляют, как правило, $P_{th} \leq 1$ Вт [2–8].

До сих пор наиболее активно исследовались эффекты самовоздействия МСВ, обусловленные неустойчивостью волны относительно продольных

возмущений (1). Как в нормально, так и в касательно намагниченных пленках ЖИГ были обнаружены эффекты самомодуляции [2,3], образования «светлых» [4–6] и «темных» [7] солитонов огибающей, а также эффект столкновения солитонов огибающей [8], которые нашли свое объяснение на основе нелинейного уравнения Шредингера [1,9–13].

В то же время, явления самофокусировки и самоканализации МСВ*, обусловленные неустойчивостью волны относительно поперечных возмущений (2), изучены гораздо меньше [1,14–16]. В работе [1] было показано, что эффекты самофокусировки и самоканализации могут демонстрировать так называемые обратные объемные магнитостатические волны (ОМСВ), распространяющиеся вдоль касательного к пленке ЖИГ магнитного поля H_0 . В работах [14,15] были проведены наблюдения эффектов самофокусировки и самоканализации ОМСВ. Численное исследование явлений самовоздействия ОМСВ, выполненное в работах [16,15], показало, что в целом результаты численных и физических экспериментов [14,15] согласуются. Однако целый ряд вопросов до сих пор остается неизученным. Например, эффекты самофокусировки и самоканализации волн в численных экспериментах [16,15] изучались лишь для случая, когда функция начального распределения амплитуды волны на входном преобразователе η имела вид $\eta(y) = \cos(\pi y/a)$, где a – длина преобразователя, $|y| \leq a/2$. Представляет интерес выяснение вопроса, насколько результаты численного моделирования зависят от вида функции начального распределения амплитуды волны в пучке η , а также определение требований к виду функции η , при которой процесс самоканализации может сопровождаться эффектами «столкновения» пространственных солитонов. Цель данной работы – изучение влияния начального распределения амплитуды волны вдоль поперечного сечения пучка на развитие эффектов самофокусировки и самоканализации ОМСВ.

Постановка численного эксперимента

На рис. 1 показана геометрия задачи. Считалось, что пленка ЖИГ имеет длину $L_x = 2$ см, ширину $L_y = 4$ см. Длина антенны $a = 1$ см.

Исследование эффектов самовоздействия ОМСВ при распространении ее в пленке ЖИГ проводилось с помощью нестационарного двумерного нелинейного уравнения Шредингера

$$i(\partial\phi/\partial t + V_g \partial\phi/\partial x) + 1/2\beta_1 \partial^2\phi/\partial x^2 + 1/2\beta_2 \partial^2\phi/\partial y^2 - \gamma|\phi|^2\phi + i\alpha\phi = 0. \quad (3)$$

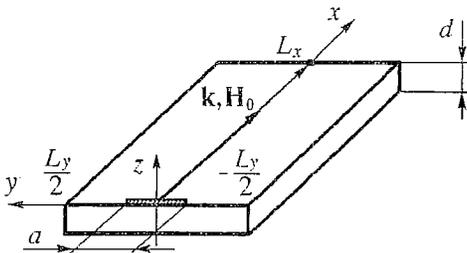


Рис. 1. Геометрия задачи

Здесь, ϕ – комплексная амплитуда волны, которую можно представить в виде $\phi = F(x, y, t) \exp(i\Psi(x, y, t))$, где F – действительная амплитуда ОМСВ, Ψ – фаза комплексной амплитуды, являющаяся добавкой к фазе ОМСВ, $V_g = \partial\omega/\partial k_x$ – групповая скорость волны в направлении оси x , α – диссипативный коэффициент. Были выбраны следующие значения коэффициентов уравнения: $V_g = -3.5 \cdot 10^6$ см/с, $\beta_1 = 1.72 \cdot 10^3$ см²/с, $\beta_2 = 2.13 \cdot 10^5$ см²/с, $\gamma =$

* В связи с различными толкованиями в научной литературе терминов «самофокусировка» и «самоканализация» заметим здесь, что мы используем понятие «самофокусировка» для такого явления самовоздействия волнового пучка, когда в процессе его распространения как целого размер поперечного сечения пучка не увеличивается. Для процесса разбиения отдельного волнового пучка на систему волновых каналов мы применяем понятие «самоканализация».

$=-7.3 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, $\alpha=3.5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$. Эти значения соответствуют случаю возбуждения ООМСВ на частоте $f=5.82 \text{ ГГц}$ с волновым вектором $k=63 \text{ см}^{-1}$ в пленке ЖИГ толщиной $d=7.2 \text{ мкм}$, намагниченностью насыщения $4\pi M_0=1750 \text{ Гс}$, шириной линии ферромагнитного резонанса $\Delta H=0.2 \text{ Э}$, намагниченной касательно в поле $H_0=1391 \text{ Э}$ [14,16].

Решение (3) находилось численно при начальных и граничных условиях, указанных в работе [16].

