



РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИМПУЛЬСОВ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В ДВУХСЛОЙНОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ СТРУКТУРЕ

Г.М. Дудко, М.А. Малогина, Ю.П. Шараевский

В рамках полученной системы нелинейных уравнений Шредингера, описывающей процесс распространения прямых объемных магнитостатических волн в двух связанных ферромагнитных пленках выявлены основные нелинейные особенности распространения импульсов на расстояниях много меньших длины линейной перекачки энергии. Проведена оценка влияния связи между пленками на групповые скорости, коэффициенты дисперсии и нелинейности. Обсужден вопрос о модуляционной неустойчивости волн в связанной структуре в зависимости от величины связи. Показано, что сигнал большой амплитуды делится между связанными пленками, сигнал малой амплитуды не перераспределяется между пленками структуры.

Введение

К настоящему времени достаточно подробно как теоретически, так и экспериментально изучены нелинейные эффекты самовоздействия (автомодаляция, самофокусировка, образование солитонов огибающей и др.) в однопленочных ферромагнитных структурах для различных типов магнитостатических волн (см., например, работы [1-7] и библиографию в них). Широкие возможности для исследования указанных нелинейных эффектов представляют многослойные ферромагнитные структуры, которые могут включать как слои различной физической природы [8], так и несколько ферромагнитных пленок [9,10]. Влияние связи на нелинейные волновые процессы в многослойных ферромагнитных структурах может приводить к изменению не только дисперсии магнитостатических волн (МСВ), но и нелинейности системы.

Последнее, в частности, продемонстрировано в работе [9], где на основе численного решения системы связанных нелинейных уравнений Шредингера (НУШ) рассмотрены некоторые особенности, связанные с формированием солитонов огибающей МСВ в нормально намагниченной структуре, состоящей из двух ферромагнитных пленок. Уравнения модели в [9] записаны в приближении слабой связи между пленками (параметры одной пленки не зависят от присутствия другой), а связь волн обусловлена только проникновением ВЧ полей из одной пленки в другую через диэлектрический слой. Однако в работе [9] рассматривалась идеализированная модель в движущейся системе координат, не привязанная к возможностям исследования нелинейных эффектов на МСВ в реальных многослойных пленочных структурах.

Отметим что, линейные волновые процессы в связанных системах различного рода [11], в том числе и в многослойных ферромагнитных структурах [12-15] изучены достаточно подробно. Большое внимание уделялось вопросам о перекачке энергии в связанных ферромагнитных структурах [13], изменением дисперсионных характеристик МСВ в двухслойных пленках [14]. Экспериментально и теоретически исследовалось поведение МСВ при различных способах возбуждения структуры, приводящих к распространению в структуре одной или нескольких нормальных мод [15].

Настоящая работа посвящена численному моделированию процессов самовоздействия, связанных с развитием модуляционной неустойчивости, применительно к структуре из двух ферромагнитных пленок и дальнейшему изучению особенностей этих нелинейных процессов по сравнению с аналогичными в одиночных пленках. Особое внимание уделено вопросу, связанному с прохождением импульсов в подобной структуре и возможности образования «солитонов» огибающей при различных способах возбуждения системы на расстояниях много меньших длины линейной перекачки энергии между пленками.

1. Анализируемая модель и исходная система уравнений

Анализ проводился применительно к нормально намагниченной ферромагнитной структуре, показанной на рис. 1 и состоящей из двух одинаковых ферромагнитных слоев толщиной D с намагниченностью насыщения M_0 , разделенных слоем диэлектрика толщиной d . Рассматриваемая структура бесконечна в направлении осей x и y , постоянное магнитное поле H_0 приложено вдоль оси z по нормали к поверхности слоев, что соответствует распространению в ферромагнитных пленках прямых объемных МСВ (ПОМСВ).

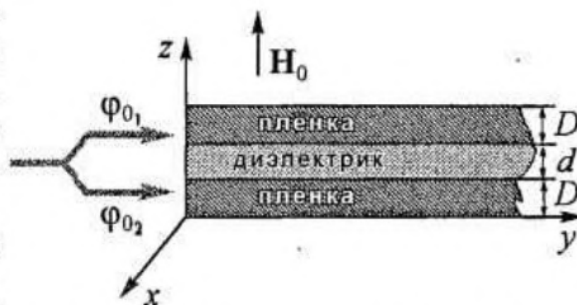


Рис. 1. Схематическое изображение связанной ферромагнитной структуры

Для нормально намагниченной ферромагнитной структуры, состоящей из двух слоев, дисперсионное уравнение, описывающее связанные прямые объемные магнитостатические волны, имеет вид [11]

$$\begin{aligned} & [2\xi_1 + (1 + \mu_1) \operatorname{tg}(\xi_1 k D)] / [(1 - \mu_1) \operatorname{tg}(\xi_1 k D)] \times \\ & \times [2\xi_2 + (1 + \mu_2) \operatorname{tg}(\xi_2 k D)] / [(1 - \mu_2) \operatorname{tg}(\xi_2 k D)] = \exp(-2kd), \end{aligned} \quad (1)$$

где k - искомая постоянная распространения МСВ; $\mu_{1,2} = [\omega_{H_{1,2}} (\omega_{H_{1,2}} + \omega_{M_{1,2}}) - \omega^2] / (\omega^2 - \omega_{H_{1,2}}^2)$; $\xi_{1,2} = (-\mu_{1,2})^{1/2}$; индексы 1 и 2 относятся к слоям 1 и 2, соответственно; $\omega_{M_{1,2}} = 4\pi\gamma M_{z_{1,2}}$; $\omega_{H_{1,2}} = \gamma(H_0 - 4\pi M_{z_{1,2}})$; $M_{z_{1,2}}$ - продольная составляющая намагниченности в пленках.

В линейном приближении $M_{z_{1,2}} \approx M_0$ и, следовательно, $\omega_{M_1} = \omega_{M_2} = \omega_M$, $\omega_{H_1} = \omega_{H_2} = \omega_H$, $\mu_1 = \mu_2 = \mu$, $\xi_1 = \xi_2 = \xi = -\mu^{1/2}$. Тогда соотношение (1) для рассматриваемой структуры, состоящей из одинаковых пленок, имеет вид

$$[2\xi + (1 + \mu) \operatorname{tg}(\xi k D)] / [(1 - \mu) \operatorname{tg}(\xi k D)] = \pm K, \quad (2)$$

где $K = \exp(-kd)$ - коэффициент связи. Отметим, что соотношение (2) при $kd \rightarrow \infty$ описывает дисперсионные характеристики ПОМСВ в изолированных пленках, а при $kd = 0$ - дисперсионную характеристику ПОМСВ в пленке удвоенной толщины.

