

Модуляционная неустойчивость магнитоэлектрических волн в двухслойной магнитосвязанной структуре

© А.М. Шутый, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,
432970 Ульяновск, Россия

E-mail: shuty@mail.ru

(Поступила в Редакцию 7 декабря 2004 г.)

Исследована модуляционная неустойчивость прямых объемных магнитоэлектрических волн в структуре, состоящей из двух магнитосвязанных планарных пленок, разделенных немагнитной прослойкой. Обнаружено, что межслоевая связь, влияя на дисперсионные свойства структуры, в зависимости от типа возбуждения волноводных мод может как изменять характеристики модуляционной неустойчивости волн, так и приводить к их устойчивости относительно соответствующих возмущений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования РФ (проект PD02-1.2-72).

1. Введение

Интерес, проявляемый в последние годы к магнитоэлектрическим волнам (МЭВ), объясняется прежде всего тем, что уже при малых значениях мощности эти волны становятся существенно нелинейными [1–3], а также возможностью создания новых приборов, которые будут использовать нелинейные свойства МЭВ в технически важном СВЧ-диапазоне [4]. Нелинейный характер динамики МЭВ приводит к ряду эффектов: автомодуляции, самофокусировке, неустойчивости относительно распада на новые волны [5,6], формированию светлых и темных солитонов огибающей волн [7–9]. Модуляционная неустойчивость в данном ряду занимает особое место, так как при различных параметрах системы и начальных условиях она может приводить к формированию различных волновых динамических структур, в том числе и нежелательных с точки зрения практического использования МЭВ. Имеющийся в литературе теоретический анализ динамики МЭВ в основном ограничивается структурами с одним волноводным слоем. Однако использование в качестве волноводной среды многослойных структур представляет больше возможностей для управления динамическими характеристиками МЭВ, поскольку в подобных структурах за счет связи магнитных моментов соседних слоев существенно меняются динамические свойства спиновой подсистемы и реализуются новые типы спин-волновых возбуждений [10–12]. Основными типами межслойной магнитной связи являются дипольное [13] или обменное [14] взаимодействие либо их комбинация [15]. Наиболее заметно влияние межслойной магнитной связи при формировании единых МЭВ-возбуждений в области синхронизма волн отдельных слоев. В настоящей работе исследуются особенности модуляционной неустойчивости огибающей прямых объемных МЭВ, распространяющихся в нормально намагниченной двухслойной феррит-гранатовой структуре с достаточно сильным межслойным взаимодействием магнитных моментов слоев, обеспечивающим формирование единого волнового пакета.

2. Уравнения связанных мод

Рассмотрим ориентированную перпендикулярно оси z трехслойную планарную структуру, состоящую из двух феррит-гранатовых пленок типа (100), разделенных немагнитной прослойкой. Пусть в такой структуре возбуждается и распространяется вдоль оси x волновой пакет, формируемый взаимодействующими модами МЭВ, принадлежащими каждой из пленок. В этом случае магнитоэлектрический потенциал волнового пакета может быть представлен в виде суммы собственных мод входящих в структуру изолированных магнитных пленок. Из полного набора мод каждой пленки эффективная межслойная связь осуществляется только между теми двумя модами, для которых условия фазового синхронизма выполняются наилучшим образом, а именно когда минимальны или равны нулю величины $2\delta_\omega = \omega_1 - \omega_2$ и $2\delta_k = k_1 - k_2$, где $\omega_{1,2}$ — несущие частоты импульсов, формируемых собственными модами МЭВ изолированных пленок, а $k_{1,2}$ — константы распространения данных мод. Далее не предполагается наличия иного возмущения (например, периодической неоднородности параметров слоев), которое могло бы синхронизировать моды разных порядков. Поэтому импульсы будут формироваться только связанными модами одного порядка (в частности, модами первого порядка, так как они меньше поглощаются), относящимися к разным волноводным слоям. При этом магнитоэлектрический потенциал описывается выражением

$$\Psi = \sum_{k=1,2} \Psi_n$$

$$= \sum_n \frac{4\pi M_{0n}}{k_n \sqrt{\chi_n^2 + \chi_{an}^2}} U_n(z) \varphi_n(x, t) \exp[i(\omega_n t - k_n x)], \quad (1)$$