Приведенные ниже результаты получены для нескольких различных функций распределения $\eta(y)$ амплитуды волны на антенне ($|y| \leq a/2$), имеющих вид:

1) прямоугольника

$$\eta_1(y) = \begin{cases} 1, & |y| < a/2, \\ 0, & |y| = a/2; \end{cases}$$

2) «гауссианы» с размером $a/3$

$$\eta_2(y) = \exp(-y^2/(a/3)^2);$$

3) равнобедренного треугольника

$$\eta_3(y) = 1 - 2|y|/a;$$

4) прямоугольного треугольника

$$\eta_4(y) = y/a + 1/2;$$

5) двух осесимметричных друг другу прямоугольных треугольников

$$\eta_5(y) = 2|y|/a;$$

6) последовательности двух идентичных прямоугольных треугольников

$$\eta_6(y) = \begin{cases} -2y/a, & -a/2 \leq y < 0, \\ -2y/a+1, & 0 \leq y \leq a/2. \end{cases}$$

Обсуждение результатов численного эксперимента

Перед тем как приступить к обсуждению результатов, исследуем на устойчивость простейшее однородное решение нелинейного уравнения Шредингера [17]

$$A_0(t) = a_0 \exp(-i\gamma|a_0|^2 t). \quad (4)$$

Запишем неоднородное решение в виде

$$A(x,y,t) = A_0(t)(1+B(x,y,t)). \quad (5)$$

Здесь $B(x,y,t)$ – малое возмущение однородного решения $A_0(t)$. Подставив (5) в уравнение Шредингера, линеаризуем последнее, пренебрегая членами порядка B^2 из-за их малой величины. В результате получим уравнение для возмущения $B(x,y,t)$

$$i(\partial B/\partial t + V_g \partial B/\partial x) + 1/2 \beta_s \partial^2 B/\partial x^2 + 1/2 \beta_y \partial^2 B/\partial y^2 - \gamma|a_0|^2 (B+B^*) = 0. \quad (6)$$

Поскольку уравнение (6) линейно, можно искать его решение в виде

$$B = B_1 \exp(i(-Q_x x - Q_y y + \Omega t)) + B_2 \exp(-i(-Q_x x - Q_y y + \Omega^* t)). \quad (7)$$

В выражениях (6) и (7) знаком * обозначена комплексно-сопряженная величина.

Для волн модуляции малой амплитуды (7) получаем из (6) закон дисперсии

$$\Omega(Q_x, Q_y) = |V_g| Q_x \pm 1/2 [(\beta_l Q_x^2 + \beta_r Q_y^2)(4\gamma|a_0|^2 + \beta_l Q_x^2 + \beta_r Q_y^2)]^{1/2}. \quad (8)$$

Здесь Ω , Q_x , Q_y – частота, продольное и поперечное волновые числа волн модуляции, соответственно.

Дисперсионное уравнение (8) позволяет получить представление об условиях появления и начальной стадии развития модуляционной неустойчивости однородного решения (4) относительно малых продольных и поперечных возмущений этого решения. Из уравнения (8) видно, что в случае, когда подкоренное выражение становится отрицательным, у волн модуляции появляется параметрический инкремент $\Gamma = 1/2 \text{Im}\Omega$.

Использовать уравнение (8) для анализа развития модуляционной неустойчивости ограниченных волновых пучков в пленках конечных размеров следует с некоторыми оговорками. Во-первых, необходимо учесть, что волновые числа Q_x , Q_y волн модуляции, входящие в (8), могут принимать значения, определяемые неравенствами

$$\pi/L_x < |Q_x| \ll k, \quad (9)$$

$$\pi/a < |Q_y| \ll k. \quad (10)$$

Правая часть неравенств определяется приближением медленно меняющейся амплитуды, использованным при выводе нелинейного уравнения Шредингера, а левая часть диктуется граничными условиями рассматриваемой задачи и отражает тот факт, что характерные минимальные размеры продольных и поперечных возмущений не должны превышать, соответственно, длины и ширины волнового пучка. Во-вторых, из-за неоднородности начального распределения амплитуды волны в поперечном сечении необходимо амплитуду a_0 однородного решения, входящую в (8), заменить на некоторую усредненную амплитуду φ^{eff} , определяемую размерами возбуждающей антенны и видом функции начального распределения амплитуды волны в поперечном сечении пучка. Как будет показано ниже, уравнение (8) можно использовать для анализа модуляционной неустойчивости ограниченных волновых пучков, если усредненную амплитуду взять в виде

$$\varphi^{eff} = 1/a \int_0^a \eta(y) dy \quad (11)$$

С учетом сказанного, а также того обстоятельства, что для ООМСВ имеет место $\beta_l > 0$ и $\gamma < 0$, условие появления модуляционной неустойчивости ограниченного волнового пучка можно записать в виде

$$4\gamma|\varphi^{eff}|^2 + \beta_l Q_x^2 + \beta_r Q_y^2 < 0. \quad (12)$$

Среди всех возможных волн модуляции с $\Omega(Q_x, Q_y)$, для которых имеет место положительный инкремент нарастания Γ , есть волны $\Omega(Q_x^*, Q_y^*)$ с максимальным инкрементом $\Gamma_{max} = |\gamma| |\varphi^{eff}|^2$. Для них верно равенство

$$\beta_l Q_x^{*2} + \beta_r Q_y^{*2} = -2\gamma|\varphi^{eff}|^2. \quad (13)$$

Воспользовавшись неравенствами (9), (10) и выражением (13), можно оценить пороговые значения величины $|\varphi^{eff}|$, необходимые для возникновения модуляционной неустойчивости ограниченных волновых пучков относительно продольных

$$|\varphi_{th}^{eff}|_x = \pi / (2^{1/2} L_x) (-\beta_l / \gamma)^{1/2} \quad (14a)$$

