

САМОВОЗДЕЙСТВИЕ 2D-ИМПУЛЬСОВ ОБРАТНЫХ ОБЪЕМНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

Г.М. Дудко, Ю.А. Филимонов

В рамках подхода, основанного на численном решении нелинейного уравнения Шредингера, исследовано распространение 2D-импульсов обратных объемных магнитостатических волн при соотношениях коэффициентов дисперсии β_1 и дифракции β_2 , характерных для чисто дипольных $\beta_1/\beta_2 < 1$ и дипольно-обменных $\beta_1/\beta_2 \sim 1$ волн. Показано, что 2D-импульсы дипольных обратных объемных магнитостатических волн с ростом амплитуды волны на входе могут разбиваться на пару изолированных фрагментов, распространяющихся относительно друг друга в противоположных направлениях. При $\beta_1/\beta_2 \sim 1$ увеличение амплитуды 2D-импульса также приводит к его дроблению, но получающиеся в результате этого процесса фрагменты импульса могут взаимодействовать друг с другом и образовывать структуры, топологически отличные от входного импульса. Показано, что подбором ширины антенны, длительности и амплитуды входного импульса можно добиться образования 2D-солитона огибающей обратных объемных магнитостатических волн, а также наблюдать эффект, создающий иллюзию «остановки импульса», когда местоположение максимума амплитуды сигнала в пленке не изменяется в течение промежутка времени, сопоставимого с длительностью импульса.

Введение

Солитоны огибающей магнитостатических волн (МСВ) в пленках железитриевого граната (ЖИГ) активно исследуются в квазиодномерном случае [1-6]. На практике такому приближению отвечает ситуация, когда длина антенны, возбуждающей МСВ, не меньше, чем ширина пленочного волновода, а отражением МСВ от боковых границ пленки можно пренебречь. Между тем, устройства, основанные на принципах геометрической оптики [7] или использующие эффект самоканализации [8,9] волновых пучков МСВ, предполагают наличие пленочных волноводов с шириной большей, чем апертура возбуждающей антенны. При этом в режиме импульсного возбуждения волны имеет место распространение в ферритовой среде двумерных (2D) волновых пакетов МСВ [10]. Характер распространения полностью определяется дисперсионными характеристиками среды, размерами и мощностью возбуждаемых радиоимпульсов.

Наибольший интерес представляет поведение 2D-волновых пакетов обратных объемных магнитостатических волн (ООМСВ). Это обусловлено тем,

что в нелинейном режиме для ООМСВ выполняются условия, необходимые для появления модуляционной неустойчивости относительно продольных

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

и поперечных возмущений¹

$$\beta_t \gamma < 0. \quad (2)$$

Здесь $\beta_{l,t} = \partial^2 \omega / (\partial^2 k_{l,t})$ - характеризуют дисперсионное и дифракционное распыливание волны; ω - частота; k_p, k_t - продольная и поперечная составляющие волнового вектора ООМСВ, соответственно; $\gamma = \partial \omega / \partial |\phi|^2$ - коэффициент нелинейности; ϕ - безразмерная комплексная амплитуда волны.

Развитие этих неустойчивостей может приводить к образованию, соответственно, «временных» и «пространственных» солитонов огибающей ООМСВ. Возможность образования временных солитонов при распространении радиоимпульсов ООМСВ в ферромагнитных пленках доказывалась ранее в лабораторных экспериментах и подтверждалась при численных исследованиях в рамках одномерного нелинейного уравнения Шредингера [5]. В работах [8,9,11,12] на примере ООМСВ, возбуждаемых в непрерывном режиме антенной с конечной апертурой, показано формирование «пространственных» солитонов или, другими словами, волноводных каналов. В экспериментальных работах последних лет [10,13] обсуждалась проблема коллапса 2D-импульсов ООМСВ и исследовались возможности стабилизации таких импульсов.

Однако ряд вопросов остается открытым. В частности, в литературе не затрагивался вопрос, касающийся возможности образования 2D-солитонов ООМСВ. Практически не исследовались особенности распространения импульсов ООМСВ с узкими частотными и пространственными спектрами в условиях одновременного протекания однонаправленных по действию² процессов самовоздействия.

Целью данной работы является изучение в рамках вычислительного эксперимента особенностей распространения в пленках ЖИГ 2D-импульсов ООМСВ при уровнях входной мощности, достаточных для развития процессов самовоздействия.

Отметим, что взаимовлияние противоположных по действию процессов самовоздействия ($\beta_l \gamma > 0$, $\beta_t \gamma < 0$) ограниченного во времени планарного волнового пучка (2D-импульс), а именно: самодекомпрессии³ импульса и самофокусировки пучка, - исследовалось численно в работе [14] применительно к волнам оптического диапазона. Показано, что ширина волнового пучка сначала уменьшается из-за самофокусировки, а длительность импульса возрастает вследствие нелинейной декомпрессии. Затем, после прохождения нелинейного фокуса амплитуда волны падает из-за дисперсионного распыливания импульса, и самовоздействие ослабевает. В результате и ширина пучка, и длительность импульса одновременно увеличиваются. Отмечено, что аналогичная картина имеет место при самокомпрессии импульса на фоне дефокусировки пучка ($\beta_l \gamma < 0$, $\beta_t \gamma > 0$).

¹ Имеются в виду продольные либо поперечные возмущения относительно направления распространения волны.

² Самосжатие импульса и самофокусировка пучка.

³ Более быстрое, по сравнению с линейным режимом, распыливание импульса в направлении его распространения

Постановка задачи

Геометрия задачи показана на вставке к рис. 1. Считаем, что изотропная по магнитным свойствам ферромагнитная пленка с намагниченностью насыщения $4\pi M_0$, шириной линии ферромагнитного резонанса ΔH , толщиной d , длиной L_x и шириной L_y , расположена в плоскости xOy так, что ось Oz перпендикулярна поверхности пленки. Внешнее магнитное поле H_0 направлено вдоль оси Ox . Входная антенна длиной a располагается параллельно оси Oy и возбуждает волны, бегущие в направлении оси Ox .

В выбранной геометрии в безобменном приближении в пленке могут распространяться дипольные ООМСВ с законом дисперсии [15]

$$k_1^2 + k_t^2 + 2[k_1^2 + k_t^2]^{1/2}[-\mu(k_1^2 + k_t^2\mu)]^{1/2} \operatorname{ctg}\{d[(k_1^2 + k_t^2\mu)/(-\mu)]^{1/2}\} - \mu(k_1^2 + k_t^2\mu) - k_t^2 v^2 = 0, \quad (3)$$

где $\mu = (\omega_0^2 - \omega^2)/(\omega_H^2 - \omega^2)$, $\omega_0 = \omega_H(\omega_H + \omega_m)$, $v = (\omega_m \omega)/(\omega_H^2 - \omega^2)$, ω - частота ООМСВ, $\omega_m = g4\pi M_0$, $\omega_H = gH_0$, g - гиромагнитное отношение.

Эффекты самовоздействия при распространении ООМСВ в такой структуре могут быть описаны нестационарным двумерным уравнением Шредингера (НУШ)

$$i(\partial\varphi/\partial t) + V_g(\partial\varphi/\partial x) + 1/2\beta_1(\partial^2\varphi/\partial x^2) + 1/2\beta_t(\partial^2\varphi/\partial y^2) - \gamma|\varphi|^2\varphi + i\alpha\varphi = 0 \quad (4)$$

с начальными условиями

$$\varphi(x, y, 0) = \begin{cases} \varphi^0\psi(0)\eta(y), & x = 0, & |y| \leq a/2, \\ 0, & x = 0, & a/2 < |y| \leq L_y/2, \\ 0, & 0 < x \leq L_x, & |y| \leq L_y/2 \end{cases} \quad (5)$$

и граничными условиями

$$\varphi(0, y, t) = \begin{cases} \varphi^0\psi(t)\eta(y), & |y| \leq a/2, & 0 < t \leq T_{\text{imp}}, \\ 0, & a/2 < |y| \leq L_y/2, & 0 < t \leq t_{\text{max}}, \\ 0, & |y| \leq L_y/2, & T_{\text{imp}} < t \leq t_{\text{max}}, \end{cases} \quad (6)$$

$$\varphi(L_x, y, t) = 0, \quad |y| \leq L_y/2, \quad 0 < t \leq t_{\text{max}},$$

$$\varphi(x, -L_y/2, t) = 0, \quad 0 < x \leq L_x, \quad 0 < t \leq t_{\text{max}},$$

$$\varphi(x, L_y/2, t) = 0, \quad 0 < x \leq L_x, \quad 0 < t \leq t_{\text{max}}.$$

Здесь $V_g = \partial\omega/\partial k_1$ - групповая скорость волны; $\alpha = g\Delta H$ - диссипативный

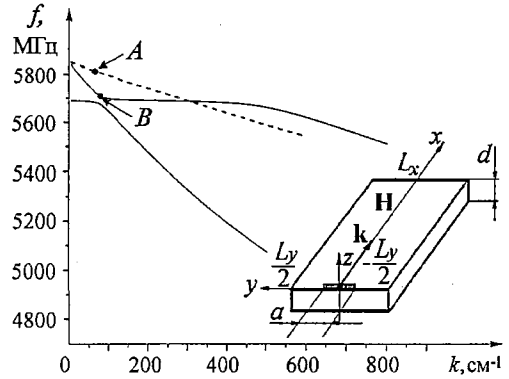


Рис. 1. Положение рабочих точек «А» и «В» на дисперсных кривых основной моды дипольной ООМСВ (штриховая линия) и в окрестности резонанса основной моды ООМСВ и поверхностной спиновой волны в пленке ЖИГ (сплошные линии)

коэффициент; φ_0 - определяет уровень входной амплитуды МСВ; $\eta(y)$ - функция начального распределения амплитуды волны в поперечном сечении пучка; $\psi(t)$ - функция, задающая зависимость амплитуды входного импульса от времени на возбуждающей антенне; T_{imp} - длительность импульса; t_{max} - длительность анализа распространения МСВ. Граничные условия (6) при $T_{\text{imp}} < t_{\text{max}}$ соответствуют импульсному режиму возбуждения МСВ на входной антенне.