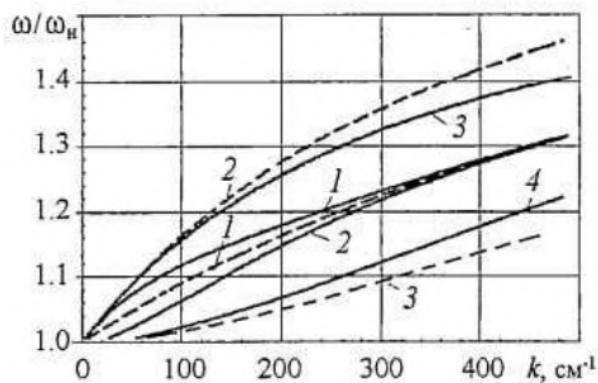


Рис.2. Дисперсионные зависимости быстрых (сплошные кривые 1, 3) и медленных мод (сплошные кривые 2, 4) для связанной ферромагнитной структуры при $H_0=2630$ Э, $4\pi\gamma M_0=1750$ Гс, $D=20$ мкм и различных значениях толщины пленки d : 1, 2 - $5D$; 3, 4 - $0.5D$. Штриховые кривые 1-3 соответствуют дисперсионным зависимостям для одиночной пленки

характера ПОМСВ в ферромагнитных пленках, ограничимся рассмотрением только первой моды. Как следует из рис. 2, при толщине диэлектрического слоя $d \geq 5D$ (сплошные линии 1, 2) влияние связи мало и дисперсионные кривые для быстрой и медленной мод приближаются к дисперсионной зависимости для МСВ в одиночной пленке. С увеличением связи (сплошные линии 3, 4) дисперсионная кривая, отвечающая быстрой нормальной моде (сплошная линия 3), приближается к дисперсионной кривой МСВ в пленке удвоенной толщины, а дисперсионная кривая для медленной моды (сплошная линия 4) - к дисперсионной кривой второй моды в пленке толщиной $2D$.

Представим волновые функции для нормальных волн в связанной структуре в следующем виде:

$$\phi_{б,м}(y,t) = \varphi_{б,м}(y,t) \exp(j\psi_{б,м}), \quad (3)$$

где $\varphi_{б,м}(y,t)$ - медленно меняющиеся комплексные амплитуды огибающей; $\psi_{б,м} = \omega t - k_{б,м} y$ - фазы нормальных волн; индексы «б» и «м» относятся к быстрой и медленной модам, соответственно. Считая, что для волн конечной амплитуды переменная намагниченность в каждой пленке будет зависеть от $|\varphi_b|^2$ и $|\varphi_m|^2$, нелинейные дисперсионные соотношения для нормальных волн в связанной системе можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} G_b(\omega, k_b, |\varphi_b|^2, |\varphi_m|^2) &= 0, \\ G_m(\omega, k_m, |\varphi_b|^2, |\varphi_m|^2) &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Соотношения (4) представляют из себя систему связанных дисперсионных соотношений, в которой связь осуществляется через нелинейные члены пропорциональные $|\varphi_b|^2$ и $|\varphi_m|^2$.

Конкретный вид соотношений (4) в длинноволновом приближении ($k_{б,м} D \ll 1$) и с точностью до членов порядка $k_{б,м} D$ можно получить из (1), если продольные составляющие вектора намагниченности M_z в каждом из ферромагнитных слоев представить в виде [1,12] $M_z \approx M_0 (1 - (\dot{M}_{x_{12}}^2 + M_{y_{12}}^2) / (2M_0^2))$, где $M_{x_{12}}$, $M_{y_{12}}$ - поперечные компоненты намагниченности для соответствующих ферромагнитных пленок, зависящие от амплитуд быстрой и медленной волны. Тогда дисперсионное соотношение (4) перепишем в виде:

Результаты решения дисперсионного уравнения (2) двухслойной структуры для различных значений коэффициента связи K представлены на рис. 2 (сплошные линии). На этом же рисунке приведены дисперсионные кривые (штриховые линии) одиночной пленки железо-иттриевого граната для различных значений ее толщины d : 1 - D (основная мода, $n=1$); 2 - $2D$ ($n=1$), 3 - $2D$ ($n=2$). В связанной ферромагнитной структуре дисперсионная кривая для каждой моды одиночной пленки (см., например, штриховую линию 1) расщепляется на две, соответствующие двум нормальным модам связанной структуры [11,12] - быстрой (сплошная линия 1, 3) и медленной (сплошная линия 2, 4). Ввиду многомодового

$$\omega^2 = \omega_H^2 + \omega_M \omega_H k_{\delta, m} D/2(1 \pm K_{\delta, m}) +$$

$$+ 1/2 \omega_M \omega_H |\varphi_{\delta, m}|^2 + 1/2 \omega_M \omega_H 1/4 k_{\delta, m} D (\omega_M/\omega_H - 1) (1 \pm K_{\delta, m}) (|\varphi_{\delta}|^2 + |\varphi_M|^2), \quad (5)$$

где знак «+» относится к быстрой, «-» - к медленной волнам.

При заданном значении толщины диэлектрического промежутка d на частоте входного сигнала ω значение коэффициентов связи $K_{\delta, m}$ быстрой и медленной моды в общем случае различны, так как коэффициент связи зависит от значения волнового числа $K_{\delta, m} = \exp(-k_{\delta, m} d)$, где $k_{\delta, m}$ определяются из дисперсионного соотношения (1).

В предположении слабой нелинейности ($k_{\delta, m}^2 \ll 1$) эволюция комплексных амплитуд нормальных волн в изучаемой структуре может быть описана системой связанных нелинейных уравнений Шредингера, которая с учетом диссипации в линии может быть представлена как:

$$\begin{cases} j(\partial \varphi_{\delta} / \partial t + V_{\delta} \partial \varphi_{\delta} / \partial y) + A_{\delta} \partial^2 \varphi_{\delta} / \partial y^2 - B_M / 4 (|\varphi_{\delta}|^2 + |\varphi_M|^2) \varphi_{\delta} + j \alpha \varphi_{\delta} = 0, \\ j(\partial \varphi_M / \partial t + V_M \partial \varphi_M / \partial y) + A_M \partial^2 \varphi_M / \partial y^2 - B_M / 4 (|\varphi_{\delta}|^2 + |\varphi_M|^2) \varphi_M + j \alpha \varphi_M = 0. \end{cases} \quad (6)$$

Здесь $V_{\delta, m} = \partial \omega / \partial k_{\delta, m} = V [1 \pm K_{\delta, m} (1 - k_{\delta, m} d)]$ - групповая скорость нормальных волн структур; $V = \omega_M \omega_H D / (4\omega)$; $A_{\delta, m} = 1/2 \partial^2 \omega / \partial k_{\delta, m}^2 = 1/2 [A' (1 \pm K_{\delta, m} (1 - k_{\delta, m} d))^2 + A'' (1 \pm 3K_{\delta, m}) \mp K_{\delta, m} d V (1 - k_{\delta, m} d)]$ - коэффициенты, характеризующие дисперсионное расплывание волн; $A' = -\omega_M^2 D^2 / (16\omega_H)$; $A'' = \omega_M D^2 / 6$; $B_{\delta, m} = \partial \omega / \partial |\varphi_{\delta, m}|^2 = B \pm K_{\delta, m} B'$ - коэффициенты нелинейности; $B = \omega_M \omega_H / \omega (1 + kD/4(\omega_M/\omega_H - 1))$; $B' = \omega_M \omega_H / \omega k D / 4(\omega_M/\omega_H - 1)$; $\alpha = 2\pi \gamma \Delta H$ - коэффициент диссипации; ΔH - ширина линии ферромагнитного резонанса. Выражения для расчета коэффициентов $V_{\delta, m}$, $A_{\delta, m}$, $B_{\delta, m}$ получены с использованием дисперсионного соотношения (5).