и поперечных возмущений

$$|\varphi_{in}^{eff}|_y = \pi/(2^{1/2}a)(-\beta, l\gamma)^{1/2}. \quad (146)$$

На рис. 2–5 представлены результаты численного исследования уравнения (3). Показано распределение величины $|\varphi(x,y)|^2$, характеризующей интенсивность волнового поля ООМСВ в некоторый фиксированный момент времени $t>0$, взятый после того, как все переходные процессы в пленке после включения источника МСВ завершились, и режим распространения волны на изображенном участке пленки установился.

Следует заметить, что для всех результатов численного эксперимента в установившемся режиме характерна стационарность во времени, что соответствует отсутствию эффекта самомодуляции ООМСВ. То есть в процессе развития неустойчивости дипольной ООМСВ нарастают только поперечные возмущения ($Q_x=0$), в результате чего происходят самофокусировка и самоканализация волновых пучков.

На рис. 2 показана зависимость распределения линий равного уровня величины $|\varphi|^2$ в плоскости пленки от значений усредненной по ширине антенны начальной амплитуды φ^{eff} волнового пучка на входе для четырех различных апертурных функций η_1, η_2, η_3 и η_4 без диссипации ($\alpha=0$). Слева от каждой строки рисунка указаны значения φ^{eff} , одинаковые для всех четырех изображений. Числа в левом верхнем углу каждого клипа соответствуют значениям φ^0 , обеспечивающим для конкретной функции $\eta(y)$ указанное значение φ^{eff} .

При одинаковых значениях φ^{eff} для пучков с различными апертурными функциями наблюдается совпадение значений спектральной плотности амплитуды волновых пучков на антенне

$$|\Phi(k_y)| = \varphi^0 \int_{-\infty}^{\infty} \eta(y) \exp(-jk_y y) dy$$

в точке $k_y=0$. Здесь k_y – поперечная составляющая волнового числа ООМСВ. Это позволяет предположить, что развитие модуляционной неустойчивости ООМСВ относительно малых поперечных возмущений и связанные с этой неустойчивостью процессы самофокусировки и самоканализации будут проходить без существенных отличий для волновых пучков с рассматриваемыми $\eta(y)$, поскольку при фиксированных φ^{eff} энергия пучков в узкой полосе углового спектра вблизи $k_y=0$, которая служит источником параметрической накачки волн модуляции, приблизительно одинакова для всех волновых пучков.

Действительно, как видно из рис. 2, наблюдающиеся режимы самовоздействия различных волновых пучков с одинаковыми значениями φ^{eff} качественно подобны друг другу. При $\varphi^{eff}=0.02$ хорошо заметно явление самофокусировки. При $\varphi^{eff}=0.04$ все волновые пучки разбиваются на два самоподдерживающихся канала. Дальнейшее увеличение уровня φ^{eff} приводит к тому, что число каналов увеличивается, и начинают проявляться отличия между пучками, связанные с тем, что условия конкурентной борьбы между волнами модуляции с положительным инкрементом в ходе развития модуляционной неустойчивости специфичны для пучков с разными начальными формами распределения амплитуды в поперечном сечении. В основном отличия проявляются в количестве сформировавшихся в процессе самоканализации волновых пучков при высоких уровнях мощности на входной антенне.

В подтверждение тому, что в качестве величины $|\varphi^{eff}|$, введенной в (12), можно использовать усредненную по ширине антенны начальную амплитуду волнового пучка (11), следует сказать также, что рассчитанное по формуле (146) значение $|\varphi_{in}^{eff}|_y$ для пучка ООМСВ с указанными параметрами и полученные в численном эксперименте значения порогов самофокусировки по $|\varphi^{eff}|$ для волновых пучков с различными функциями η отличаются друг от друга не более чем на 8%.