Все результаты, представленные в этой статье, получены для функций $\eta(y)$ и $\psi(t)$ вида:

$$\eta(y) = \begin{cases} 1, & |y| \leq a/2, \\ 0, & |y| > a/2, \end{cases} \quad (7)$$

$$\psi(t) = \begin{cases} 1, & 0 \leq t \leq T_{\text{imp}}, \\ 0, & t > T_{\text{imp}}. \end{cases} \quad (7a)$$

Численное решение (4)-(6) проводилось при двух наборах («А» и «В») значений коэффициентов НУШ, в которых значения $V_g = 3.5 \cdot 10^6$ см/с, $\beta_1 = 2.3 \cdot 10^5$ см²/с, $\gamma = -7.3 \cdot 10^9$ с⁻¹ были одинаковыми, а значения коэффициента дисперсионного расплывания различались на два порядка и составляли $\beta_1 = 1.72 \cdot 10^3$ см²/с и $\beta_1 = 1.72 \cdot 10^5$ см²/с, соответственно.

Набор параметров «А» соответствует случаю чисто дипольных ООМСВ с волновым числом $k \approx 70$ см⁻¹ на частоте $f = \omega/2\pi \approx 5.82$ ГГц, распространяющихся в пленке ЖИГ с намагниченностью насыщения $4\pi M_0 = 1750$ Гс, толщиной $d = 7.2$ мкм, намагниченной касательно в поле $H_0 = 1390$ Э. На рис. 1 штриховой линией показан закон дисперсии основной моды ООМСВ в такой пленке и буквой «А» отмечено положение рабочей точки.

Набор параметров «В» может отвечать, в частности, выбору рабочей точки в окрестности «обменной щели» в спектре ООМСВ, образованной в результате резонансного взаимодействия основной моды ООМСВ с поверхностной обменной волной, поддерживаемой поверхностью пленки с закрепленными спинами за счет одноосной поверхностной анизотропии с «легкой осью», нормальной к поверхности [16]. На рис. 1 сплошными линиями показаны дисперсионные кривые, отвечающие результату взаимодействия основной моды ООМСВ и поверхностной обменной волны. Дисперсионные кривые рассчитывались при выбранном значении касательного поля $H_0 = 1390$ Э так, как указано в [16], при этом параметры пленки брались равными $4\pi M_0 = 1750$ Гс, $d = 25$ мкм, обменная жесткость $A = 1.0 \cdot 10^{-6}$ эрг/см³, параметры закрепления спинов на поверхностях пленки $L_1 \approx -1.0 \cdot 10^5$ см⁻¹, $L_2 \approx 1.6 \cdot 10^5$ см⁻¹, где индексы 1 и 2 служат для обозначения поверхностей пленки. При этом закрепление на поверхности 2 отвечает случаю поверхностной анизотропии «легкая ось» и именно эта поверхность поддерживает поверхностную спиновую волну. При значении частоты $f \approx 5.7$ ГГц и волновом числе $k \approx 90$ см⁻¹ (точка «В» на рис. 1) реализуется набор коэффициентов НУШ с $\beta_1 = 1.72 \cdot 10^5$ см²/с, что соответствует случаю сильной дисперсии.

Рассмотрим далее зависимости решений задачи (4)-(6) от амплитуды φ_0 на входе для двух выбранных наборов параметров.

Важно заметить, что поскольку используемое в математической модели НУШ второго порядка применимо лишь для описания волновых пучков и импульсов с достаточно узкими частотными и пространственными спектрами, а именно:

$$\pi/a \ll k, \quad \pi/(V_g T_{\text{imp}}) \ll k, \quad (8)$$

вычислительный эксперимент проводился для 2D-импульсов длительностью T_{imp} не менее 150 нс при ширине антенны a не менее 0.5 см.

Чисто дипольные ООМСВ

Среда без диссипации. Рассмотрим особенности распространения 2D-импульсов ООМСВ в бездиссипативной среде ($\alpha=0$) при значениях коэффициентов НУШ из набора «А», где коэффициент дисперсионного расплывания отвечает дипольным ООМСВ $\beta_1=1.72 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{с}$.

Заметим сначала, что в случае непрерывно возбуждаемых на входной антенне ООМСВ с выбранными параметрами имеют место эффекты стационарной самофокусировки и самоканализации волновых пучков [11,12]. При этом порог возникновения самофокусировки полностью определяется шириной возбуждающей антенны

$$\varphi_1^{\text{th}} = \pi/(2^{1/2}a)(-\beta_1/\gamma)^{1/2}. \quad (9)$$

Для волновых пучков, независимо от вида апертурной функции, при $\varphi_1^{\text{th}} \leq \varphi_0^{\text{eff}} < 2\varphi_1^{\text{th}}$ наблюдается распространение самоподдерживающегося пучка в «волноводном» режиме, а при $\varphi_0^{\text{eff}} \geq 2\varphi_1^{\text{th}}$ происходит разбиение пучка на систему волноводных каналов. Никаких проявлений развития модуляционной неустойчивости относительно продольных возмущений не наблюдается.

Несколько по иному обстоит дело в случае ограниченных во времени волновых пучков (2D-импульсов). При распространении 2D-импульсов наряду с пространственным масштабом D_y , задаваемым шириной возбуждающей антенны a ($D_y=a$), появляется еще один выделенный пространственный масштаб $D_x=V_g T_{\text{imp}}$, определяемый длительностью импульса T_{imp} . Этим пространственным масштабом, по аналогии со сказанным ранее относительно порога самофокусировки, будет определяться порог появления модуляционной неустойчивости относительно продольных возмущений

$$\varphi_1^{\text{th}} = \pi/(2^{1/2}D_x)(-\beta_1/\gamma)^{1/2}. \quad (10)$$

Понятно, что одновременное развитие модуляционных неустойчивостей ООМСВ относительно продольных (l) и поперечных (t) возмущений возможно при $\varphi_0 \geq \max(\varphi_1^{\text{th}}, \varphi_t^{\text{th}})$. Здесь и ниже, ведя речь о начальном импульсе, для обозначения усредненных амплитуд по продольному и поперечному сечениям мы будем пользоваться вместо $\varphi_0^{\text{eff}}_{x,y}$ просто φ_0 , так как для выбранных функций $\eta(y)$ (7) и $\psi(t)$ (7а) верно равенство $\varphi_0^{\text{eff}}_{x,y} = \varphi_0$.

Для чисто дипольных ООМСВ с указанными выше параметрами и, например, при длительности импульса $T_{\text{imp}}=300$ нс и ширине антенны $a=0.5$ см $\max(\varphi_1^{\text{th}}, \varphi_t^{\text{th}}) = \varphi_1^{\text{th}} \approx 2.4 \cdot 10^{-2}$. Причем, из-за малого значения коэффициента дисперсионного расплывания по сравнению со значением коэффициента дифракции, имеет место соотношение $\varphi_1^{\text{th}} > \varphi_t^{\text{th}}$. Последнее означает, что при $\varphi_0 \approx \varphi_1^{\text{th}}$ уровень входной амплитуды соответствует «далеко-запороговой» области существования модуляционной неустойчивости относительно продольных возмущений. Для этой области характерно наличие широкого спектра «неустойчивых» возмущений (Ω, Q_x) с волновыми числами из интервала

$$Q_{x \text{ min}} \leq Q_x < Q_{x \text{ max}}, \quad (11)$$

⁴ Здесь $\varphi_0^{\text{eff}} = (1/a)\varphi_0 \int_{-a/2}^{a/2} \eta(y) dy$.

где

$$Q_{x\min} = \pi/D_x, \quad Q_{x\max} = 2\varphi_0(-\gamma/\beta_1)^{1/2}.$$

Соотношение диапазонов волновых чисел

$$[Q_{x\min}, Q_{x\max}], \quad [Q_{y\min}, Q_{y\max}] \quad (11a)$$

«неустойчивых» продольных и поперечных⁵ возмущений при фиксированном значении $\varphi_0 \approx \varphi_t^{\text{th}}$ хорошо видно из рис. 2, на котором изображены зависимости характерных длин развития модуляционной неустойчивости ООМСВ в продольном