где M_{0n} — намагниченность соответствующей пленки. При рассматриваемой ориентации вдоль оси z эффективного поля \mathbf{H} ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{M}_{0n} \parallel \mathbf{z}$), включающего подмагничивающее поле \mathbf{H}_0 и поле кубической и роторовой анизотропии \mathbf{H}_a , диагональная и недиагональная компоненты тензора магнитной восприимчивости

в отсутствие затухания определяются выражениями $\chi_n = \omega_{Mn}\omega_{Hn}/(\omega_{Hn}^2 - \omega_n^2)$, $\chi_{an} = \chi_n/\omega_{Hn}$, в которых введены обозначения $\omega_{Mn} = 4\pi\gamma M_{0n}$, $\omega_{Hn} = \gamma H - \omega_{Mn}$. Профильная функция $U_n(z)$, определяющая распределение моды по сечению каждого из n слоев, и стоящий перед ней коэффициент находятся из выражения, связывающего магнитостатический потенциал с переменным магнитным полем МСВ, и уравнения Уокера

$$\text{grad } \Psi_n = \mathbf{h}_n, \quad \text{div}(\hat{\mu}_n \nabla \Psi_n) = 0, \quad (2)$$

где $\hat{\mu}_n$ — тензор магнитной проницаемости n -й пленки. Безразмерная комплексная амплитуда магнитостатического потенциала выражается через нормированные комплексные значения переменных составляющих магнитного момента $\varphi_n = \sqrt{m_{xn}^2 + m_{yn}^2}/M_{0n}$ и является благодаря межмодовой связи медленно изменяющейся функцией координаты и времени. Дисперсионное уравнение для прямых объемных МСВ имеет следующей вид:

$$\text{tg } k_{zn}l_n = -\frac{2\sqrt{-\chi_n - 1}}{\chi_n + 2}, \quad (3)$$

где l_n — толщина соответствующей пленки, а поперечное волновое число для МСВ связано с константой распространения выражением $k_{zn} = k_n\sqrt{-\chi_n - 1}$. В длинноволновом приближении $k_n \ll k_{zn}$ дисперсионное уравнение приобретает вид $k_n l_n = -2/\chi_n$. Полученные из него первый и второй дисперсионные параметры и параметр, характеризующий нелинейность среды, определяются следующими производными, взятыми при $k_n \rightarrow 0$ и $\varphi_n \rightarrow 0$:

$$v_n = \frac{\partial \omega_n}{\partial k_n} = \frac{\omega_{Mn}l_n}{4}, \quad d_n = \frac{\partial^2 \omega_n}{\partial k_n^2} = -\frac{\omega_{Mn}^2 l_n^2}{16\omega_{Hn}} \left(1 + \frac{8}{3} \frac{\omega_{Hn}}{\omega_{Mn}}\right),$$

$$g_{cn} = \frac{\partial \omega_n}{\partial |\varphi_n|^2} = \frac{\omega_{Mn}}{2}.$$

Первый дисперсионный параметр определяет групповую скорость МСВ, второй — дисперсию групповых скоростей, а параметр g_{cn} — нелинейное самовоздействие системы.

При наличии фазовой расстройки между взаимодействующими модами будем предполагать, что существующая в процессе движения связь мод обуславливает равенство их волновых чисел ($\delta_k = 0$), а незначительное различие параметров пленок (например, толщин) приводит к различию собственных частот МСВ в соответствии с дисперсионным уравнением (3), т.е. $\delta = \delta_\omega \neq 0$.

Динамика огибающей связанных импульсов, т.е. медленно меняющихся амплитуд каждой из взаимодействующих МСВ, может быть представлена следующим уравнением:

$$i \frac{\partial \varphi_n}{\partial t} + i v_n \frac{\partial \varphi_n}{\partial x} + \frac{d_n}{2} \frac{\partial^2 \varphi_n}{\partial x^2} = q_4 \exp(\pm 2i\delta t) \varphi_{3-n} + g_{cn} |\varphi_n|^2 \varphi_n, \quad (4)$$

где верхний знак в аргументе экспоненты относится к моде с индексом $n = 1$, а нижний — к моде с $n = 2$; q_n — коэффициент межмодовой связи, определяемый перекрытием профильных функций.