Несимметричность начального распределения амплитуды волны в

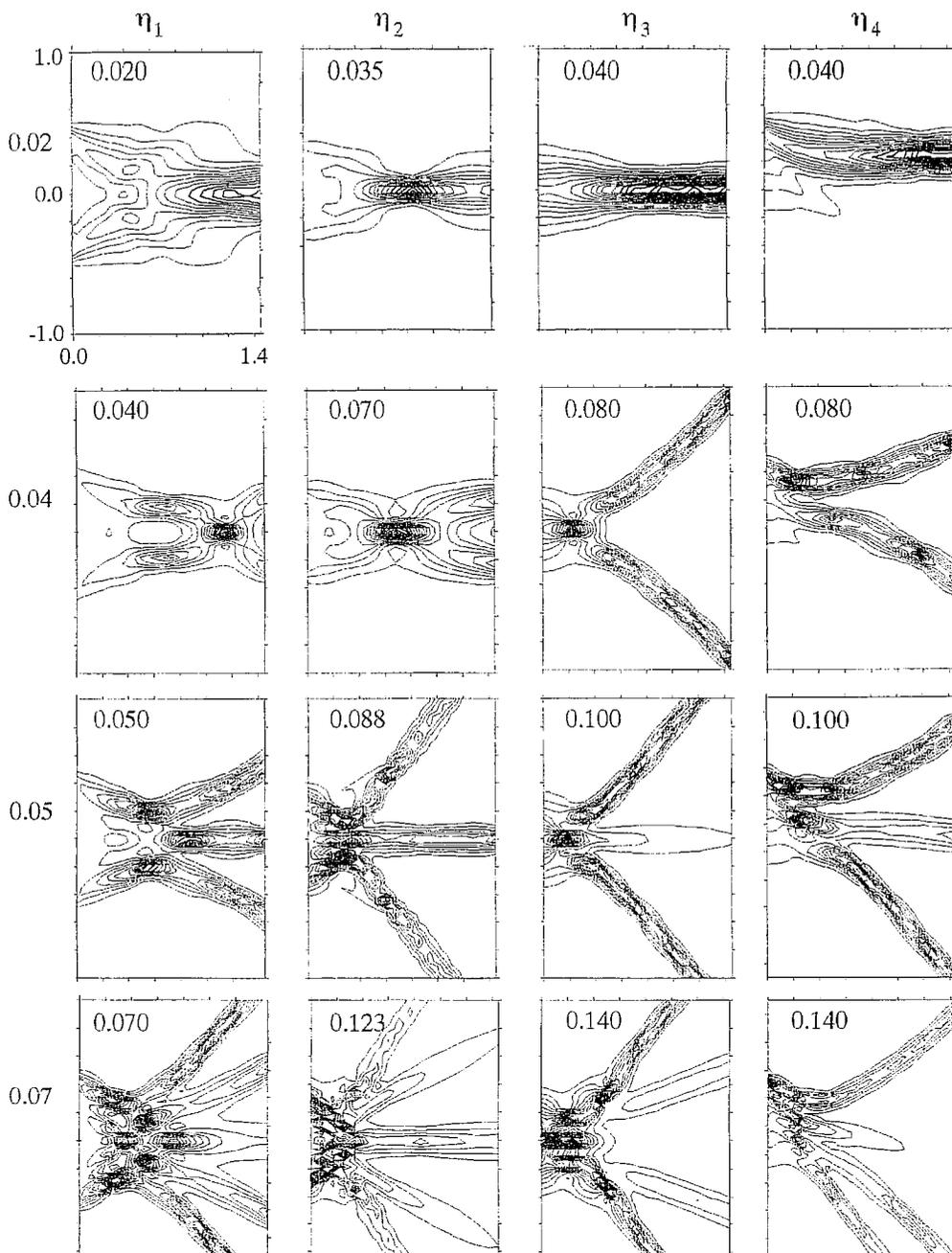


Рис. 2. Зависимость распределения линий равного уровня квадрата модуля комплексной амплитуды ООМСВ от значений усредненной по ширине антенны начальной амплитуды волнового пучка на входе для четырех апертурных функций η_1 , η_2 , η_3 и η_4 без диссипации

поперечном сечении пучка, как видно из рис. 2 (правая колонка), влечет за собой несимметричность решений уравнения (3), но не изменяет характер зависимости результатов самовоздействия волнового пучка от величины φ^{eff} , наблюдающийся для пучков с симметричными функциями η .

Из рис. 2 можно заметить также, что, хотя качественная картина самоканализации пучков с разными $\eta(y)$ полностью определяется значениями φ^{eff} , расстояние от антенны до области разбиения пучков на систему каналов существенно зависит от начальных амплитуд φ^0 этих пучков. Чем выше уровень φ^0

при одинаковых ϕ^{eff} , тем ближе к входной антенне происходит разбиение. Это хорошо видно на рис. 2 при $\phi^{eff}=0.04$.

Последнее замечание может иметь значение при планировании физического эксперимента по наблюдению самоканализации МСВ. Как было показано в нашей предыдущей работе [16], при наличии диссипативных эффектов, существенно влияющих на развитие процессов самовоздействия волновых пучков, критическим параметром, определяющим возможность наблюдения самоканализации пучков, является расстояние от антенны до местонахождения области разбиения пучка на несколько каналов в бездиссипативном случае. Чем меньше это расстояние при фиксированной мощности пучка, тем больше вероятность наблюдения хорошо выраженного разбиения волнового пучка на сформировавшиеся каналы. Из рассмотрения результатов настоящей работы следует, что для достижения условий наиболее уверенного наблюдения эффекта самоканализации в реальных условиях предпочтительнее формировать волновые пучки с остроконечной вершиной в распределении амплитуды волны поперечного сечения пучка. В качестве иллюстрации к сказанному на рис. 3 приведены решения нелинейного уравнения