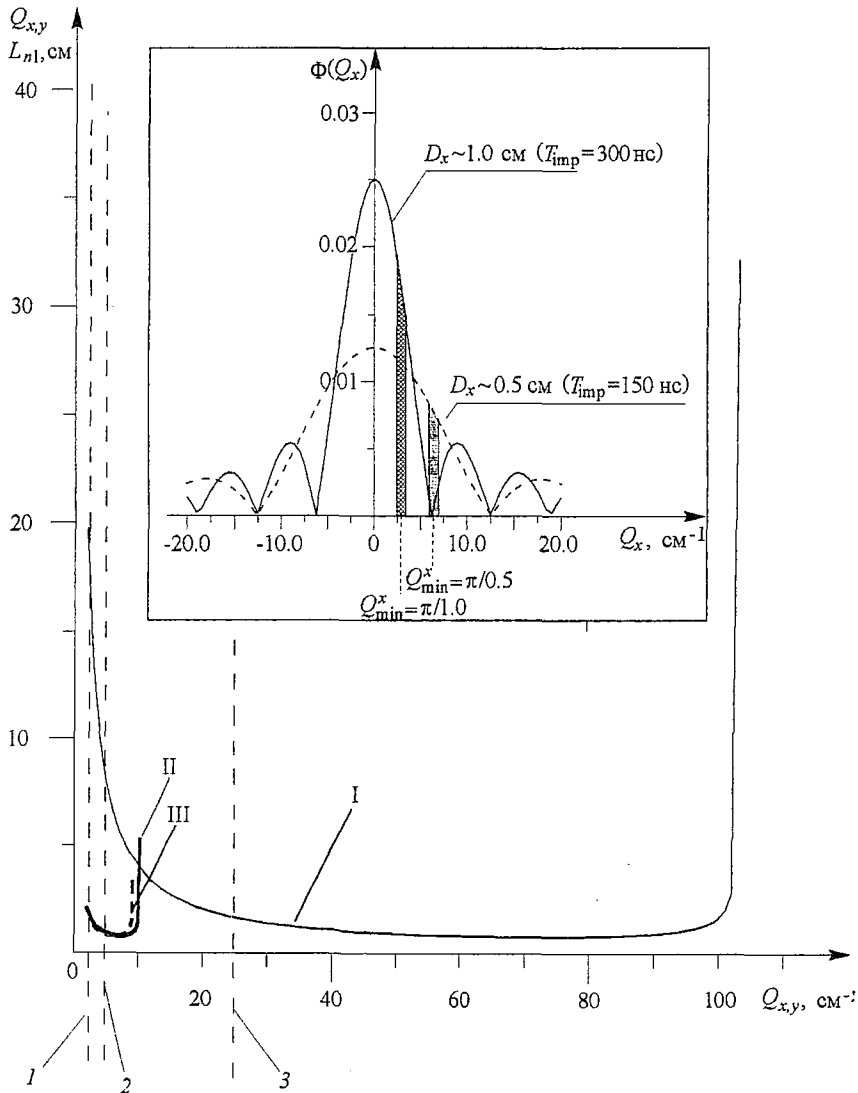


Рис. 2. Зависимость характерных длин L_{n1} развития модуляционной неустойчивости от волновых чисел «неустойчивых» продольных Q_x (кривые I и II) и поперечных Q_y (кривая III) возмущений. Кривые I и III отвечают набору «А» параметров НУШ, а II и III - набору «В». Пунктирами 1 и 2 отмечены границы $Q_{x\min}$ в случае $T_{\text{imp}} = 300 \text{ ns}$ и $T_{\text{imp}} = 150 \text{ ns}$, соответственно. Пунктир 3 - верхняя граница значений волновых чисел Q_x , участвующих в развитии решения уравнения (4) при выбранной величине шага дискретизации h_x численной схемы. На вставке показаны спектральные плотности амплитуды прямоугольных импульсов длительностями 300 нс (сплошная линия) и 150 нс (штриховая линия) при уровне входной амплитуды $\varphi_0 = 2.5 \cdot 10^{-2}$

⁵Значения $Q_{y\min}$, $Q_{y\max}$ рассчитываются по формулам (11) после соответствующей замены индексов $x \rightarrow y$, $l \rightarrow t$.

(тонкая сплошная линия) и поперечном (жирная пунктирная линия) направлениях при $\varphi_0 = 2.5 \cdot 10^{-2}$. При построении указанных зависимостей использовались дисперсионные уравнения для малых продольных и поперечных волновых возмущений ($\Omega, Q_{x,y}$)

$$\Omega = V_g Q_{x,y} \pm 1/2 [\beta_{l,t} Q_{x,y}^2 (4\gamma|\varphi_0|^2 + \beta_{l,t} Q_{x,y}^2)]^{1/2}. \quad (12)$$

Рассчитывались значения инкрементов модуляционной неустойчивости $\Gamma_{ni} = \text{Im}(\Omega)$ и соответствующие им характерные длины развития неустойчивости $L_{ni}^{Q_{x,y}} = V_g / \Gamma_{x,y}$ для волновых чисел $Q_{x,y}$ продольных и поперечных возмущений из диапазонов (11а).

Из рис. 2 видно, что значения волновых чисел $Q_x^* = Q_{\max} / 2^{1/2}$ у возмущений с максимальными инкрементами $\Gamma^* = \gamma|\varphi_0|^2$ [12] и, следовательно, с минимальными $L_{ni}^{Q_x}$ оказываются по величине порядка волнового числа k самой ООМСВ. Здесь мы сталкиваемся с ограничением на применимость используемого НУШ 2-го порядка ($Q_{x,y} \ll k$). По сути дела использование (4) для чисто дипольных ООМСВ при указанных уровнях мощности является некорректным. Складывающаяся ситуация связана с тем, что в модель (4)-(6) не заложена информация о величине волнового числа несущей волны и не введен механизм нелинейной дисперсии, ограничивающий рост Q_{\max} «неустойчивых» возмущений с ростом φ_0 . В проведенных нами расчетах возмущения с большими значениями волновых чисел ($Q_x \sim k$) искусственно исключались (см. положение пунктира под номером 3 на рис.2) из рассмотрения посредством задания шагов дискретизации $h_{x,y}$ численной схемы по пространственным координатам порядка длины волны несущей $\lambda = 2\pi/k$ ⁶

$$\lambda/10 < h_{x,y} \leq \lambda. \quad (13)$$

Из оставшихся возмущений с волновыми числами, расположенными слева от пунктира, определяющую роль в развитии модуляционной неустойчивости ООМСВ играют, по всей видимости, продольные возмущения огибающей 2D-импульса с Q_x из узкой полосы вблизи $Q_{x\min}$, которые благодаря максимальной интегральной амплитуды в пределах этой полосы (см. вставку к рис. 2) составляют достойную конкуренцию другим возмущениям с $Q_x > Q_{x\min}$.

Из сравнения кривых $L_{ni}^{Q_x}$ (кривая I) и $L_{ni}^{Q_y}$ (кривая III) на рис.2 видно также, что характерная длина развития $L_{ni}^{Q_{x\min}}$ модуляционной неустойчивости ООМСВ относительно продольных возмущений в точке $Q_{x\min} \approx \pi/D_x$ значительно превышает длину развития $L_{ni}^{Q_{y\min}}$ модуляционной неустойчивости относительно поперечных возмущений в точке $Q_{y\min} \approx \pi/D_y$, поскольку для последних при $\varphi_0 \sim \varphi_1^{\text{th}}$ имеем $\Gamma_y \approx \Gamma_y^* = \gamma|\varphi_0|^2$.

В подтверждение сказанному обратимся к рис. 3, на котором изображено поведение огибающей 2D-импульса дипольной ООМСВ с размерами $D_x \approx 1.0$ см и $D_y = 0.5$ см.

Действительно, как видно из рис. 3, из-за значительной разницы длин $L_{ni}^{Q_{x\min}}$ и $L_{ni}^{Q_{y\min}}$ ($L_{ni}^{Q_{x\min}} \gg L_{ni}^{Q_{y\min}}$) самосжатие импульса в направлении x , являющееся следствием развития модуляционной неустойчивости относительно продольных возмущений, проявляется на значительном удалении от входной антенны ($x > 2$ см), в то время как эффект самофокусировки волнового пучка замечен уже на этапе входа 2D-импульса в пленку ($x < 0.5$ см). Самосжатие импульса в продольном направлении провоцирует (см. рис. 3 при $\varphi_0 = 3.0 \cdot 10^{-2}$ и $\varphi_0 = 4.0 \cdot 10^{-2}$) развитие неустойчивости ООМСВ относительно малых поперечных возмущений с $\Lambda_y < 2D_y$, в результате чего вдоль координаты y происходит дробление одиночного импульса

⁶ По сути дела, таким образом вместо реального механизма вводится в действие механизм разностной природы, ограничивающий рост Q_{\max} .

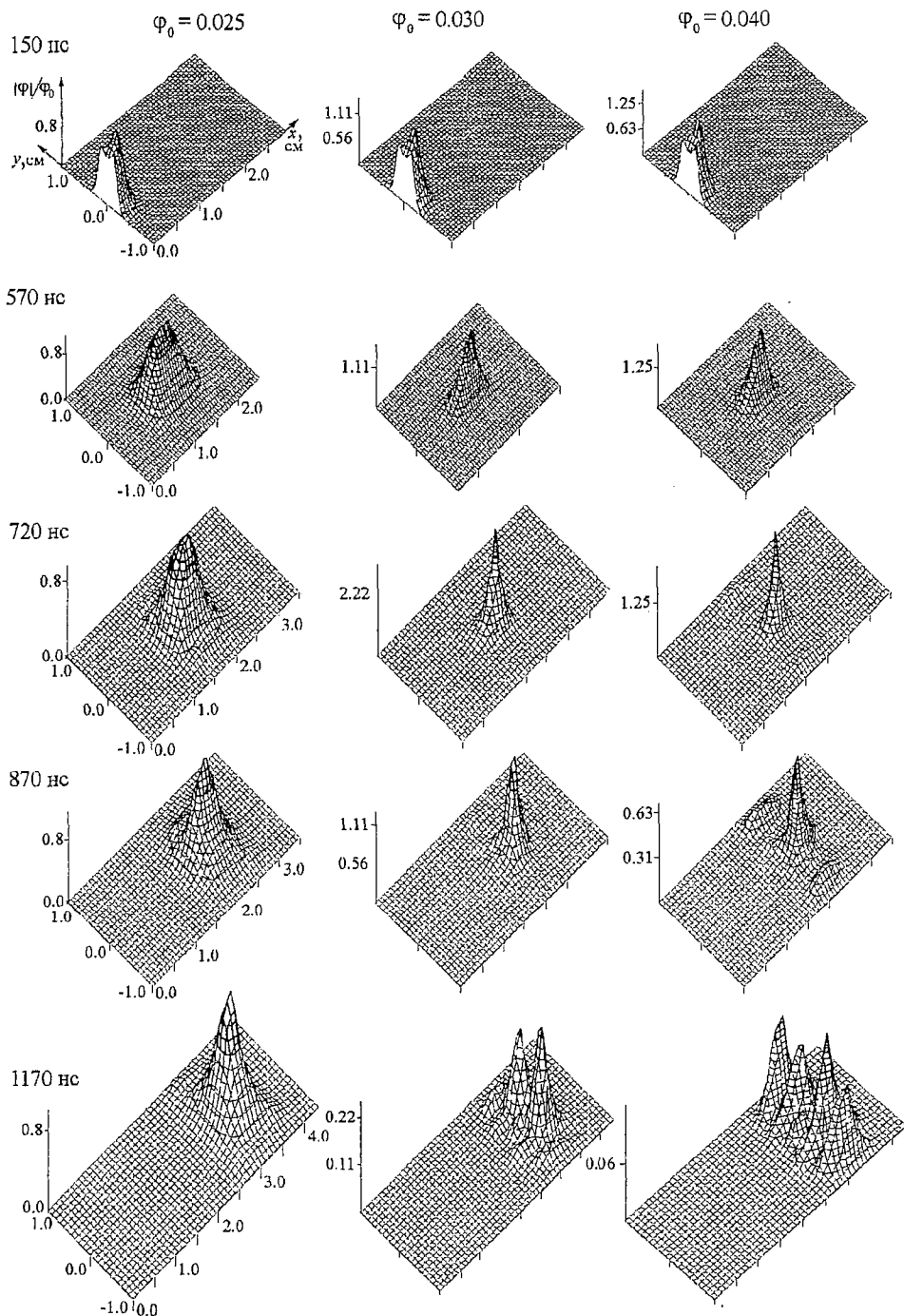


Рис. 3. Эволюция во времени 2D-импульсов ($T_{\text{имп}}=300$ нс, $a=0.5$ см) чисто дипольной ООМСВ при $\varphi_0 \leq 2\varphi_1^{\text{th}}$ в бездиссипативной среде

на несколько фрагментов, расплывающихся в дальнейшем под действием дисперсии и дифракции.