3. Уравнения для парциальных импульсов

Введем характерные времена: межмодового взаимодействия $T_{qn} = q_n^{-1}$, дисперсионное $T_{dn} = L_{0n}^2/|d_n|$, групповой расстройки $T_{rn} = L_{0n}/v_n$, самомодуляции $T_{gn} = g_{cn}^{-1} |\varphi_{0n}|^{-2}$, где L_{0n} и φ_{0n} — начальные (при $t = 0$) длина и амплитуда вводимых модовых импульсов. В случае сильной межмодовой связи $T_{qn} \ll T_{dn}, T_{rn}, T_{gn}$, поэтому в отсутствие потерь за время T_{qn} изменение мощности импульса, обусловленное пространственной дисперсией, дисперсией групповых скоростей и кубической нелинейностью, пренебрежимо мало. Следовательно, можно считать, что на интервале времени T_{qn} с достаточной степенью точности выполняется условие $|\varphi_1|^2 + |\varphi_2|^2 = \text{const}$, из которого для коэффициентов связи получаем равенство $q_1 = q_2^* = q$. Ограничения сверху величины q связаны с тем, что для огибающей МСВ характерное время изменения амплитуды должно быть значительно больше периода самой волны. Вследствие этого, а также с учетом того обстоятельства, что для распространяющихся в волноводе импульсов время групповой расстройки меньше времени самомодуляции и дисперсионного времени, в случае сильного межмодового взаимодействия на величину коэффициента связи накладывается условие $\tau_n^{-1} \ll q \ll \omega_n$, где τ_n — длительность формируемого в каждом из слоев структуры импульса МСВ. Выполнения данного условия можно добиться формированием необходимого типа связи между магнитными моментами слоев из счет подбора толщины прослойки и топологии поверхностей раздела.

Приближение сильной межмодовой связи позволяет представить временные огибающие импульсов в виде суммы двух линейно не связанных парциальных импульсов (ПИ) [16,17]

$$\varphi_1 = a_1(x, t) \exp[i(\sigma + \delta)t] + a_2(x, t) \exp[-i(\sigma - \delta)t],$$

$$\varphi_2 = \rho_1 a_1(x, t) \exp[i(\sigma - \delta)t] + \rho_2 a_2(x, t) \exp[-i(\sigma + \delta)t], \quad (5)$$

где $a_j(x, t)$ — медленно меняющиеся амплитуды ПИ. Здесь введены параметры $\sigma = \sqrt{\delta^2 + |q|^2}$, $\rho_j = q^*[\delta + (-1)^j \sigma]^{-1}$. Подставляя (5) в (4) и переходя к бегущей координате $\xi = x - 2V_1 V_2 (V_1 + V_2)^{-1} t$, получим уравнения для амплитуд ПИ

$$i \frac{\partial a_j}{\partial t} - i \tilde{V}_j \frac{\partial a_j}{\partial \xi} + \frac{D_j}{2} \frac{\partial^2 a_j}{\partial \xi^2} = (G_{cj} |a_j|^2 + G_{kj} |a_{3-j}|^2) a_j, \quad (6)$$

где $\tilde{V}_j = (-1)^j V_j (V_1 - V_2)/(V_1 + V_2)$ и введены эффективные параметры, характеризующие динамику соответствующего ПИ: групповая скорость

$$V_j = \frac{v_1 + v_2}{2} - (-1)^j \frac{\delta}{2\sigma} (v_2 - v_1),$$

дисперсия групповых скоростей

$$D_j = \frac{d_1 + d_2}{2} - (-1)^j \frac{1}{2\sigma} [\delta(d_2 - d_1) + 2v_1v_2],$$

коэффициент самомодуляции

$$G_{cj} = g_{c1} + \frac{1}{2} g_{c2} |\rho_j|^2 \left[1 - (-1)^j \frac{\delta}{\sigma} \right]$$

и коэффициент возникающей у ПИ кросс-модуляции

$$G_{kj} = \frac{1}{2} g_{c2} |\rho_{3-j}|^2 \left[1 - (-1)^j \frac{\delta}{\sigma} \right].$$