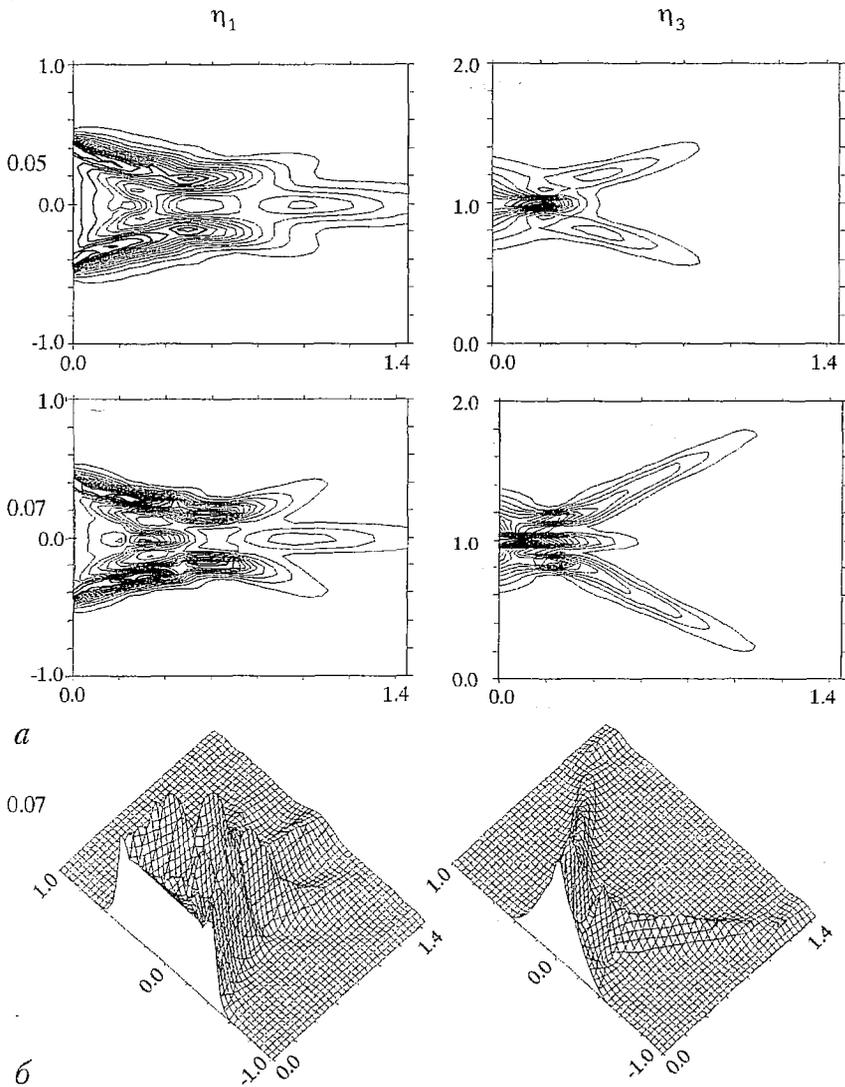


Рис. 3. Решения нелинейного уравнения Шредингера для апертурных функций η_1 (левая колонка) и η_3 (правая колонка) при наличии диссипации: а – линии равного уровня; б – трехмерная картина распределения величины $|\phi|^2$

Шредингера для апертурных функций η_1 и η_3 с учетом диссипации. Показаны линии равного уровня величины $|\varphi(x,y)|^2$ при $\varphi^{eff}=0.05$ и $\varphi^{eff}=0.07$ (рис. 3, а) и трехмерная картина распределения этой величины при $\varphi^{eff}=0.07$ в плоскости пленки (рис. 3, б). Видно, что, действительно, при одинаковых значениях φ^{eff} процесс разбиения волнового пучка на систему каналов намного лучше наблюдается в случае пучка с апертурной функцией η_3 , имеющей вид треугольника, по сравнению с пучком, у которого амплитуда равномерно распределена вдоль антенны.