Распад импульса на фрагменты может происходить и без участия эффекта самосжатия импульса в продольном направлении. В этом случае этот процесс полностью аналогичен процессу образования системы самоподдерживающихся волноводных каналов при распространении волновых пучков дипольных ООМСВ [11,12] с $\varphi_0^{\text{eff}} > 2\varphi_1^{\text{th}}$. На рис. 4 показано разбиение импульса на два «дочерних»

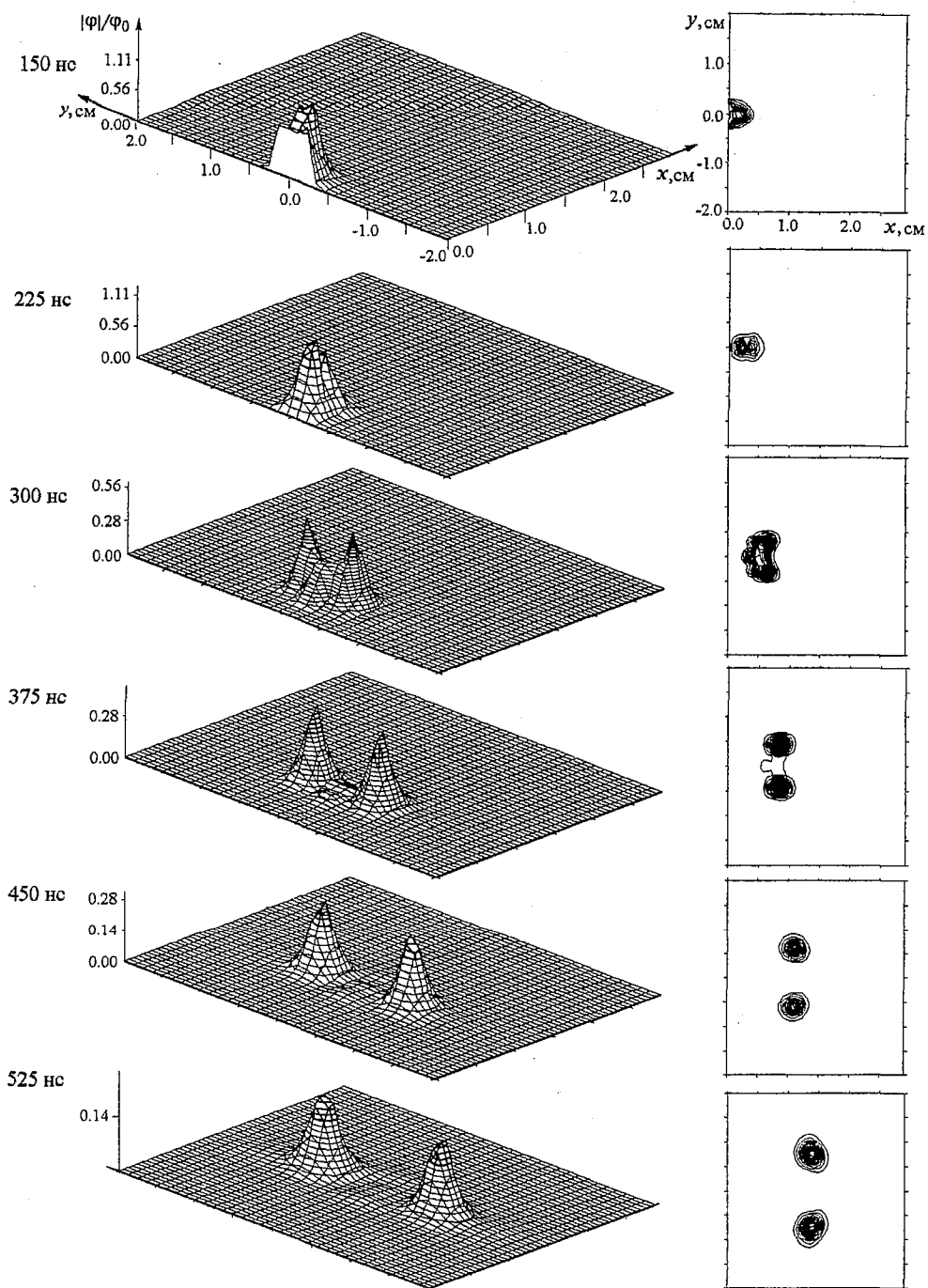


Рис. 4. Распад 2D-импульса ($T_{\text{imp}}=150$ нс, $a=0.5$ см) чисто дипольной ООМСВ на два независимых фрагмента при уровне входной амплитуды $\varphi_0 > 2\varphi_1^{\text{th}}$ в бездиссипативной среде; $\varphi_0=0.06$, $\alpha=0.0$

импульса, удаляющихся друг от друга с течением времени. Дробление первоначального импульса начинает осуществляться вблизи входной антенны, где эффект самосжатия в направлении x еще не успел проявиться.

Диссипативная среда. При наличии диссипации ($\alpha \neq 0$) эффекты, связанные с самосжатием 2D-импульсов ООМСВ при длительностях $T_{\text{imp}} \geq 150$ нс, не

наблюдаются вследствие того, что длина $L_{nl}^{Q_1}$ развития этих эффектов больше диссипативной длины $l_d = V_g/\alpha$.

Тем не менее, разбиение импульса на фрагменты, вызванное развитием неустойчивости только лишь относительно поперечных возмущений, как и в случае непрерывно возбуждаемых ООМСВ, имеет место. Так, из рис. 5 видно, что процесс разбиения импульса ООМСВ, начавшийся на участке пленки вблизи входной антенны ($0 < x < 1$ см), не завершился вследствие уменьшения амплитуды

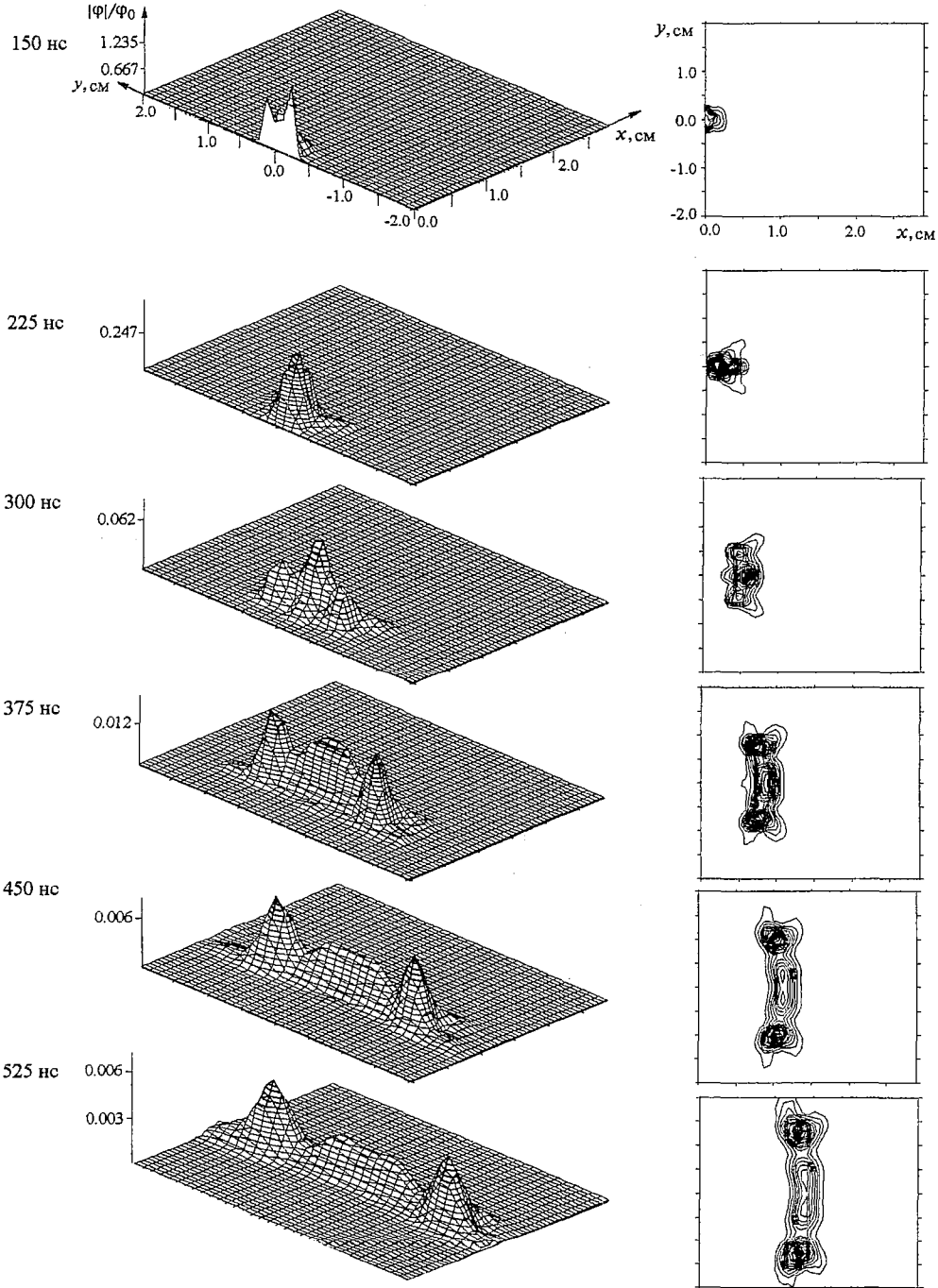


Рис. 5. Эволюция во времени 2D-импульса ($T_{\text{имп}}=150$ нс, $a=0.5$ см) чисто дипольной ООМСВ при уровне входной амплитуды $\varphi_0 > 2\varphi_1^{\text{th}}$ в среде с диссипацией; $\varphi_0=0.09$, $\alpha=3.5 \cdot 10^6$ с $^{-1}$

волны за счет диссипации, в результате чего импульс приобрел специфичную форму вытянутого в поперечном направлении «хребта».