В условиях полного фазового синхронизма ($\omega_1 = \omega_2 = \omega$, $\delta = 0$) эффективные параметры определяются следующими выражениями:

$$V_j = V = \frac{v_1 + v_2}{2}, \quad D_j = \frac{d_1 + d_2}{2} - (-1)^j \frac{v_1v_2}{\sigma},$$

$$G_{cj} = G_c = \frac{3}{2} g_c, \quad G_{kj} = G_k = \frac{1}{2} g_c.$$

Уравнения (6) должны решаться совместно с начальными условиями для амплитуд ПИ. Исходя из разложения (5) начальные амплитуды ПИ можно выразить через начальные амплитуды двух связанных мод

$$a_{j0} = \frac{1}{2} \varphi_{10} + (-1)^j \frac{1}{2\sigma} (\delta\varphi_{10} + q\varphi_{20}). \quad (7)$$

Из (7) следует, что при фазовом синхронизме в случае симметричного или антисимметричного возбуждения пленочной структуры ($\varphi_{10} = \pm\varphi_{20}$) амплитуда одного из ПИ равна нулю ($a_1 = a_{10} = 0$ при симметричном возбуждении, $a_2 = a_{20} = 0$ — при антисимметричном возбуждении) и динамика всего волнового пакета определяется динамикой только одного ПИ.

Если вводимый волновой пакет достаточно продолжителен и дисперсионными членами можно пренебречь (квазимонохроматическое приближение), решения уравнений (6) для ПИ с малыми возмущениями их амплитуд записываются в виде

$$a_j(t, \xi) = [a_{j0} + \xi_j(t, \xi)] \exp[-i(G_{cj}a_{j0}^2 + G_{kj}a_{3-j0}^2)t], \quad (8)$$

где ξ_j — комплексная амплитуда возмущения ПИ, причем $a_{j0} \gg |\xi_j|$. Подставляя (8) в уравнения (6) и линеаризуя их по малым возмущениям ξ_j , получим систему уравнений для возмущений

$$i \frac{\partial \xi_j}{\partial t} - i\tilde{V}_j \frac{\partial \xi_j}{\partial \xi} + \frac{D_j}{2} \frac{\partial^2 \xi_j}{\partial \xi^2} = G_{cj}a_{j0}^2(\xi_j + \xi_j^*) + G_{kj}a_{10}a_{20}(\xi_{3-j} + \xi_{3-j}^*). \quad (9)$$

В случае фазового синхронизма уравнения для возмущений принимают вид

$$i \frac{\partial \xi_j}{\partial t} + \frac{D_j}{2} \frac{\partial^2 \xi_j}{\partial \xi^2} = G_c \left(a_{j0}^2 + \frac{1}{3} a_{3-j0}^2 \right) (\xi_j + \xi_j^*). \quad (10)$$

Динамику возмущений будем описывать гармоническими функциями

$$\xi_j = b_{j1} \cos(\kappa_j \xi - \Omega_j t) + ib_{j2} \sin(\kappa_j \xi - \Omega_j t). \quad (11)$$

Здесь κ_j и Ω_j — волновое число и частота возмущений ($\Omega_j = \omega - \omega_{ij}$, где ω_{ij} — частота сигнальной возмущающей волны или спонтанного „шумового“ возмущения). Подставляя (11) в (10) при $a_{3-j0} = 0$, получаем систему двух однородных уравнений, решение которой приводит к следующему дисперсионному соотношению:

$$\Omega_j = \pm \frac{1}{2} |D_j \kappa_j| \sqrt{\kappa_j^2 + \bar{\kappa}_j^2 \text{sign}(D_j)}, \quad (12)$$

где $\text{sign}(\dots)$ — знаковая функция, а $\bar{\kappa}_j^2 = 4G_c a_{j0}^2 / |D_j|$. Из (12) следует, что при положительной эффективной дисперсии частота Ω_j действительна при всех значениях волнового числа κ_j , и стационарное состояние МСВ устойчиво относительно малых возмущений. В случае $D_j < 0$ и $|\kappa_j| < \bar{\kappa}_j$ частота становится мнимой, и возмущение ξ_j экспоненциально нарастает во времени. При этом коэффициент усиления определяется соотношением

$$\alpha_j = 2 \text{Im}(\Omega_j) = |D_j \kappa_j| \sqrt{\bar{\kappa}_j^2 - \kappa_j^2}. \quad (13)$$

Максимальное значение коэффициента усиления $\alpha_{j \max} = 2G_c a_{j0}^2$ достигается при $|\kappa_{jm}| = \bar{\kappa}_j / \sqrt{2}$. Важной особенностью рассматриваемой магнитосвязанной структуры является то, что режим модуляционной неустойчивости может наблюдаться при нормальной дисперсии собственных МСВ каждого из слоев.