Взаимодействие пространственных солитонов

Рис. 4 демонстрирует решения уравнения (3) для пучков с начальным

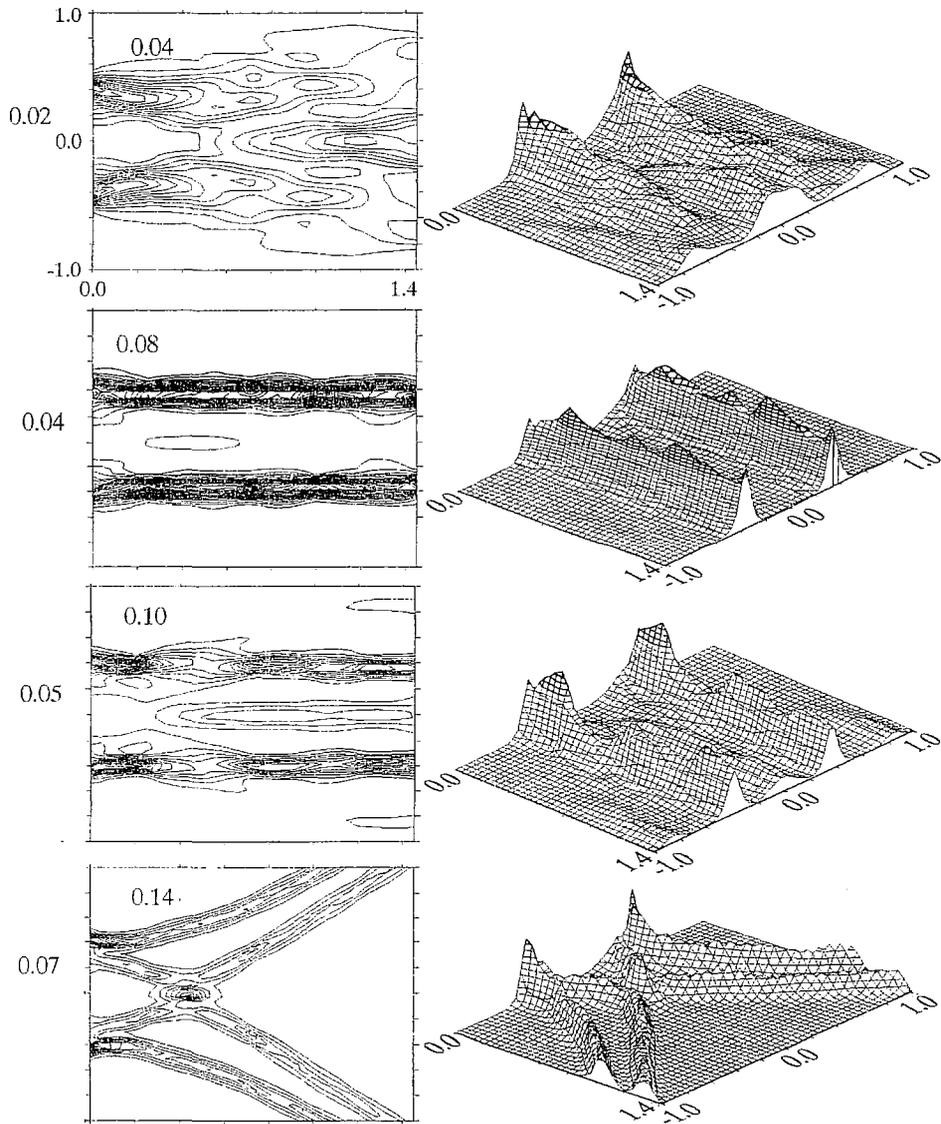


Рис. 4. Зависимость распределения величины $|\varphi(x,y)|^2$ от значений $|\varphi^{eff}|$ волнового пучка ООМСВ с апертурной функцией η_3 без диссипации

распределением амплитуды в поперечном сечении, имеющем вид совокупности двух осесимметричных друг другу прямоугольных треугольников η_5 . В каждой из четырех строк рисунка показаны линии равного уровня величины $|\phi|^2$ в плоскости пленки без диссипации и, для наглядности, трехмерная картина распределения этой величины. Числа слева от каждой строки рисунка соответствуют значениям ϕ^{eff} . Поведение волновых пучков с $\eta_5(y)$ при различных ϕ^{eff} , как видно из рис. 4, похоже на результат распространения двух независимых волновых пучков, сформированных на двух рядом расположенных антеннах с шириной $a/2$ и апертурной функцией, имеющей вид отдельного прямоугольного треугольника. Так, при $\phi^{eff}=0.02$ каждый из таких независимых пучков расплывается за счет дифракции,