ООМСВ в области сильной дисперсии

Среда без диссипации. Рассмотрим теперь решения задачи (4)-(6) в случае соизмеримости коэффициентов дисперсии ($\beta_1=1.72 \cdot 10^5$ см²/с) и дифракции ($\beta_1=2.13 \cdot 10^5$ см²/с). На рис. 2 жирной сплошной линией изображена зависимость $L_{nl}(Q_x)$ в этой ситуации.

Заметим, что при величине коэффициента дисперсионного расплывания близкой к величине коэффициента дифракции для импульсов с приблизительно одинаковыми размерами вдоль координат x и y ($D_x \approx D_y$), имеем ситуацию, когда, во-первых,

$$\varphi_1^{th} \approx \varphi_1^{th} \quad (14)$$

и, во-вторых, развитие модуляционных неустойчивостей относительно продольных и поперечных возмущений с одинаковыми масштабами происходит на одних и тех же длинах (см. рис. 2, кривые II и III)

$$L_{nl} Q_{xmin} \approx L_{nl} Q_{ymn}, \quad (15)$$

Кажется очевидным, что если бы при этом начальные условия задачи соответствовали случаю существования в ферритовой пленке в момент времени $t=0$ центрально-симметричного импульса, то эволюция этого импульса в процессе самовоздействия при $t>0$ приводила бы к появлению (в зависимости от уровня начальной амплитуды φ_0) различных центрально-симметричных структур. Однако в нашем случае, когда начальные и граничные условия моделируют реальную ситуацию постепенного «входа» импульса в пленку, положение осложняется тем, что процессы модуляционной неустойчивости в x и y направлениях «стартуют» не одновременно. Сначала проявляются эффекты самофокусировки и самоканализации. Процессы же, связанные с модуляционной неустойчивостью относительно продольных возмущений, начинают развиваться лишь по прошествии некоторого времени, достаточного для того, чтобы протяженность «вошедшей» в пленку части импульса была не меньше длины волны «неустойчивого» возмущения с $\Lambda_x = 2\pi/Q_{xmax}$.

Для примера рассмотрим поведение импульса с размерами $D_x = V T_{imp}^g \approx 0.52$ см, $D_y = a = 0.5$ см при различных уровнях входной амплитуды φ_0 (рис. 6). Пороги конкурирующих процессов самовоздействия для такого импульса при выбранных параметрах задачи имеют следующие значения: $\varphi_1^{th} \approx 2.0 \cdot 10^{-2}$, $\varphi_1^{th} \approx 2.4 \cdot 10^{-2}$.

В левой колонке изображено поведение огибающей описанного импульса с начальной амплитудой $\varphi_0 > 2\varphi_1^{th}$. Видно, что уже на расстоянии примерно 0.5 см от входной антенны при $t=225$ нс развивается процесс разбиения импульса. Однако, в отличие от случая с чисто дипольными ООМСВ, процесс этот прерывается по мере вступления в силу самовоздействия волны в продольном направлении. В результате от основного импульса справа и слева «отпочковываются» два сателлита с ненулевой поперечной составляющей групповой скорости V_y . При этом как боковые, так и центральный фрагменты начального импульса не обладают достаточной энергией для поддержания своей формы и расплываются в процессе распространения.

При $\varphi_0 = 4.8 \cdot 10^{-2}$ на начальном этапе трансформации импульса наблюдается аналогичная картина, но поскольку уровень входной амплитуды ниже предыдущего ($\varphi_0 \sim 2\varphi_1^{th}$), процесс разбиения идет менее интенсивно, и в результате доля энергии,

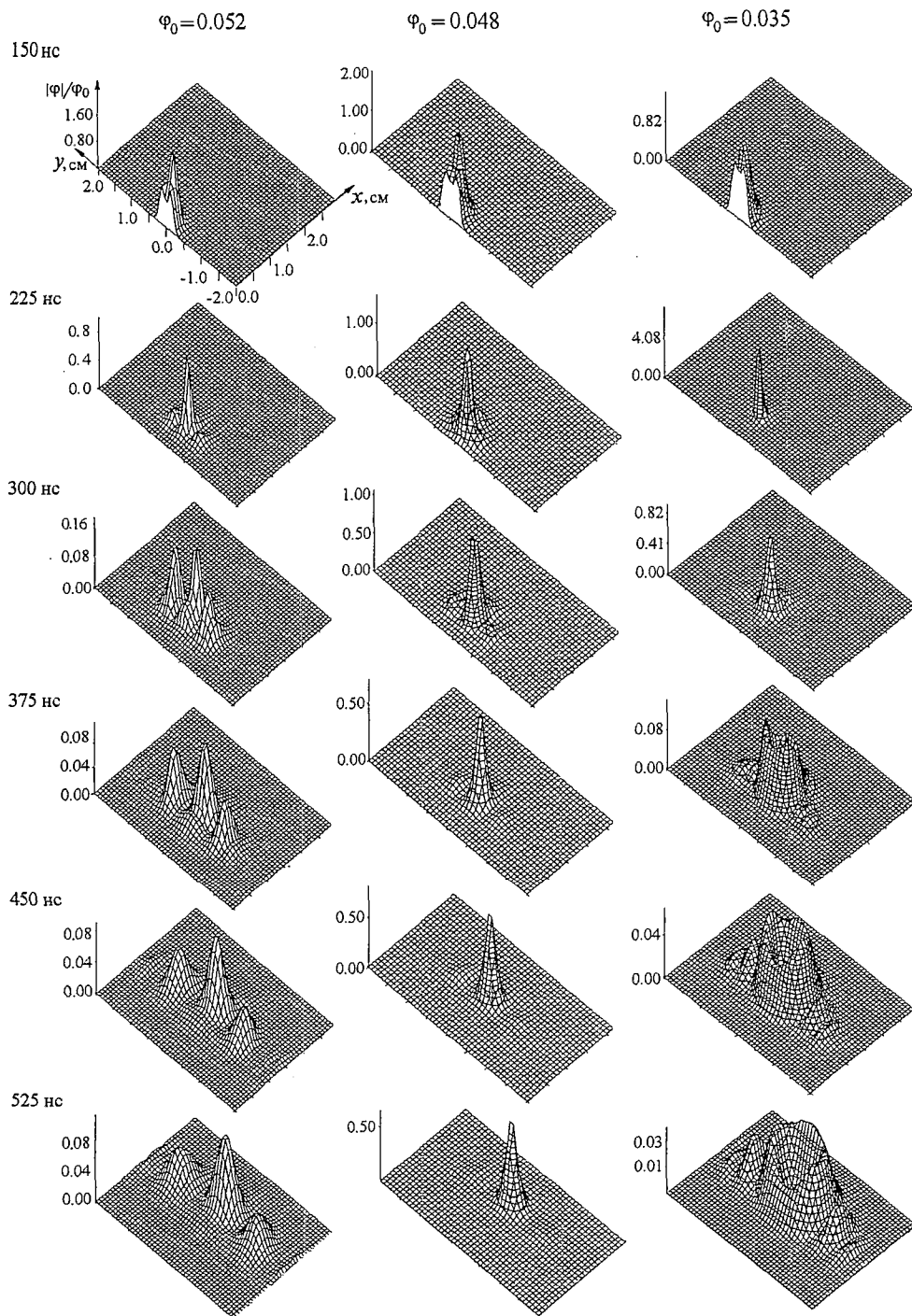


Рис. 6. Трансформация 2D-импульсов ($T_{\text{imp}}=150$ нс, $a=0.5$ см) ООМСВ с соизмеримыми поперечным и продольным размерами в бездиссипативной среде при наличии сильной дисперсии

уносимая спутниками, много меньше по сравнению с долей, заключенной в основном импульсе. Причем, как видно, на расстоянии примерно 0.8 см от входной антенны происходит образование «солитоноподобного» импульса, распространяющегося в дальнейшем без заметного изменения своей формы.

Совершенно другой тип поведения импульса реализуется при $\varphi_0=3.5 \cdot 10^{-2}$. В

этом случае уровень начальной амплитуды лежит ниже порога разбиения импульса в поперечном направлении ($\varphi_t^{\text{th}} < \varphi_0 < 2\varphi_t^{\text{th}}$), поэтому сразу по мере вхождения импульса в пленку происходит его самофокусировка (самосжатие в поперечном направлении) и затем с небольшим отрывом во времени ($\Delta t \sim V_g T_{\text{imp}}$) самосжатие в продольном направлении. В результате такой трансформации образуется узкий «колоколообразный» импульс с размерами $D_x \sim D_y \sim 0.35$ см (рис. 6, правая колонка, при $t=225$ нс). Усредненные амплитуды $|\varphi_{t,t}^{\text{eff}}|$ по продольному и поперечному сечениям, проведенным через вершину этого импульса, достигают значений, превышающих пороги неустойчивости импульса относительно разбиения его в продольном и поперечном направлениях

$$|\varphi_1^{\text{eff}}| > 2\varphi_1^{\text{th}}, \quad |\varphi_t^{\text{eff}}| > 2\varphi_t^{\text{th}}.$$

Поскольку форма получившегося «колоколообразного» импульса близка к осесимметричной, процесс его разбиения идет равномерно по всем направлениям. В итоге образуется импульс, топологически отличный от первоначального, с дислокацией ($\varphi=0$) огибающей в центральной своей части. Ввиду образности полученного решения, называем его в дальнейшем «бублик». Видно, что «бублик» не сохраняет свою форму, испытывая дисперсионное и дифракционное расплывание.

Изменением, помимо уровня начальной амплитуды, ширины входной антенны или длительности импульса можно добиться еще большего разнообразия форм, получающихся при трансформации исходного импульса в результате самовоздействия.