Заметим, что величины V , $A = A' + A''$, B , используемые при записи выражений для $V_{\delta, m}$, $A_{\delta, m}$, $B_{\delta, m}$, характеризуют групповую скорость, коэффициенты дисперсии и нелинейности в одиночной линии в отсутствии связи и совпадают с приведенными в [1].

Расчеты проводились при значениях параметров системы, которые можно реализовать в реальных схемах (в частности, $D_{1,2} = 10-50$ мкм, $f = 2.6-4$ ГГц, $d = 0 \div \infty$, $H_0 = 2630$ Э, $4\pi M_0 = 1750$ Гс, $\Delta H = 0.1-0.3$ Э). Значения безразмерных амплитуд нормальных волн на входной антенне $\varphi_{\delta, m}$ выбиралось в интервале $[1 \cdot 10^{-2}, 8 \cdot 10^{-2}]$. Значения величин A , B , B' , α , V , рассчитанные для фиксированных параметров структуры ($D_{1,2} = 20$ мкм, $f = 2.6$ ГГц, $\Delta H = 0.3$ Э), приведены в табл. 1.

Рассматривалось возбуждение системы импульсами малой длительности ($T_{\text{имп}} \sim 50-100$ нс). Для решения системы уравнений (6) задавались начальные

$$\begin{cases} \varphi_{\delta}(y, 0) = \begin{cases} \varphi_{\delta 0}, & y = 0 \\ 0, & 0 < y < L, \end{cases} \\ \varphi_M(y, 0) = \begin{cases} \varphi_{M 0}, & y = 0 \\ 0, & 0 < y < L \end{cases} \end{cases} \quad (7)$$

Таблица 1

Параметры	A , см ² /с	B , с ⁻¹	B' , с ⁻¹	α , с ⁻¹	V , см/с
Значения	$3.6 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^{10}$	$1 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^6$	$1.5 \cdot 10^7$

и граничные условия

$$\begin{cases} \varphi_6(0,t) = \varphi_{06}\zeta(t), & 0 < t \leq T_{\text{имп}} \\ \varphi_m(0,t) = \varphi_{0m}\zeta(t), & 0 < t \leq T_{\text{имп}}, \\ \varphi_6(L,t) = 0, & 0 < t \leq t_{\text{max}} \\ \varphi_m(L,t) = 0, & 0 < t \leq t_{\text{max}}, \end{cases} \quad (8)$$

где $\zeta(t) = \sin(\pi t/T_{\text{имп}})$ - функция, определяющая форму импульса на входной антенне; t_{max} - время наблюдения; L - длина структуры.

Система (6) записана для нормальных волн в структуре, однако более наглядно наблюдать за эволюцией во времени сигналов, распространяющихся непосредственно либо в пленке 1, либо в пленке 2. Комплексные амплитуды огибающих в каждой из линий в этом случае можно представить через $\varphi_{6,m}$ следующим образом:

$$\varphi_{1,2}(y,t) = [\varphi_6(y,t) \pm \varphi_m(y,t)]/2. \quad (9)$$

Ниже, в численном эксперименте рассматривалось поведение как $\varphi_{6,m}$, так и $\varphi_{1,2}$.

Известно [11,12], что если в связанной системе одновременно возбуждаются две волны (быстрая и медленная), распространяющиеся с разными фазовыми скоростями, то это приводит к периодической перекачке мощности сигнала из одной линии в другую, то есть к периодическому изменению амплитуд $\varphi_{1,2}$ в каждой из линий вдоль направления распространения. Длина, на которой будет наблюдаться полная линейная перекачка мощности, определяется соотношением $L_{\text{лин}} = \pi/\Delta k$, где $\Delta k = |k_6 - k_m|$. Выражение (9), записанное для медленно меняющихся амплитуд, не учитывает, однако, эффект пространственных биений между нормальными модами структуры, связанный с разницей Δk волновых чисел этих мод. Поэтому поведение амплитуд $\varphi_{1,2}$ в физическом эксперименте и поведение, рассчитываемое с помощью (6) и (9), не будут, по-видимому, иметь качественных отличий друг от друга лишь при больших $L_{\text{лин}}$ (на расстояниях $l < L_{\text{лин}}$) для случая $V_6 \sim V_m$, или на расстояниях l , удовлетворяющих неравенству $||V_m - l/V_6| > T_{\text{имп}}$, для случая $V_6 \neq V_m$. В противном случае поведение амплитуд $\varphi_{1,2}$ в связанных пленках будет определяться сложной суперпозицией нелинейных эффектов, описываемых системой (6), и линейного эффекта пространственных биений.

2. Зависимость дисперсионных характеристик быстрой и медленной волн от расстояния между ферритовыми пленками структуры

Проследим за изменением значений коэффициентов нелинейности, дисперсии и групповой скорости нормальных волн в зависимости от толщины диэлектрического промежутка d , влияющего на коэффициенты связи $K_{6,m}$.

На рис. 3 приведены зависимости волновых чисел k_6 , k_m и групповых скоростей V_6 , V_m быстрой и медленной волн от d для двух разных значений нормированной частоты входного сигнала ω/ω_H . Из рис. 3, а видно, что величина $\Delta k = |k_6 - k_m|$ при уменьшении d , начиная с некоторого значения d^* , увеличивается. Это значение d^* уменьшается с ростом частоты сигнала: при $\omega/\omega_H = 1.06$ имеем $d^* \sim 300D$, а при $\omega/\omega_H = 1.22$ имеем $d^* \sim 100D$. Как следует из рис. 3, б групповые скорости нормальных волн при достаточно больших d равны значениям V в одиночной линии. С уменьшением d значения $V_{6,m}$ сильно изменяются, и при $d \rightarrow 0$ групповая скорость быстрой волны (сплошные линии) стремится к значению V