4. Численный анализ

На основе численного анализа приведенных выше соотношений можно получить ряд важных зависимостей, характеризующих режим модуляционной неустойчивости МСВ в двухслойной структуре. Параметры магнитных слоев выберем соответствующими феррит-гранатовым пленкам: $4\pi V_{0n} = 4\pi V_0 = 1750 \text{ G}$, $\gamma = 1.76 \cdot 10^7 (\text{Oe} \cdot \text{s})^{-1}$. При учете анизотропии магнитных слоев и ориентации координатных осей вдоль кристаллографических направлений $\{100\}$ под эффективным полем будем понимать поле $H = H_0 + H_a$, где H_0 — внешнее подмагничивающее поле, $H_a = 2(K_1 + K_u)/M_0$ — поле магнитной анизотропии, K_1 и K_u — константы кристаллографической и ростовой анизотропии слоев [18,19]. Для получения приведенных далее графических зависимостей исходное дисперсионное уравнение (3) и его первая и вторая производные по частоте решались численно, так как используемое при выводе соответствующих аналитических выражений приближение $k_n \rightarrow 0$ во многих случаях оказывается некорректным [19].

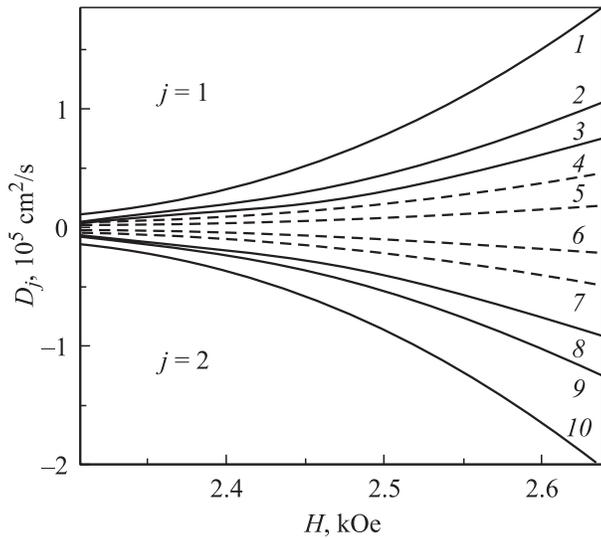


Рис. 1. Полевая зависимость эффективной дисперсии D_j для антисимметричного ($j = 1$) и симметричного ($j = 2$) возбуждения структуры. $l = 5$ (штриховые) и $10 \mu\text{m}$ (сплошные кривые), $q = 3 \cdot 10^8$ (1, 4, 7, 10), $5 \cdot 10^8$ (2, 9), $7 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ (3, 5, 6, 8), $\omega/2\pi = 2.5 \text{ GHz}$.

На рис. 1 приведены зависимости эффективной дисперсии D_j от величины эффективного поля H , полученные для однопарциальных режимов в случаях антисимметричного ($j = 1$) и симметричного ($j = 2$) возбуждения структуры при выполнении условий фазового синхронизма. Толщины магнитных слоев выбраны одинаковыми и равными $l = 5$ и $10 \mu\text{m}$, частота $\omega/2\pi = 2.5 \text{ GHz}$, коэффициент межмодовой связи $q = 3 \cdot 10^8$, $5 \cdot 10^8$ и $7 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$. Из приведенных зависимостей следует, что в случае антисимметричного возбуждения структуры эффективная дисперсия всегда положительна; следовательно, МСВ магнитосвязанной системы (в отличие от МСВ изолированных пленок) являются модуляционно устойчивыми. В случае же симметричного возбуждения эффективная дисперсия отрицательна и должна проявляться модуляционная неустойчивость. Увеличение магнитного поля, а также уменьшение коэффициента межмодовой связи приводят к росту модуля эффективной дисперсии ПИ, причем с ростом толщины магнитных слоев зависимость D_j от H становится более существенной.