На рис. 7 показана эволюция импульсов с начальной амплитудой $\varphi_0 = 3.5 \cdot 10^{-2}$ при ширине антенны $a=1$ см. Для таких импульсов $\varphi_t^{\text{th}} \approx 1.2 \cdot 10^{-2}$, а $\varphi_1^{\text{th}} \approx 2.0 \cdot 10^{-2}$ при $T_{\text{imp}}=150$ нс и $\varphi_1^{\text{th}} \approx 1.0 \cdot 10^{-2}$ при $T_{\text{imp}}=300$ нс. В данном случае уровень входной амплитуды значительно превышает порог разбиения входных импульсов в поперечном направлении: $\varphi_0 \sim 3\varphi_t^{\text{th}} > 2\varphi_t^{\text{th}}$. В связи с этим короткий импульс ($T_{\text{imp}}=150$ нс) в процессе «входа» в пленку успевает практически полностью расколоться на два обособленных фрагмента, которые, в отличие от случая чисто дипольных ООМСВ (см. рис. 3), взаимодействуют между собой. Фрагменты сливаются при $t=375$ нс, а результирующая структура в свою очередь дробится не только в поперечном, но и в продольном направлениях, образуя 6 расплывающихся импульсов.

Аналогичное слияние «поперечных» фрагментов длинного импульса ($T_{\text{imp}}=300$ нс) заканчивается разбиением результирующей структуры на два «продольных» фрагмента при $t=600$ нс.

Важно отметить, что для широкой антенны $a=1.0$ см при длительности импульса 150 нс также возможен режим образования 2D-солитона (рис. 8). Как видно из рисунка, солитон формируется на значительном удалении от входной антенны ($x \sim 1.5$ см), что связано с низким значением входной амплитуды $\varphi_0 = 2.5 \cdot 10^{-2}$, необходимым для реализации этого режима при широкой антенне.

Интересный эффект, создающий иллюзию «остановки» импульса наблюдается при $T_{\text{imp}} > 500$ нс. В качестве иллюстрации этого эффекта на рис. 9 представлены решения уравнения (4) для импульсов с начальной амплитудой $\varphi_0 = 3.5 \cdot 10^{-2}$ и длительностью $T_{\text{imp}} = 600$ нс.

Как видно из рисунка, начиная с момента времени $t=600$ нс, местоположение областей импульса с максимальной амплитудой⁷ на протяжении трехсот наносекунд почти не изменяется ($x^* \sim 1.2$ см). Если принимать такую область за вершину основного импульса, то создается впечатление, что импульс «остановился».

⁷ На рис. 9 местоположение этих областей обозначено звездочками.

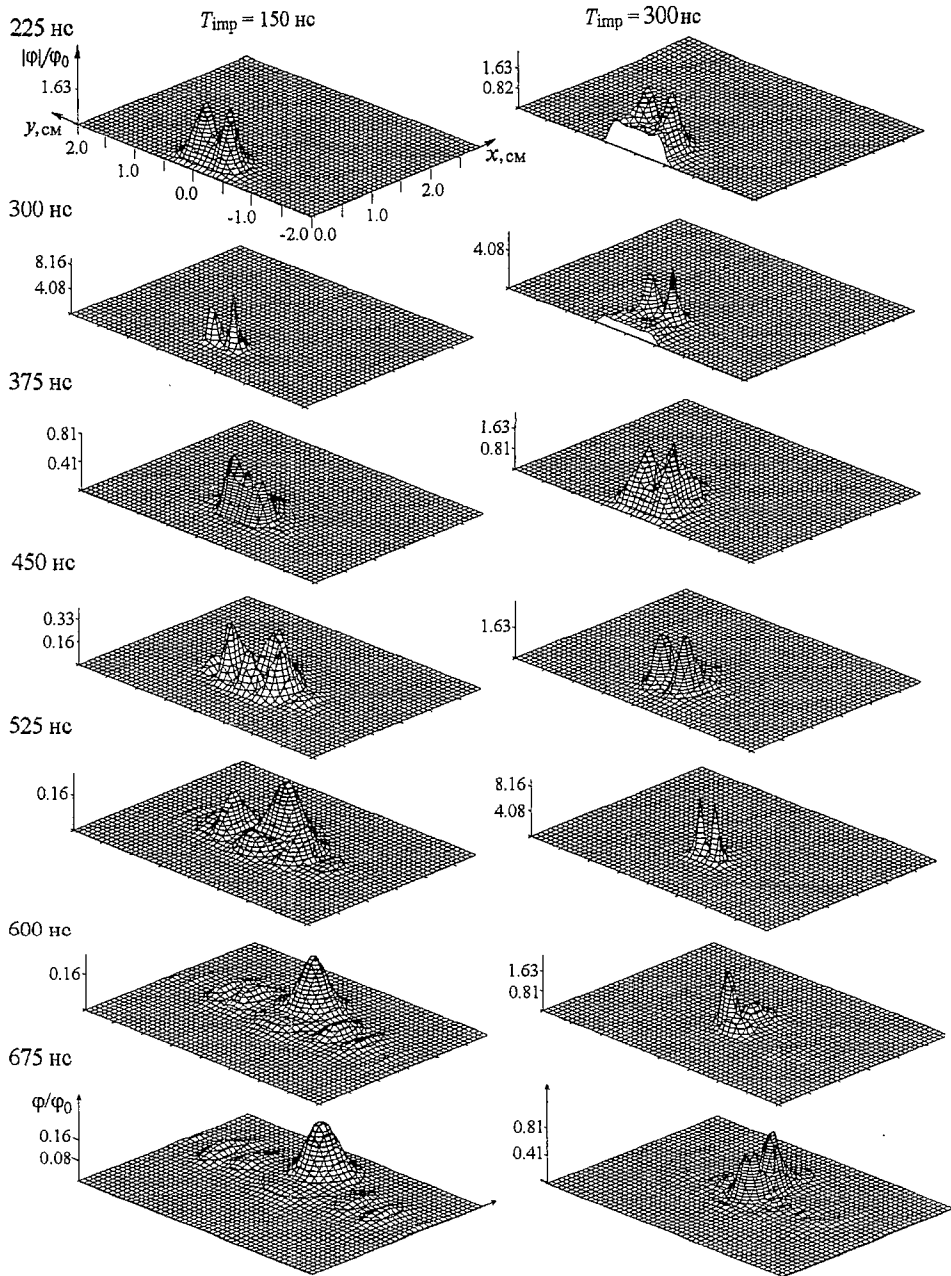


Рис. 7. Взаимодействие фрагментов 2D-импульсов ООМСВ при наличии сильной дисперсии

На самом деле, в результате развития самомодуляции ООМСВ в продольном направлении реализуется многосолитонный режим [17]. Каждый отдельный солитон в процессе своего формирования сжимается в продольном и поперечном направлениях. В точке x^* рост амплитуды в пике за счет такого сжатия превышает порог разбиения солитоноподобного импульса. Импульс дробится. Фрагменты его быстро расплываются в силу своей малой амплитуды. К этому времени к точке x^* подходит следующий «солитон», с которым происходит то же самое. Таким образом продвигаясь мимо точки x^* , весь первоначальный импульс постепенно «тает», создавая иллюзию «нераспространения».

Заметим, что для эффектов, сходных коллапсу и появляющихся в результате

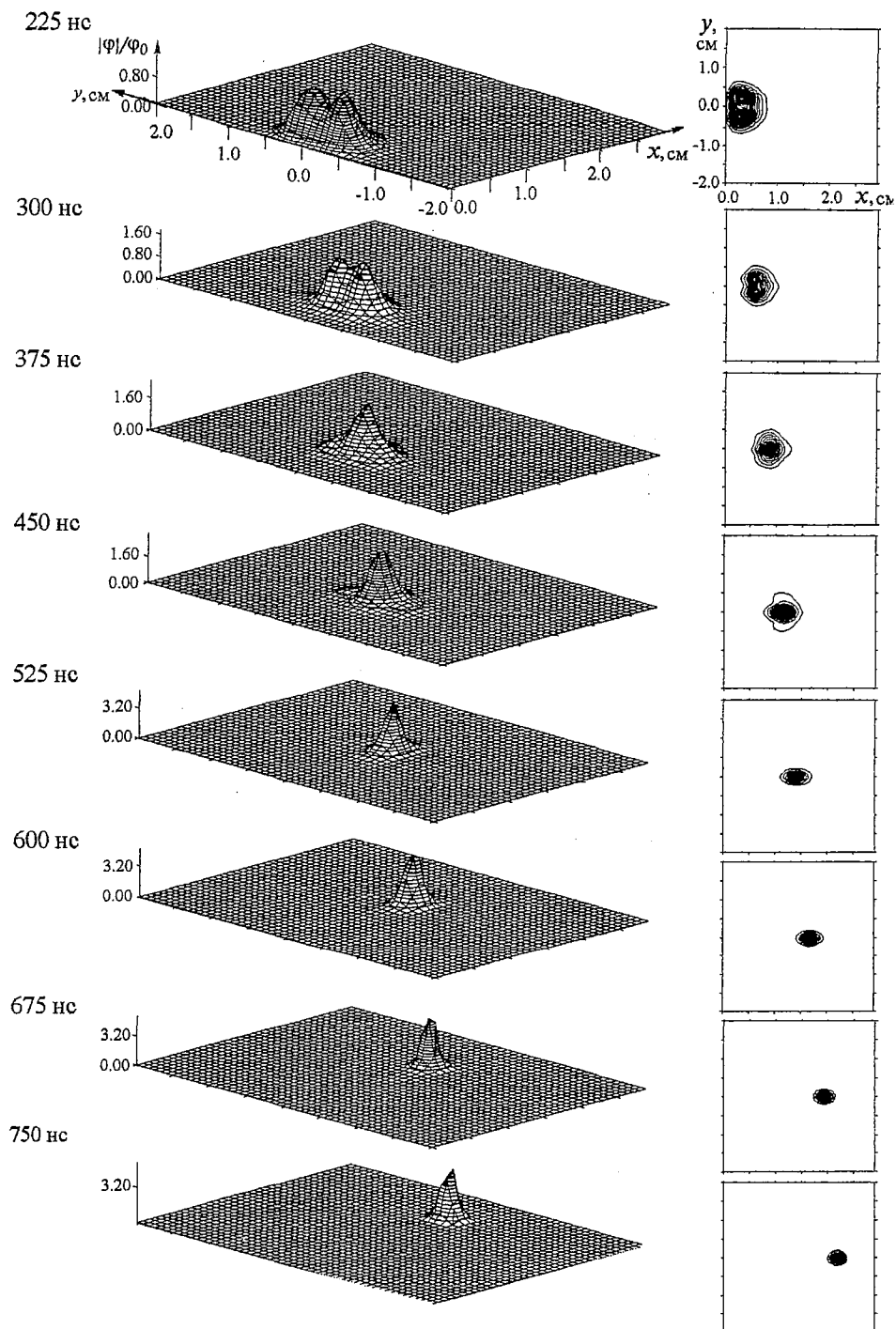


Рис. 8. Образование 2D-солитона огибающей ($T_{\text{имр}}=150$ нс, $a=1.0$ см, $\varphi_0=0.025$) ООМСВ для широкой антенны. Изображены профили импульса в разные моменты времени (левая колонка) и линии равного уровня этих импульсов в плоскости пленки (правая колонка)

одновременного сжатия импульса ООМСВ в поперечном и продольном направлениях, достоверность некоторых численных решений (4)-(6)⁸ может подвергаться сомнению. Действительно, как видно из рис. 6 (правая колонка при

⁸ Использовалась схема с равномерной сеткой по времени и пространству.