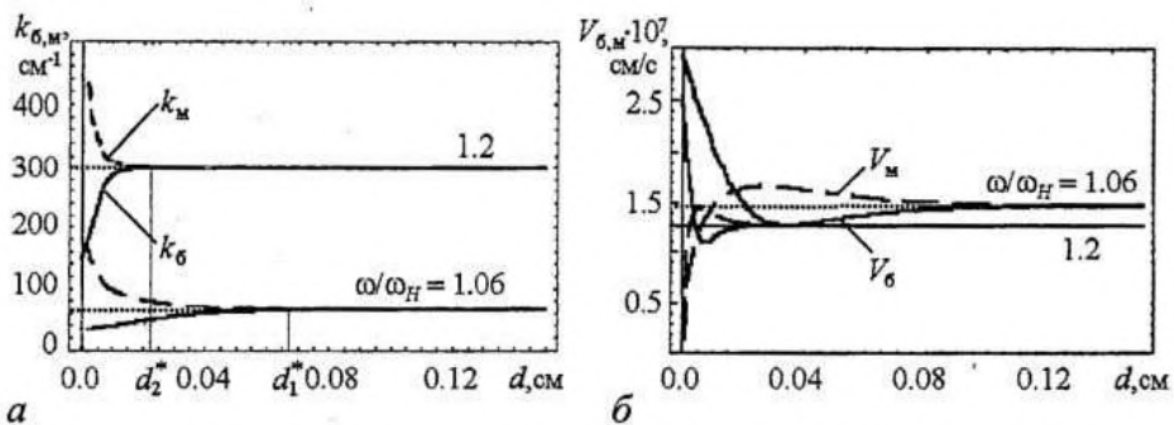


Рис. 3. Зависимость волнового числа (а) и групповой скорости (б) нормальных волн от расстояния между пленками d при различных ω/ω_H

для основной моды ($n=1$) в пленке удвоенной толщины, а групповая скорость медленной волны (штриховые линии) - к значению $V_{м}=0$.

На рис. 4 показаны значения коэффициентов дисперсии $A_{б,м}$ в зависимости от d . Видно, что можно выделить четыре основные области значений d с характерными видимыми отличиями в поведении коэффициентов $A_{б,м}$. Границы между этими областями соответствуют значениям $d=d_1, d_2, d_3$. Некоторые важные особенности поведения коэффициентов $A_{б,м}, V_{б,м}, B_{б,м}$ для выделенных областей приведены в табл. 2. Границы интервалов d_1, d_2, d_3 зависят от частоты несущей ω и уменьшаются по мере приближения ω к верхней границе полосы пропускания ПОМСВ. В дальнейшем будем рассматривать особенности поведения решения уравнений (6) в областях I-IV.

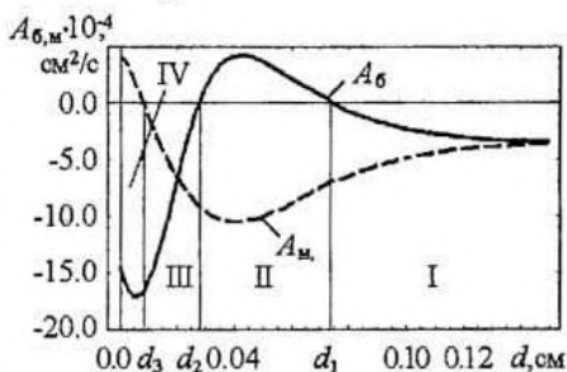


Рис. 4. Зависимость коэффициентов дисперсии нормальных волн от расстояния между пленками d при $\omega/\omega_H=1.06$

Таблица 2

I: $d \in [d_1, \infty]$	II: $d \in [d_2, d_1]$	III: $d \in [d_3, d_2]$	IV: $d \in [0, d_3]$
$A_{б}, A_{м} < 0$	$A_{б} > 0, A_{м} < 0$	$A_{б}, A_{м} < 0$	$A_{б} < 0, A_{м} > 0$
$ A_{б} < A < A_{м} $	$ A < A_{м} $ $ A_{б} < A_{м} $	$A_{б} \geq A_{м} $	$ A < A_{б} $
$V_{м} > V_{б}$		$V_{б} \leq V_{м}$ $V_{б} > V_{м}$	$V_{м} < V_{б}$
$B_{б} > B_{м} > 0$			

Отметим, что влияние связи незначительно сказывается на величине коэффициентов нелинейности $B_{б,м}$ ($B_{б}$ растет, а $B_{м}$ уменьшается с увеличением связи, не более чем на 10%), поэтому в дальнейшем мы не будем акцентировать внимание на значениях $B_{б,м}$.

3. Режимы возбуждения одной нормальной волны структуры

Рассмотрим случай, когда в структуре, показанной на рис. 1, возбуждается одна из нормальных волн: быстрая или медленная. Подобная ситуация может быть реализована в физической системе, если в обе пленки подать сигналы $\varphi_{01,2}$ одинаковой амплитуды либо в фазе, либо в противофазе, а именно: $\varphi_{01} = \varphi_{02} = \varphi_0$ (для возбуждения быстрой волны), либо $\varphi_{01} = -\varphi_{02}$ (для возбуждения медленной волны). В дальнейшем, имея в виду возбуждение в структуре только быстрой волны или только медленной волны, мы будем для краткости применять понятия «синфазное» или «противофазное» возбуждение, соответственно.

В случае возбуждения одной из нормальных мод поведение огибающей волнового импульса в изучаемой структуре будет описываться одним уравнением Шредингера с соответствующим индексом «б» или «м»

$$j \left(\frac{\partial \varphi_{б,м}}{\partial t} + V_{б,м} \frac{\partial \varphi_{б,м}}{\partial y} \right) + A_{б,м} \frac{\partial^2 \varphi_{б,м}}{\partial y^2} - \frac{B_{б,м}}{4} |\varphi_{б,м}|^2 \varphi_{б,м} + j\alpha \varphi_{б,м} = 0. \quad (10)$$

При этом в условиях (7), (8) необходимо положить: $\varphi_{0б} = 2\varphi_0$, $\varphi_{0м} = 0$, либо $\varphi_{0б} = 0$, $\varphi_{0м} = 2\varphi_0$.

Из рис. 4 и табл. 2 видно, что влияние связи приводит к изменению не только модуля, но и знака коэффициента дисперсии нормальных волн. Для сравнения следует сказать, что в одиночной пленке величина коэффициента дисперсии ПОМСВ всегда отрицательна. В результате критерий модуляционной неустойчивости (критерий Лайтхилла), который, как известно, записывается в виде

$$\partial^2 \omega / \partial k^2 \cdot \partial \omega / \partial |\varphi|^2 < 0, \quad (11)$$

не выполняется в области II значений d для быстрой волны и в области IV - для медленной волны.

Оценим пороговые значения амплитуды входного сигнала $\varphi_{0б,м}^{th}$ в связанной ферромагнитной структуре, при которых возможно развитие модуляционной неустойчивости. Выражение для $\varphi_{0б,м}^{th}$ в соответствии с [3] можно записать в виде:

$$(\varphi_{0б,м}^{th})^2 = \pi^2 A_{б,м} / (2V_{б,м}^2 T_{имп}^2 B_{б,м}). \quad (12)$$

Зависимости пороговых значений $\varphi_{0б,м}^{th}$ для амплитуд нормальных волн от толщины диэлектрического промежутка d между пленками представлены на рис. 5. Оценочные величины $\varphi_{0б,м}^{th}$ достаточно хорошо подтверждаются результатами численного моделирования системы уравнений (6), приведенными ниже.