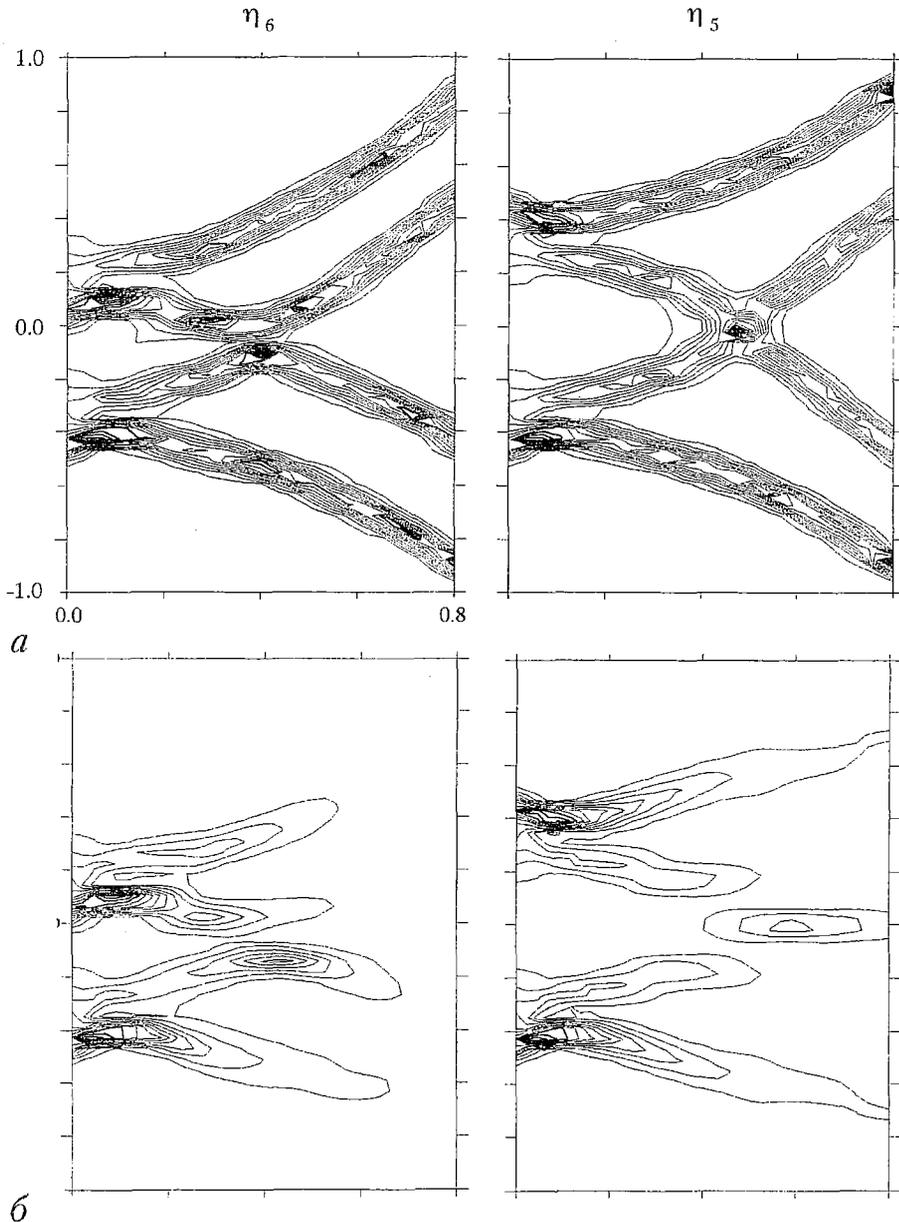


Рис. 5. Эффекты расталкивания (левая колонка) и пересечения (правая колонка) волноводных каналов в процессе самоканализации волновых пучков с апертурными функциями η_6 и η_5 без диссипации (а), при наличии диссипации (б)

поскольку его усредненная амплитуда равна по величине $1/2\varphi^{eff}$, что оказывается ниже порога самофокусировки. При $\varphi^{eff}=0.04$ сфокусированные самоподдерживающиеся пучки распространяются параллельно друг другу. Режим распространения волнового пучка с $\eta_5(y)$ при $\varphi^{eff}=0.05$ интересен тем, что ранее рассеивающаяся в пространстве между двумя существующими параллельными каналами часть энергии собирается в пределах третьего волноводного канала, параллельного первым двум. В результате картина распределения $|\varphi|^2$ в плоскости пленки имеет вид системы трех сфокусированных параллельных пучков. Следует отметить, что, как видно из сравнения рис. 2 и 4, при значениях φ^{eff} от 0.04 до 0.05 количество сфокусированных пучков в решениях нелинейного уравнения Шредингера в случае апертурной функции с двумя максимумами не отличается от количества сфокусированных пучков в соответствующих решениях для $\eta(y)$ с одним максимумом. При $\varphi^{eff}=0.07$ каждый из пары ранее существовавших каналов разбивается на два. Получается система четырех сфокусированных пучков. Причем два внутренних волновых пучка пересекаются друг с другом. Область пересечения характеризуется ярко выраженным максимумом величины $|\varphi|^2$. За областью пересечения пучки сохраняют свою форму и совсем незначительно меняют направление распространения. Наблюдаемое явление представляет собой пространственный аналог процесса столкновения временных солитонов, когда последние «проходят» друг через друга без заметного изменения скорости и формы.

Совершенно другой характер взаимодействия волноводных каналов, а именно, расталкивание каналов, с которым можно провести аналогию «упругого» столкновения временных солитонов, можно пронаблюдать для волнового пучка с апертурной функцией η_6 . На рис. 5 показаны для сравнения два упомянутых качественно различающихся типа взаимодействия при столкновениях пространственных солитонов в бездиссипативном процессе (а) и диссипативном (б). Видно, что наличие потерь не нарушает характер взаимодействия волноводных каналов.

Заключение

Таким образом, в рамках подхода, основанного на численном решении нестационарного двумерного нелинейного уравнения Шредингера, изучены явления самовоздействия ограниченных волновых пучков дипольных ООМСВ в пленках ЖИГ в зависимости от начального распределения амплитуды волны в поперечном сечении.

Показано, что при значениях коэффициентов уравнения и уровнях мощности, типичных для дипольных ООМСВ в пленках ЖИГ, характер решений отвечает поперечной неустойчивости рассматриваемых волн и проявляется в виде самофокусировки и самоканализации волновых пучков. Причем поведение волновых пучков с различными апертурными функциями в процессе самофокусировки и самоканализации качественно подобно при одинаковых значениях усредненной по ширине антенны начальной амплитуды волновых пучков. Пучки с апертурными функциями, имеющими несколько максимумов, демонстрируют в процессе самоканализации эффекты столкновения пространственных солитонов.