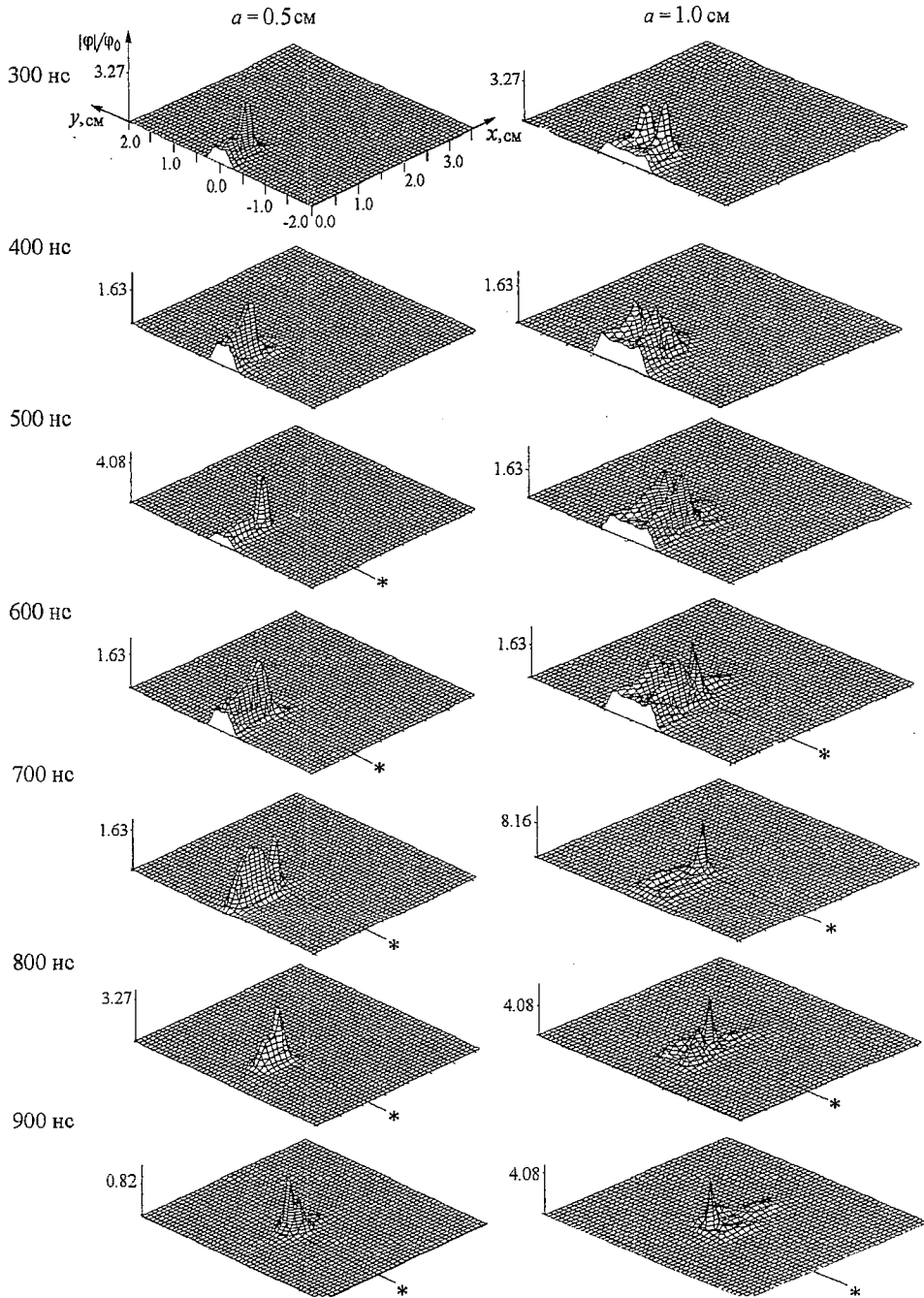


Рис. 9. Разрушение «длинных» 2D-импульсов ($T_{\text{имп}}=600$ нс, $\varphi_0=0.035$) ООМСВ при одновременном развитии процессов самовоздействия волны в продольном и поперечном направлениях

$t=225$ нс) и 7 (правая колонка при $t=300$ нс и левая колонка при $t=525$ нс), на некоторых этапах эволюции размеры D_x, D_y «сжатого» импульса или его фрагментов имеют величины порядка 2 мм при том, что шаги счета по пространственным переменным могли достигать, как это можно видеть из (13), величин порядка 0.1 мм. То есть процесс сжатия импульса в численном эксперименте сопровождается увеличением степени грубости получающихся решений. Кажется очевидным, что не исключены ситуации, когда в результате такого процесса не только будет страдать точность счета, но и окажутся нарушенными условия сходимости разностной схемы.

Аналогичные проблемы могут появиться и относительно временного поведения рассчитываемых решений, если скорость изменения анализируемой величины φ окажется слишком большой для выбранного шага счета программы по времени.

Поэтому для некоторых из приведенных выше решений (в частности для решений типа «бублик» и 2D-солитон) мы проводили контрольные прогоны программы с увеличенной в 2-3 раза частотой разностной сетки по всем трем

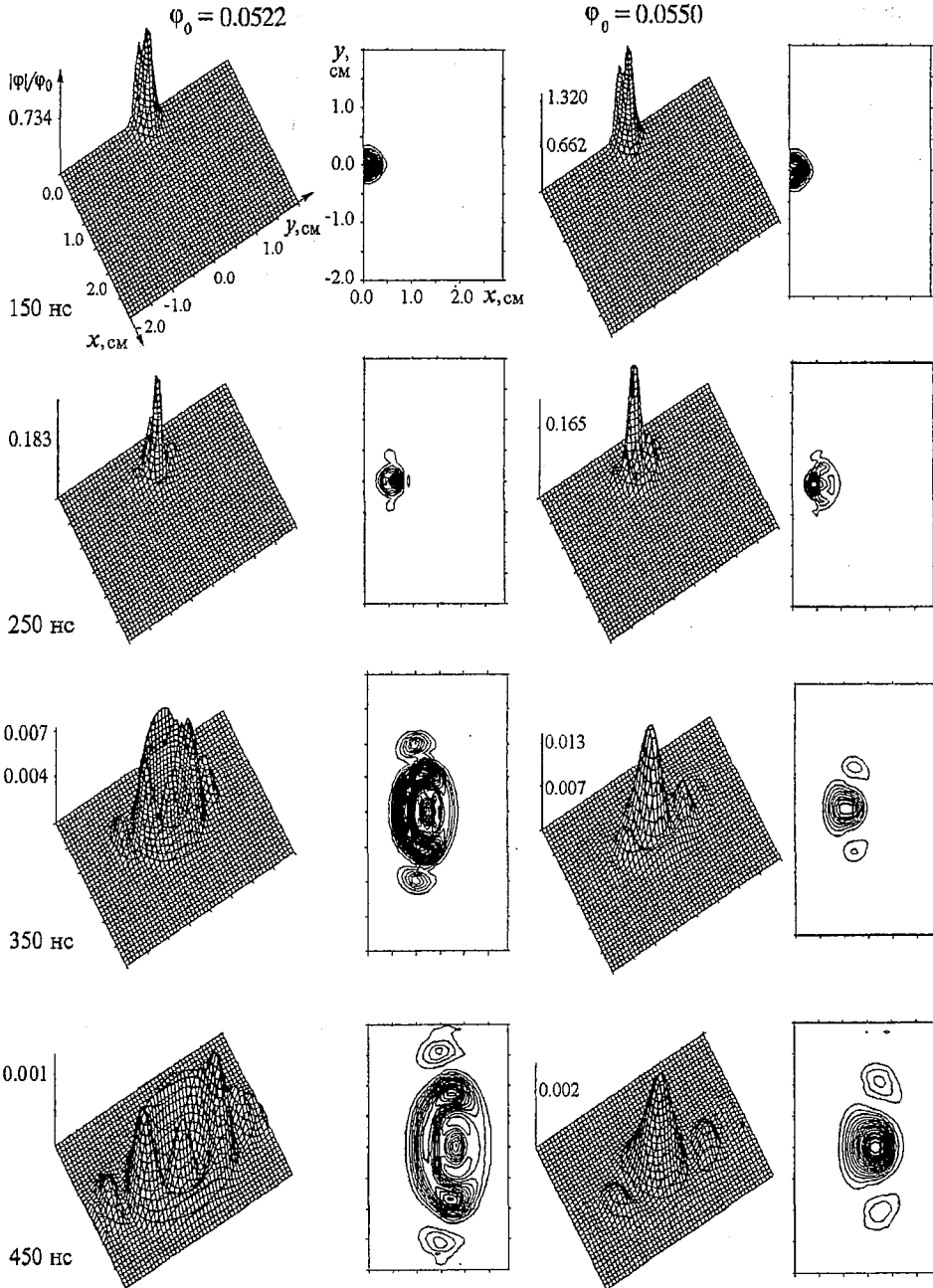


Рис. 10. Режимы трансформации 2D-импульсов ($T_{\text{imp}}=150$ нс, $a=0.5$ см, $\alpha_0=3.5 \cdot 10^6$ с $^{-1}$) ООМСВ с соизмеримыми поперечным и продольным размерами ($D_x \approx 0.52$ см, $D_y=0.5$ см) в среде с диссипацией, имеющие соответствующие аналоги в бездиссипативной среде, при наличии сильной дисперсии

направлениям (x, y, t) одновременно⁹. Последнее не приводило к качественному изменению результатов численного эксперимента, что дает определенную гарантию достоверности полученных численных решений НУШ второго порядка.