На рис. 6 показана эволюция огибающей импульса МСВ в одиночной линии (а) с амплитудой начального возмущения $\varphi_0 = 0.05$ и в связанной структуре (б-д) при

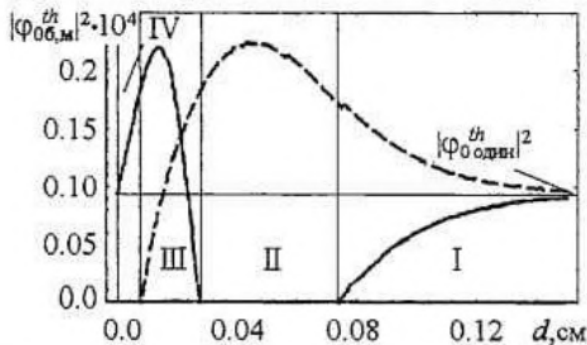


Рис. 5. Зависимость пороговых значений для амплитуд нормальных волн от расстояния между пленками

возбуждении быстрой ($\varphi_{0б} = 2\varphi_0$, $\varphi_{0м} = 0$, то есть $\varphi_{01,2} = \varphi_0$) и медленной ($\varphi_{0б} = 0$, $\varphi_{0м} = 2\varphi_0$, то есть $\varphi_{01} = -\varphi_{02} = \varphi_0$) волн в каждой из областей I-IV. Поведение величины $|\varphi_{1,2}|^2$ от времени на рис. 6 относится к случаю, когда сигнал снимается с выходных антенн, расположенных на расстоянии $y = 1.0, 1.5$ и 2 см от входа.

В областях II и IV (см. табл. 2) одна из нормальных волн (быстрая либо медленная) является устойчивой, а

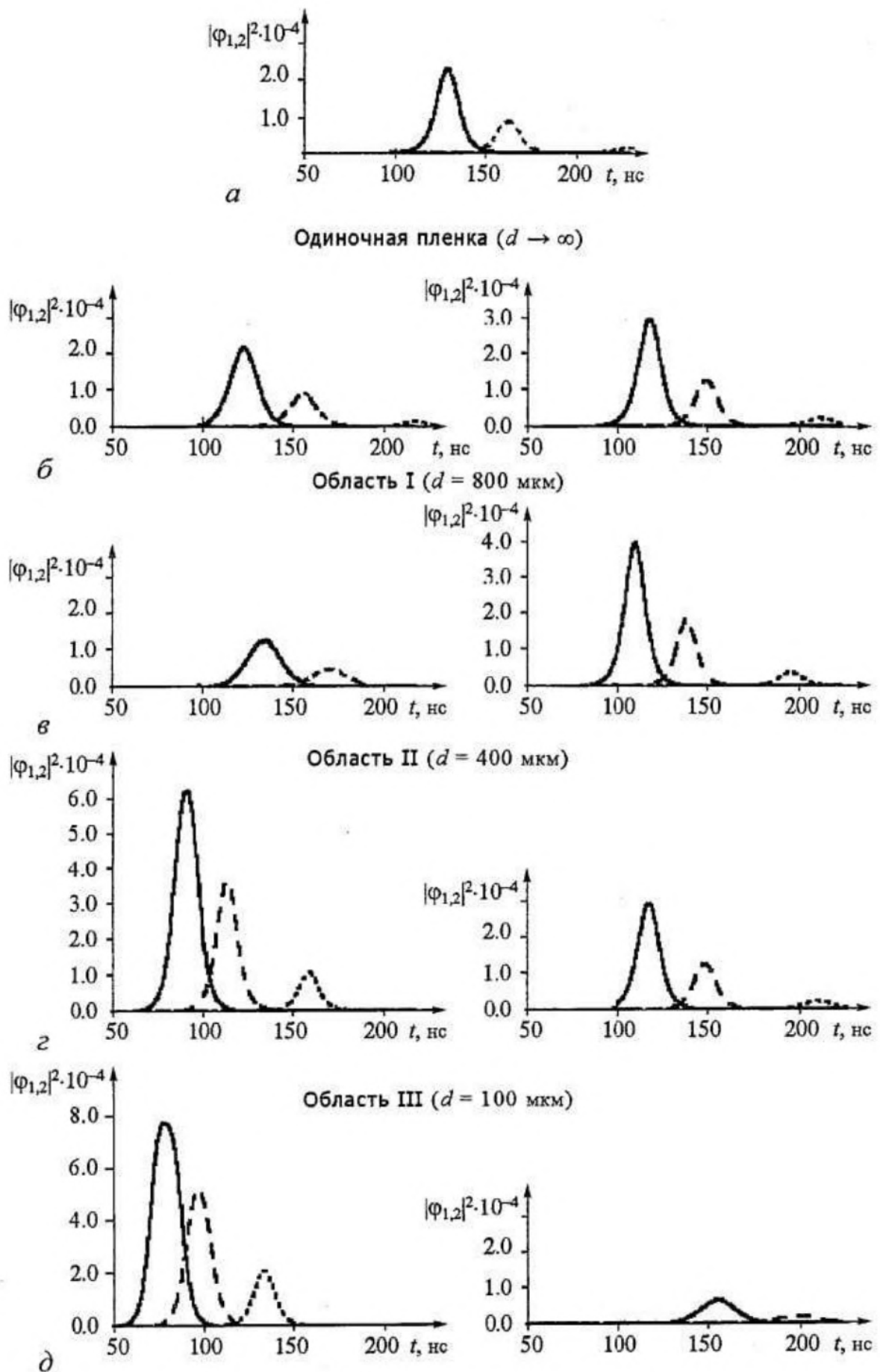


Рис. 6. Форма огибающей импульса ПОМСВ на антеннах, расположенных на расстоянии $r=1$ см (сплошная кривая), 1.5 см (штриховая кривая) и 2 см (пунктирная кривая), в одиночной линии при $\varphi_0=0.05$ (а), в связанной системе $\varphi_{01}=\varphi_{02}=0.05$ (б-г). Слева показан случай синфазного возбуждения системы, справа - противофазного

другая - неустойчивой по отношению к малым продольным возмущениям огибающей. Из рис. 6, в видно, что в области II при синфазном возбуждении системы (быстрая волна) импульс расплывается, при $y=1.5$ см полуширина импульса уже больше полуширины входного сигнала (см. рис. 6, а). При противофазном возбуждении (медленная волна) импульс при распространении сжимается, и образуется солитоноподобное формирование.

В области IV (см. рис. 6, д) имеет место обратная ситуация. Быстрая волна в этой области неустойчива, и при возбуждении ее наблюдается образование солитона огибающей. Амплитуда импульса в связанной структуре выше по сравнению со случаем одиночной линии, так как скорость его больше, чем в одиночной линии (см. рис. 3, б), а увеличение скорости приводит к уменьшению потерь энергии импульса в результате линейного затухания.

В областях II и IV при возбуждении волн, для которых выполняется критерий Лайтхилла, значение коэффициента дисперсионного расплывания по модулю больше, чем соответствующее значение в одиночной линии. В связи с этим полуширина импульса больше, чем в одиночной линии. Однако скорость распространения импульсов указанных волн в связанной системе также больше, чем в одиночной линии, что уменьшает влияние потерь на распространение сигнала. В результате на выходной антенне в связанной системе наблюдается импульс большей амплитуды, и эффект, связанный с разницей дисперсии волн, практически не заметен.