На рис. 2 для симметричного возбуждения структуры с указанными выше параметрами при $q = (3, 5, 7) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ и $l = 5$ и $10 \mu\text{m}$ приведены зависимости от эффективного магнитного поля величины $\bar{\kappa}_2$, определяющей ширину интервала волновых чисел для нарастающих во времени возмущений МСВ, и максимального коэффициента усиления $\alpha_{2 \text{ max}}$, нормированных на начальную амплитуду ПИ и ее квадрат соответственно. Видно, что величина $\bar{\kappa}_2$ растет с уменьшением поля H , увеличением коэффициента межмодовой связи и толщины магнитных слоев. При этом максимальный коэффициент усиления не зависит от толщины слоев и коэффициента связи, а с увеличением эффективного

магнитного поля возрастает. Таким образом, чем уже интервал волновых чисел, соответствующих модуляционной неустойчивости МСВ, тем меньше минимальное время нарастания амплитуды модулирующего квазимонохроматическую волну сигнала. Отметим, что подбором ростовой анизотропии феррит-гранатовых пленок можно значительно уменьшить величину внешнего подмагничивающего поля, необходимого для достижения требуемых величин эффективного магнитного поля, что существенно для задач практического управления параметрами модуляционной неустойчивости связанных мод структуры.

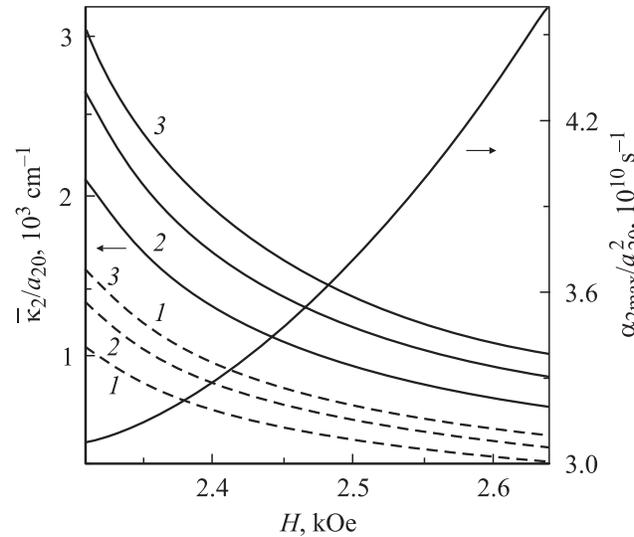


Рис. 2. Полевая зависимость нормированного предельного волнового числа $\bar{\kappa}_2$ и максимального коэффициента усиления $\alpha_{2 \text{ max}}$. $l = 5$ (сплошные) и $10 \mu\text{m}$ (штриховые кривые), $q = (3, 5, 7) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ (кривые 1–3 соответственно).

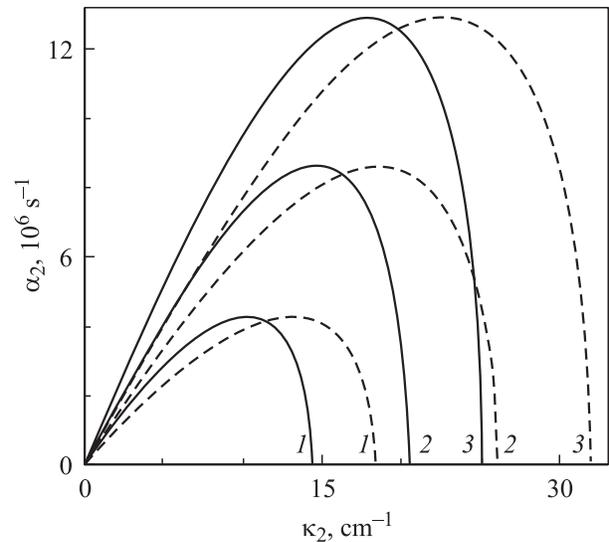


Рис. 3. Зависимость коэффициента усиления возмущения МСВ от его волнового числа. $q = 3 \cdot 10^8$ (сплошные) и $5 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ (штриховые кривые), $a_{20}^2 = (1, 2, 3) \cdot 10^{-4}$ (кривые 1–3 соответственно), $l = 5 \mu\text{m}$, $H = 2.6 \text{ kOe}$.