Работа поддержана грантами РФФИ № 96-02-16168 и Федеральной программой «Интеграция», проект № 696.3.

Библиографический список

1. Звездин А.К., Попков А.Ф. К нелинейной теории магнитостатических спиновых волн // ЖЭТФ. 1983. Т. 84, вып. 2. С. 606.

2. Nikitov S.A., Su Jun, Marcelli R., De Gasperis P. Modulation instability of surface magnetostatic waves in ferromagnetic films // J. MMM. 1995. Vol. 145. P. 6.
3. Дудко Г.М., Казаков Г.Т., Кожевников А.В., Филимонов Ю.А. Удвоение периода и хаос при четырехмагнотном распаде магнитостатических волн в пленках железиттриевого граната // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. С. 736.
4. De Gasperis P., Marcelli R., Miccoli G. Magnetostatic soliton propagation at microwave frequency in magnetic garnet films // Phys.Rev.Lett. 1987. Vol. 59. P. 481.
5. Kalinikos B.A., Kovshikov N.G., Kolodin P.A., Slavin A.N. Observation of dipole-exchange spin wave solitons in tangentially magnetised ferromagnetic films // Sol.St.Com. 1990. Vol. 74, № 9. P. 989.
6. Chen M., Tsankov M.A., Nash J.M., Patton C.E. Backward volume wave solitons in a yttrium iron garnet film // Phys.Rev.B. 1994. Vol. 49. P. 12773.
7. Калиникос Б.А., Ковшиков Н.Г., Паттон К.Е. Наблюдение автогенерации темных солитонов огибающей спиновых волн в ферромагнитных пленках // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 68, вып. 3. С. 229.
8. Калиникос Б.А., Ковшиков Н.Г. Наблюдение столкновения солитонов огибающей спиновых волн в ферромагнитных пленках // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 60, вып.4. С. 290.
9. Дудко Г.М., Филимонов Ю.А. Развитие модуляционной неустойчивости магнитостатических волн (МСВ) в ферритовых пленках // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15, вып. 2. С. 55.
10. Славин А.Н., Дудко Г.М. Переход от модуляционной неустойчивости к хаосу в пленках железиттриевого граната // ЖТФ. 1989. Т. 31, вып. 6. С. 114.
11. Boardman A.D., Nikitov S.A., Xie K., Mehta H. Bright magnetostatic spin-wave envelope solitons in ferromagnetic films // J. MMM. 1995. Vol. 145. P. 357-378.
12. Slavin A.N., Dudko G.M. Numerical modelling of spin wave soliton propagation in ferromagnetic film // J. MMM. 1990. Vol. 86. P. 15.
13. Chen M., Nash J.M., Patton C.E. A numerical study of nonlinear Schrodinger equation solutions for microwave solitons in magnetic thin films // J. Appl.Phys. 1993. Vol. 73. P. 3906.
14. Boyle J.W., Nikitov S.A., Boardman A.D., Booth J.G. Self-channeling and nonlinear beam shaping of magnetostatic waves in ferromagnetic films // Phys.Rev.B. 1996. Vol. 53, № 18. P. 12173.
15. Bauer M., Mathieu C., Demokritov S.O., Hillebrands B., Kolodin P.A., Sure S., Dotsch H., Grimalski V., Rapoport Yu., Slavin A.N. Direct observation of two-dimensional self-focusing of spin waves in magnetic films // Phys. Rev. B. 1997. Vol. 56, № 14. P. 8483.
16. Дудко Г.М., Филимонов Ю.А. Самофокусировка ограниченных пучков обратных объемных магнитостатических волн в ферромагнитных пленках: численный эксперимент // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1997, № 6. С. 29.
17. Додд Р., Эйлбек Дж., Гиббон Дж., Моррис Х. Солитоны и нелинейные волновые уравнения // М.: Мир, 1988.

Саратовский филиал Института
радиотехники и электроники РАН

Поступила в редакцию 06.01.99

NUMERICAL INVESTIGATION OF SELF-ACTION EFFECTS OF BACKWARD VOLUME MAGNETOSTATIC WAVES CONFINED BEAMS IN FERROMAGNETIC FILMS

G.M. Dudko, Yu.A. Filimonov

Self-action effects of backward volume magnetostatic waves confined beams in ferromagnetic films were studied numerically in the framework of nonstationary

two-dimensional nonlinear Shrodinger equation. It was found, that for equation coefficients and power levels typical for dipole waves the character of numerical solution corresponds to transverse instability of waves in the form of self-focusing and self-canalization effects. Self-focusing and self-canalization effects of wave beams with different aperture function are quality similar for equal levels of average input power. In case of aperture functions with several local extreme, wave beams self-canalization leads to spatial solution collision effects.



Дудко Галина Михайловна – родилась в 1961 году. Окончила физический факультет СГУ (1983). Работает в Саратовском филиале ИРЭ РАН. Область научных интересов – волновые явления в магнитных пленках.



Филимонов Юрий Александрович – родился в 1955 году. Окончил МФТИ (1979). Работает в Саратовском филиале ИРЭ РАН. Область научных интересов – волновые явления в магнитных пленках.