Рассмотрим теперь поведение амплитуды огибающей нормальных волн в областях значений d , где модуляционная неустойчивость МСВ наблюдается как при синфазном, так и противофазном возбуждении системы (области I, III). В области I по мере уменьшения d скорость быстрой волны увеличивается, а медленной уменьшается (см. рис. 3, б), соответственно амплитуда солитона при синфазном возмущении меньше (см. рис. 6, б), чем при противофазном. В области III наблюдается обратная ситуация (см. рис. 6, з).

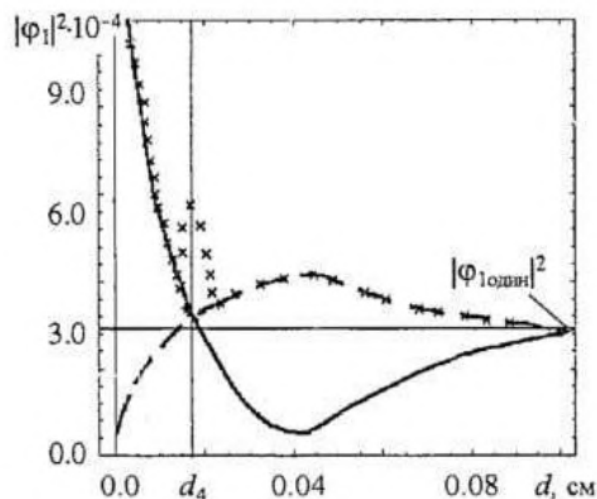


Рис. 7. Амплитуда импульса на выходной антенне в первой пленке ($y=1.5$ см) при различных способах возбуждения связанной структуры: сплошная кривая - синфазное возбуждение, штриховая кривая - противофазное, xxx - возбуждение двух нормальных волн; $\varphi_0=0.1$

Из-за того, что в диссипативной среде на процессы формирования солитонов большое влияние оказывает диссипация, различия в эволюции импульсов быстрой и медленной волн, связанные с разницей коэффициентов дисперсии волн, незначительны по сравнению с различиями, обусловленными разницей групповых скоростей.

На рис. 7 показана амплитуда импульса на приемной антенне в зависимости от величины связи d при синфазном и противофазном способах возбуждения системы. Из результатов видно, что при заданной амплитуде входного сигнала использование связи дает возможность регулировать амплитуду солитона, а также, как указывалось выше, и скорость солитона в структуре.

4. Возбуждение двух нормальных волн

Рассмотрим ситуацию, связанную с возбуждением в связанной системе одновременно двух нормальных волн.

Данный способ возбуждения структуры в экспериментальных условиях можно реализовать, например, подавая сигнал в одну из пленок, а вторую пленку при этом сдвинуть относительно первой на некоторое расстояние $l \sim \lambda$ (λ - длина волны МСВ в одиночной пленке). При таком способе возбуждения вся мощность сигнала первоначально будет сосредоточена в линии 1, а в линии 2 сигнал на входе будет отсутствовать, $\varphi_{02}=0$. Если сигнал подается только в одну из линий, то, как следует из (9), амплитуды обеих нормальных волн на входе будут равны, $\varphi_{01}=\varphi_{02}$.

На рис. 8 приведены результаты численного решения системы связанных нелинейных уравнений (6), при разных значениях параметра d . На этом рисунке показано поведение интенсивности сигнала только в первой пленке $|\varphi_1|^2$ (б-з) и для сравнения приведены результаты расчета, относящиеся к эволюции сигнала в одиночной пленке (а).

Из кривых на рис. 8, б, в видно, что выходной импульс имеет вид «двугорбого» образования, что может быть ошибочно интерпретировано как реализация двухсолитонного режима распространения импульса. На самом деле указанный эффект вызван просто различием в скоростях нормальных волн (см. рис. 3), в результате которого импульсы быстрой и медленной волн оказываются частично разделены во времени на выходной антенне. Причем, как видно из результатов на рис. 8, г, при малых значениях d имеет место полное разделение импульсов. Следует отметить, что первым выходную антенну всегда достигает возмущение, переносимое нормальной волной, для которой выполняется критерий Лайтхилла (см. рис. 3, 4), поэтому независимо от рассматриваемой области

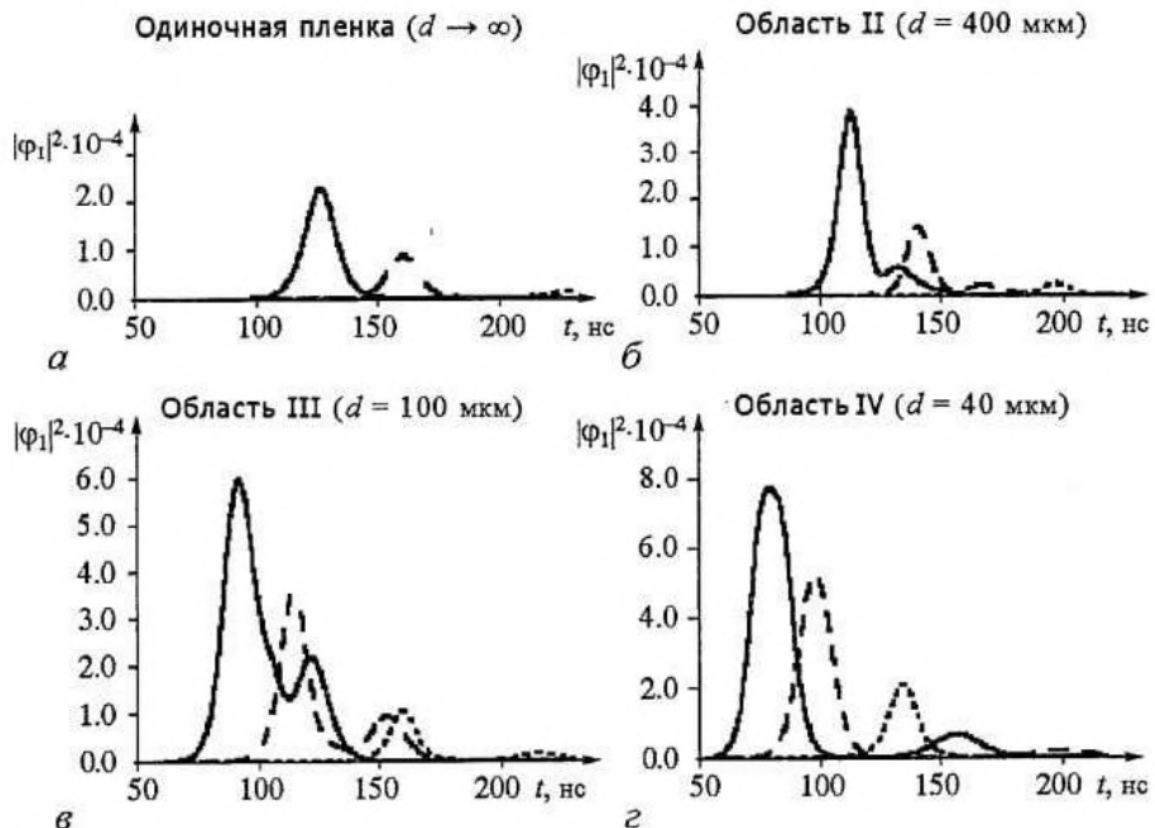


Рис. 8. Форма огибающей импульса ПОМСВ на антеннах, расположенных на расстоянии $y=1.0$, 1.5 и 2.0 см (кривые —, - - -, ·····, соответственно): а - одиночная линия при $\varphi_0=0.05$; б, в, г - связанная система при $\varphi_{01}=2\varphi_0$, $\varphi_{02}=0$

изменения параметра d (области I-III или IV) выходной сигнал имеет «солитоноподобную» форму.