Необходимо, тем не менее, сказать, что уменьшение в процессе эволюции радиоимпульса ООМСВ его размеров D_x, D_y примерно до 2 мм уже не позволяет, учитывая реальные значения (ω, k) несущей, считать узким спектр пространственных и временных частот такого импульса. Поэтому, строго говоря, описанные нами режимы распространения 2D-импульсов ООМСВ нуждаются в уточнении путем сравнения полученных результатов с результатами расчетов в моделях, базирующихся на модифицированных НУШ более высоких порядков, содержащих члены с временной и нелинейной дисперсиями.

Диссипативная среда. В области сильной дисперсии при указанных выше параметрах задачи длины развития $L_{n1}^{Q_{xy}}$ процессов самовоздействия в x и y направлениях при $\varphi_0 > 2.5 \cdot 10^{-2}$ всегда меньше диссипативной длины $l_d = V_g / \alpha = 1$ см. Например, для $\varphi_0 = 5.0 \cdot 10^{-2}$ имеем $L_{n1}^{Q_{xy}} \approx 0.2$ см. Поэтому многие из эффектов, описанных выше, при надлежащем подборе уровня входной амплитуды φ_0 имеют свои аналоги в диссипативной среде.

На рис. 10 изображено поведение огибающей импульса длительностью 150 нс. Видно, что первый из представленных случаев эволюции импульсов сходен с режимом образования «бублика». Второй - практически не отличается от случая, описанного для среды без затухания и показанного на рис. 5 (левая колонка).

Режим образования 2D-солитона, естественно, невозможен в диссипативной среде, однако варьированием входной амплитуды можно добиться минимизации скорости дисперсионного и дифракционного распыливания импульса на конечном участке пленки. Реализация такой ситуации будет аналогом распространения 2D-солитона при наличии затухания.

Выводы

Таким образом, в работе проведено численное моделирование распространения 2D-импульсов обратных объемных магнитостатических волн при различных соотношениях коэффициентов дисперсии и дифракции

$$\beta_1 / \beta_t \ll 1 \text{ и } \beta_1 / \beta_t \sim 1$$

в бездиссипативной и диссипативной средах.

Показано, что в случае $\beta_1 / \beta_t \ll 1$ при уровне входной амплитуды, более чем в два раза превышающем порог самофокусировки, может происходить разбиение первоначального импульса на пару изолированных фрагментов, распространяющихся относительно друг друга в противоположных направлениях. Подобный эффект аналогичен разбиению волнового пучка на два самоподдерживающихся волноводных канала. Для амплитуд ниже указанного уровня на расстояниях от входной антенны, достаточных для проявления эффекта продольного самосжатия импульса, наблюдается «размывание» импульса по поперечным возмущениям. Этому эффекту нет аналога при непрерывном возбуждении дипольных магнитостатических волн антенной с конечной апертурой.

При $\beta_1 / \beta_t \sim 1$, как и в первом случае, конкурирующие процессы самовоздействия в большинстве случаев приводят к дроблению начальных импульсов,

⁹ В связи с большими затратами машинного времени такая процедура делалась выборочно.

но получающиеся в результате фрагменты импульсов могут взаимодействовать между собой, сливаясь и образуя новые структуры.

В частных случаях подбором входных параметров можно добиться образования

а) 2D солитонов,

б) импульсов, топологически отличных от начального (типа «бублик»).

«Длинные» импульсы с протяженностью, достаточной для формирования в продольном направлении многосолитонного режима, демонстрируют поведение, при котором местоположение максимума амплитуды сигнала не изменяется в течении промежутка времени, сопоставимого с длительностью импульса, что создает иллюзию остановки движения.

Показано, что в том случае, когда диссипативная длина много больше длины развития модуляционной неустойчивости, наличие затухания не приводит к исчезновению указанных выше результатов самовоздействия 2D-импульсов обратных объемных магнитостатических волн.

Работа поддержана грантами РФФИ № 01-02-17178, РАН № 28, CRDF № REC-006.

Библиографический список

1. Звездин А.К., Попков А.Ф. К нелинейной теории магнитостатических спиновых волн // ЖЭТФ. 1983. Т. 84, № 2. С. 606.

2. Калиникос Б.А., Ковшиков Н.Г., Славин А.Н. Наблюдение спин-волновых солитонов в ферромагнитных пленках // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38, № 7. С. 343.

3. De Gasperis P., Marcelli R., Miccoli G. Magnetostatic soliton propagation at microwave frequency in magnetic garnet films // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 59, № 4. P. 481.

4. Kalinikos B.A., Kovshikov N.G., Kolodin P.A., Slavin A.N. Observation of dipole-exchange spin wave soliton in tangentially magnetised ferromagnetic films // Solid State Commun. 1990. Vol. 74, № 9. P. 989.

5. 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.

6. Tsankov M.A., Chen M., Patton C.E. Forward volume wave microwave envelope solitons in yttrium iron garnet films: Propagation, decay, and collision // J. Appl. Phys. 1994. Vol.76, № 7. P. 4274.

7. Ваишковский А.В., Стальмахов А.В., Шахназарян Д.Г. Формирование, отражение и преломление волновых пучков магнитостатических волн // Изв. вузов. Физика. 1988. № 11. С. 67.

8. Boyle J.W., Nikitov S.A., Boardman A.D., Booth J.G. Self-channeling and nonlinear beam shapping of magnetostatic waves in ferromagnetic films // Phys. Rev. B. 1996. Vol. 53, № 18. P. 12173.

9. Bauer M., Buttner O., Demokritov S.O., Hillebrands B., Grimalsky V., Rapoport Yu., Slavin A.N. Observation of spatiotemporal self-focusing of spin waves in magnetic films // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 81. P. 3769.

10. 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.

11. Дудко Г.М., Филимонов Ю.А. Самофокусировка ограниченных пучков обратных объемных магнитостатических волн в ферромагнитных пленках:

численный эксперимент // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1997. Т. 5, № 6. С. 29.

12. Дудко Г.М., Филимонов Ю.А. Численное исследование явлений самовоздействия ограниченных пучков обратных объемных магнитостатических волн в ферромагнитных пленках // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1999. Т.7, № 2-3. С.17.

13. Buttner O., Bauer M., Demokritov S.O., and Hillebrands B., Kostylev M.P., Kalinikos B.A., Slavin A.N. Collisions of spin wave envelope solitons and self-focused spin wave packets in yttrium iron garnet films // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 82, № 21. P. 4320.

14. Сухоруков А.П., Чурилова А.В. Влияние декомпрессии импульса на самофокусировку и распространение пространственного солитона в средах с кубической нелинейностью // Изв. РАН. Сер. Физика. 1997. Т. 61, № 12. С. 2359.

15. Damon R.W., Eshbach J.R. Magnetostatic modes of a ferromagnetic slab // J. Phys. Chem. Sol. 1961. Vol. 19, № 3/4. P. 308.

16. Веселов А.А., Никитов Д.С., Филимонов Ю.А. Поверхностные спиновые волны в ферромагнитных пленках // Радиотехника и электроника. 1977. Т. 42, № 9. С. 1097.

17. Дудко Г.М., Филимонов Ю.А. Волновые пучки обратных объемных магнитостатических волн при одновременном развитии процессов самомодуляции и самофокусировки // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2001. Т.9, № 4-5. С. 107.

ИРЭ РАН, Саратовское отделение

Поступила в редакцию 12.02.2002
после доработки 24.06.2002

SELFACTION OF 2D-PULSES OF BACKWARD VOLUME MAGNETOSTATIC WAVES UNDER PROPAGATION IN FERROMAGNETIC FILMS

G.M. Dudko, Yu.A. Filimonov

In the framework of the nonlinear Schrödinger equation the propagation of the 2D pulses of backward volume magnetostatic waves (BVMSW) with the dispersion β_1 and diffraction β_2 coefficients ratios inherent in pure dipole $\beta_1/\beta_2 \ll 1$ and dipole-exchange $\beta_1/\beta_2 \approx 1$ waves was investigated. It is shown that with the wave amplitude growing at the input transducer the 2D pulses of dipole BVMSWs can split into a pair of isolated portions propagating in the opposite directions with respect to each other. As $\beta_1/\beta_2 \approx 1$, the increase of the 2D pulses amplitude also results in its splitting, but the obtained pulse portions can interact and generate structures that are topologically different from an input pulse. It is demonstrated that choosing the width of the input antenna, the duration and amplitude of the input pulse may assist in generating a 2D soliton of the BVMSW envelope and in observing an effect looks like a «pulse stop» when the position of the signal amplitude maximum in the film is invariable during a time period comparable with the pulse duration.



Дудко Галина Михайловна - родилась в 1961 году. Окончила физический факультет Саратовского государственного университета им. Н.Г. Чернышевского (1983), кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории магнитоэлектроники СВЧ Саратовского отделения ИРЭ РАН. Область научных интересов - волновые явления в магнитных пленках. E-mail:dugal@sfire.san.ru



Филимонов Юрий Александрович - родился в 1955 году. Окончил Московский физико-технический институт (1979), кандидат физико-математических наук, заведующий лабораторией магнитоэлектроники СВЧ Саратовского отделения ИРЭ РАН. Область научных интересов - волновые явления в магнитных пленках. E-mail:fil@sfire.san.ru

Г. Дудко *Ю. Филимонов*