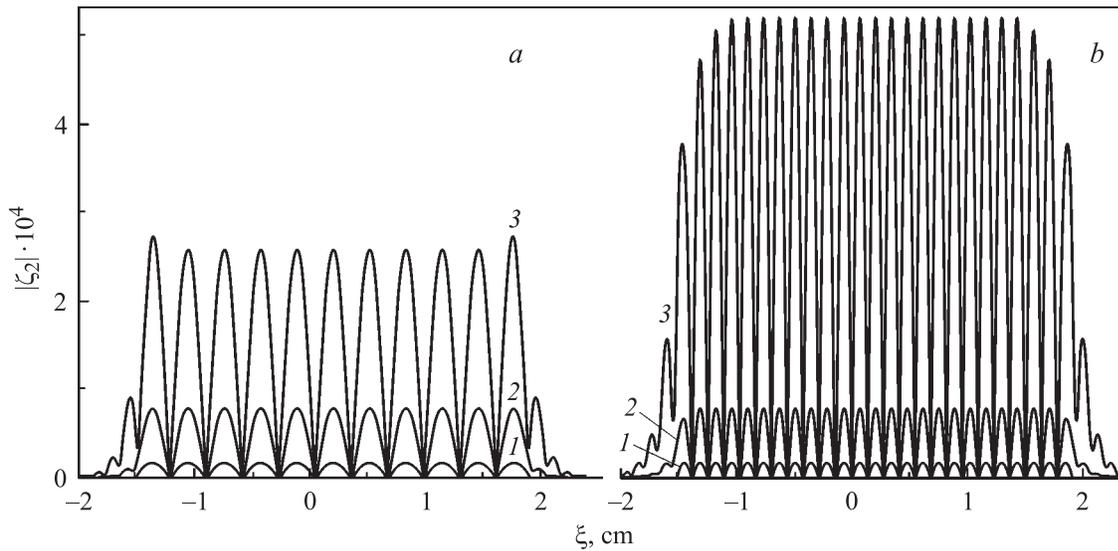


Рис. 4. Распределение по длине волновода модуля возмущения МСВ в моменты времени $t \approx 0$ (1), 292 (2) и 585 ns (3) при $\kappa_2 = 10$ (a) и 22.83 cm^{-1} (b), $a_{20}^2 = 3 \cdot 10^{-4}$, $l = 5 \mu\text{m}$, $H = 2.6 \text{ kOe}$, $q = 5 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$.

Зависимость коэффициента усиления модулирующего МСВ сигнала от его волнового числа приведена на рис. 3. Расчет проводился при следующих параметрах: $q = (3, 5) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$, $l = 5 \mu\text{m}$, $H = 2.6 \text{ kOe}$, квадрат безразмерной амплитуды $a_{20}^2 = (1, 2, 3) \cdot 10^{-4}$, что соответствует мощности МСВ 2.2–6.4 mW на 1 cm ширины двухслойной волноводной структуры. Видно, что ширина области модуляционной неустойчивости и максимальное значение коэффициента усиления растут с увеличением интенсивности вводимого излучения (то же будет иметь место и при увеличении параметра нелинейности). Увеличение же коэффициента связи, как уже указывалось, приводит к росту только области модуляционной неустойчивости.

Численное решение уравнения (10) для случая симметричного возбуждения ($\xi_1 = 0$, $\xi_2 \neq 0$) приведено на рис. 4. При этом использовались следующие параметры: $l = 5 \mu\text{m}$, $H = 2.6 \text{ kOe}$, $q = 5 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$, $a_{20}^2 = 3 \cdot 10^{-4}$, волновое число модулирующего сигнала $\kappa_2 = 10$ и 22.83 cm^{-1} (второе значение соответствует максимальному усилению возмущения при выбранных параметрах системы и величине эффективного поля H). В качестве начального условия задавался достаточно широкий ступенчатый импульс МСВ, модулированный гармонической функцией $\xi_2 = b_{21} \cos \kappa_2 \xi$, где $b_{21} = a_{20} \cdot 10^{-3}$. Кривые 1 соответствуют начальному модуляционному сигналу ($t = 0$), кривые 2 и 3 — амплитуде модуляции при $t \approx 292$ и 585 ns . Результаты численного решения уравнения (10) подтверждают полученные выше аналитические выражения, а также показывают, что на рассматриваемом временном интервале, отвечающем распространению МСВ по структуре длиной $\approx 1 \text{ cm}$, модуляционный сигнал остается близким к гармоническому. Возникающие по краям искажения связаны с пространственными границами возмущения. Отметим, что в отсутствие затухания процесс нарастания амплитуды

возмущения неограничен. Учет затухания, ограничивающего этот процесс, может быть осуществлен введением в компоненты тензора магнитной проницаемости частоты релаксации [19] или релаксационного члена непосредственно в исходные динамические уравнения.