Рассмотрим теперь эволюцию импульса вдоль направления распространения волны в каждой из двух пленок, соответственно. Результаты моделирования, относящиеся к этому случаю, при разных положениях приемной антенны, фиксированной величине параметра d ($d=400$ мкм) и разных уровнях входного сигнала представлены на рис. 9. Как видно из представленных результатов, наличие связи приводит к нелинейной перекачке мощности сигнала между линиями вдоль направления распространения волны. При подаче сигнала только в

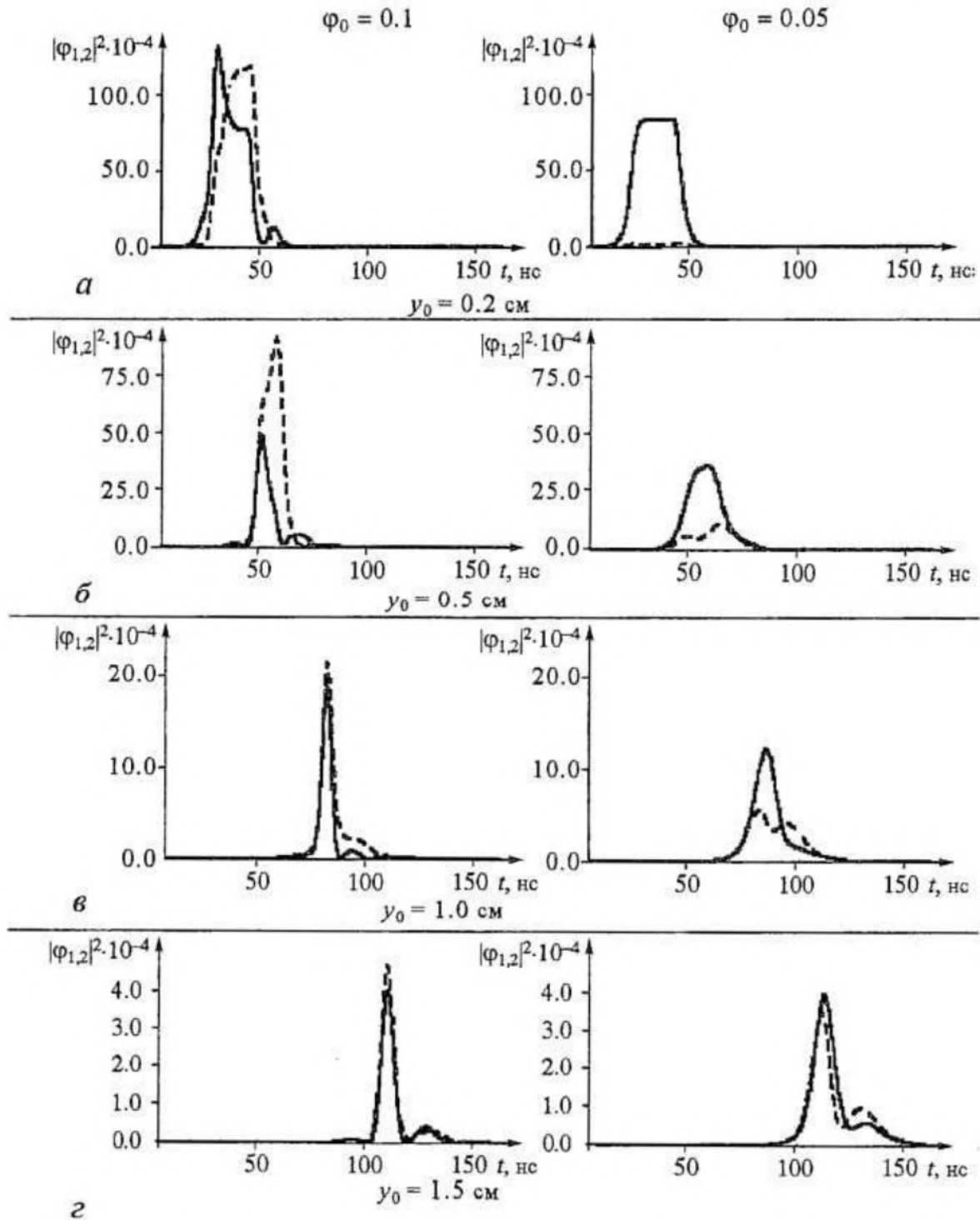


Рис. 9. Форма огибающей импульса в пленке 1 (сплошная кривая) и в пленке 2 (штриховая кривая) связанной системы при разных положениях приемной антенны ($y=0.2, 0.5, 1.0$ и 1.5 см) при различных амплитудах входного сигнала: $\varphi_{01}=2\varphi_0, \varphi_{02}=0, d=400$ мкм

пленку 1 мощность сигнала сначала приблизительно поровну распределяется между пленками (см. рис. 9, а при $\varphi_0=0.1$), а затем уровень мощности сигнала в каждой из пленок начинает балансировать около некоторого среднего значения, не убывая до нуля. Из-за влияния диссипации в процессе распространения волн их амплитуды уменьшаются, и перекачка прекращается, а значения $\varphi_{1,2}$ стабилизируются (см. рис. 9, б-г при $\varphi_0=0.1$).

Из рис. 9 видно, что при $\varphi_{01}=0.1$ перераспределение (выравнивание) мощности сигнала между ферромагнитными слоями имеет место на расстоянии $L_{\text{нелин}} \approx 0.2$ см, а при $\varphi_{01}=0.05$ - на расстоянии $L_{\text{нелин}} \approx 1.5$ см. При меньших значениях амплитуды входного сигнала $L_{\text{нелин}}$ сравнивается с диссипативной длиной L_d . В результате подаваемая в пленку 1 мощность практически не перекачивается в пленку 2. Как показывают расчеты, нелинейная связь между модами системы и связанная с ней нелинейная перекачка мощности сигнала между пленками структуры проявляются при амплитудах входного сигнала, превышающих порог солитообразования φ_0^{th} .

Заключение

Выявлены основные нелинейные особенности распространения импульса огибающей прямой объемной МСВ в связанной структуре, состоящей из двух ферромагнитных пленок, на расстояниях много меньших длины линейной перекачки энергии. Проведена оценка влияния связи между пленками на групповые скорости, коэффициенты дисперсии и нелинейности для каждой из нормальных волн, возбуждаемых в такой структуре. Обсужден вопрос о модуляционной неустойчивости нормальных волн в зависимости от величины связи (расстояния между ферромагнитными пленками структуры). Результаты, представленные в работе позволяют сделать следующие выводы.

- При подаче сигналов одинаковой амплитуды в связанные линии (в фазе или противофазе) волна в системе может быть как устойчива, так и неустойчива относительно малых продольных возмущений огибающей; в одиночной линии ПОМСВ всегда неустойчива.

- При подаче сигнала в одну из связанных линий скорость и амплитуда солитоноподобного формирования на выходе связанной структуры больше, чем в одиночной линии, и их значения растут при увеличении связи.

- Нелинейный характер связи между пленками структуры проявляется в том, что сигнал большой амплитуды при возбуждении одной из пленок делится между связанными линиями, сигнал малой амплитуды не перераспределяется между линиями. Длина структуры, на которой имеет место деление сигнала, обратно пропорциональна мощности входного сигнала.

- Используя электродинамическую связь между магнитостатическими волнами, можно эффективно управлять процессами формирования солитоноподобных импульсов в многослойной ферромагнитной структуре.

Авторы выражают благодарность Ю.А. Филимонову за постоянное внимание к работе и ценные замечания при обсуждении результатов работы.

Работа выполнена в рамках программ Минобразования РФ «Университеты России» (грант № УР.01.01.052), Минобразования РФ и CRDF (BRHE, REC-006), а также при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 04-02-16296).

Библиографический список

1. Звездин А.К., Попков А.Ф. К нелинейной теории магнитостатических волн // ЖЭТФ. 1983. Т. 84, вып. 2. С. 606.
2. Калинин Б.А., Ковшиков Н.Г. Наблюдение спин-волновых солитонов в ферромагнитных пленках // ПЖЭТФ. 1989. Т. 38, вып.7. С. 343.
3. Дудко Г.М., Филимонов Ю.А. Развитие модуляционной неустойчивости МСВ в пленках ЖИГ // ПЖТФ. 1989. Т. 15, вып. 2. С. 55.
4. Boardmann A.D., Wang Q., Nikitov S.A. Nonlinear magnetostatic surface waves in ferromagnetic films // IEEE Trans. In Mag. 1994. Vol. 30, № 1. P. 14.
5. Bauer M., Buttner O., Demokritov S.O. Observation of spatiotemporal self-focusing of spin waves in magnetic films // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 18, № 17. P. 3769.
6. Дудко Г.М., Филимонов Ю.А. Численное исследование явлений самодействия ограниченных пучков обратных объемных магнитостатических волн в ферромагнитных пленках // Изв.вуз. Прикладная нелинейная динамика. 1999. Т. 7, № 2, 3. С. 17.
7. Boardmann A.D., Xie K. Polarization interaction of spatial solitons in optical planar waveguides // Phys. Rev. A. 1995. Vol. 51, № 1. P. 692.
8. Никитов С.А., Бордман А.Д. Теория поверхностных магнитостатических волн // ФТТ. 1989. Т. 31, № 6. С. 281.
9. Шараевский Ю.П., Малюгина М.А. Моделирование нелинейных процессов на магнитостатических волнах в связанных ферромагнитных структурах // Изв.вуз. Прикладная нелинейная динамика. 2000. Т. 3, № 3. С. 59.
10. Xuan-Zhang Wang, Shu-Rong Xu. Nonlinear magnetostatic surface waves of magnetic multilayers: Effective medium theory // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 63. P. 54415.
11. Люиселл У. Связанные и параметрические колебания в электронике. М.: ИЛ, 1963. 351 с.
12. Ваишковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 1993. 316 с.
13. Гречушкин К.В., Стальмахов В.С. Поведение потока энергии поверхностных МСВ в связанных ферромагнитных структурах // Радиотехника и электроника. 1986. Т. 31, вып. 8. С. 1487.
14. Луцев Л.В., Березин И.Л., Яковлев Ю.М. Исследование дисперсионных характеристик МСВ в 2-слойных ферромагнитных пленках // ЖТФ. 1990. Т. 60, вып. 7. С. 180.
15. Зависляк И.В., Кондратюк В.А., Романюк В.О. Магнитостатические волны в двухслойных структурах с внутренним возбуждением // Укр. физ. ж. 1993. Т. 38, № 12. С. 1845.

Саратовский государственный
университет

Поступила в редакцию 5.05.03
после доработки 25.02.04

MAGNETOSTATIC WAVES IMPULSES DISTRIBUTION IN TWO-LAYER FERROMAGNETIC STRUCTURE

G.M. Dudko, M.A. Malugina, Yu.P. Sharaevsky

The main nonlinear features of pulse distribution on distances a lot of smaller length of the linear energy swapping are studied in the framework of an obtained system of nonlinear Schrödinger equations what described distribution of direct volume

magnetostatic waves in two connected ferromagnetic films. The estimation of connection between films influence on group velocities, dispersion and nonlinearity coefficients is carry out. The problem of modulation instability in connected structure depending on distance between films is discussed. Shown, that the signal of the large amplitude is divided between connected films, the signal of small amplitude is not redistributed.



Дудко Галина Михайловна родилась в 1961 году в Свердловске. Окончила физический факультет Саратовского государственного университета по специальности «радиофизика». С 1983 по 2003 год работала в Саратовском отделении Института радиотехники и электроники РАН. В 2002 году защитила диссертацию по теме «Эффекты самовоздействия магнитостатических волн в ферромагнитных пленках» на соискание ученого звания кандидата физико-математических наук. С 2003 года старший научный сотрудник НПК «Прецизионное оборудование». Область научных интересов - нелинейные явления в магнитоупорядоченных средах, компьютерное моделирование. Автор и соавтор 13 научных статей



Малюгина Мария Александровна - родилась в Саратове (1977), окончила Высший колледж прикладных наук Саратовского государственного университета (1999). Аспирант кафедры нелинейной физики СГУ. Область научных интересов - волновые явления в магнитных пленках. Имеет две публикации по данной тематике.



Шараевский Юрий Павлович родился в Николаевске-на-Амуре (1942) Хабаровского края. Доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой нелинейной физики СГУ. Работал в области электроники сверхвысоких частот, в настоящее время занимается исследованиями в области физики нелинейных волновых процессов в тонких магнитных пленках. Читает лекции по общему курсу физики, по курсу «Концепции современного естествознания» для студентов гуманитарных специальностей, спецкурс «Колебания и волны в нелинейных активных средах». Опубликовал более 120 научных и научно-методических работ, несколько учебных пособий и монографию в соавторстве со В.С.Стальмаховым и А.В.Вашковским «Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот» (Изд-во Саратов. ун-та, 1980).
E-mail:sharaevskyyp@info.sgu.ru