5. Заключение

Проведенный анализ показал, что в двухслойных магнитных структурах имеет место модуляционная неустойчивость прямых объемных МСВ по отношению к продольным (т.е. нарастающим в продольном направлении) возмущениям в случае симметричного начального возбуждения обоих волноводных слоев. В случае антисимметричного возбуждения МСВ в рассматриваемой структуре оказываются модуляционно устойчивыми. Связь между собственными магнитостатическими модами каждого из слоев существенно влияет на интервал волновых чисел усиливающегося возмущения: увеличение коэффициента связи приводит к расширению указанного интервала и смещению в сторону больших значений длины волны, соответствующей максимальному усилению модулирующего МСВ возмущения. При этом максимальное значение коэффициента усиления оказывается не зависящим от межмодовой связи. Численный анализ также показал, что с увеличением эффективного магнитного поля сужается интервал волновых чисел усиливающейся сигнальной волны, а максимальный коэффициент усиления возрастает. Таким образом, применение исследуемой структуры в качестве волноводной для МСВ позволяет только за счет ее начального возбуждения реализовать ситуацию как модуляционной устойчивости, так и модуляционной неустойчивости с заданными в определенных пределах характеристическими параметрами. Из проведенного анализа также следует,

что в случае устойчивости МСВ изолированных волноводных слоев (в частности, поверхностных МСВ) с использованием магнитосвязанной двухслойной структуры можно реализовать (при симметричном возбуждении) модуляционную неустойчивость связанных мод МСВ.

Список литературы

- [1] А.К. Звездин, А.Ф. Попков. ЖЭТФ **84**, 2, 606 (1983).
- [2] P. De Gasperis, R. Morcelli, G. Miccolli. Phys.Rev. Lett. **59**, 4, 481 (1987).
- [3] V.A. Kalinikos, N.G. Kovshikov, A.N. Slavin. J. Appl. Phys. **67**, 9, 5633 (1990).
- [4] А.В. Вашковский, В.С. Стальмахов, Ю.П. Шараевский. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Изд-во Саратов. ун-та, Саратов (1993). 416 с.
- [5] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, С.А. Никитов, А.Г. Темиряев. ФТТ **28**, 9, 2774 (1986).
- [6] А.С. Киндяк, В.В. Киндяк. ФТТ **41**, 7, 1272 (1999).
- [7] J.M. Nash, C.E. Patton, P. Kabos. Phys. Rev. B **51**, 21, 15 079 (1995).
- [8] А.В. Кокин, С.А. Никитов. ФТТ **43**, 5, 851 (2001).
- [9] X. Беннер, Б.А. Калиникос, Н.Г. Ковшиков, М.П. Костылев. Письма в ЖЭТФ **72**, 4, 306 (2000).
- [10] R.E. Camley, T.S. Rahman, D.L. Mills. Phys. Rev. B **27**, 1, 261 (1983).
- [11] С.Л. Высоцкий, Г.Т. Казаков, А.В. Маряхин. Письма в ЖЭТФ **61**, 8, 673 (1995).
- [12] А.М. Шутый, Д.И. Семенцов. Письма в ЖЭТФ **78**, 8, 952 (2003).
- [13] С.В. Тарасенко. ФТТ **36**, 9, 2554 (1994).
- [14] H. Puzzkarski. Surf. Sci. Rep. **20**, 2, 45 (1994).
- [15] С.Л. Высоцкий, Г.Т. Казаков, М.Л. Кац, Ю.А. Филимонов. ФТТ **35**, 5, 1191 (1993).
- [16] Г. Агравал. Нелинейная волоконная оптика. Мир, М. (1996). 323 с.
- [17] И.О. Золотовский, Д.И. Семенцов. ЖТФ **73**, 9, 84 (2003).
- [18] В.В. Шагаев. ФТТ **40**, 11, 2089 (1998).
- [19] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Наука, М. (1994). 464 с.