

01;05;09;11;12

## Связанные магнитостатические волны и биения огибающей в двуслойной феррит-гранатовой структуре

© А.М. Шутый, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,  
432970 Ульяновск, Россия  
e-mail: shuty@mail.ru

(Поступило в Редакцию 4 марта 2005 г.)

Исследовано взаимодействие прямых объемных магнитостатических волн, распространяющихся в структуре, состоящей из двух планарных пленок, разделенных немагнитной прослойкой. Обнаружено, что при наличии фазовой расстройки и двухмодовом возбуждении структуры возникают различные по форме (симметричные, несимметричные и „раздвоенные“), биения амплитуды магнитосвязанных мод. Показана возможность управления параметрами биений за счет изменения величины магнитного поля и соотношения начальных амплитуд возбуждаемых в структуре мод.

PACS: 11.10.-z

### Введение

Интерес, проявленный в последние годы к магнитостатическим волнам (МСВ), объясняется прежде всего тем, что уже при малых значениях мощности эти волны становятся существенно нелинейными [1–3], и возможностью создания новых приборов, которые будут использовать нелинейные свойства МСВ в технически важном СВЧ-диапазоне [4]. Нелинейный характер динамики МСВ приводит к ряду эффектов: автомодуляции, самофокусировке, неустойчивости относительно распада на новые волны [5,6], формированию светлых и темных солитонов огибающей волн [7–9]. Имеющийся в литературе теоретический анализ динамики МСВ в основном ограничивается структурами с одним волноводным слоем. Однако использование в качестве волноводной среды многослойных структур представляет больше возможностей для управления динамическими характеристиками МСВ, поскольку в подобных структурах за счет связи магнитных моментов соседних слоев существенно изменяются динамические свойства спиновой подсистемы и реализуются новые типы спин-волновых возбуждений [10–12]. В [13] рассматривалась нелинейная динамика МСВ в случае импульсного возбуждения двуслойной магнитосвязанной системы, в частности, проведен численный анализ эффектов межмодовой перекачки энергии при начальном одномодовом возбуждении.

В настоящей работе исследуются биения огибающей, возникающие в результате взаимодействия двух квази-монохроматических прямых объемных МСВ, распространяющихся в магнитосвязанной двуслойной феррит-гранатовой структуре, при двухмодовом начальном возбуждении и наличии фазовой расстройки между модами.

### Основные уравнения и соотношения

Рассмотрим ориентированную перпендикулярно оси  $z$  трехслойную планарную структуру, состоящую из двух феррит-гранатовых пленок, разделенных немагнитной

прослойкой. Пусть в такой структуре возбуждается и распространяется вдоль оси  $x$  волновой пакет, формируемый взаимодействующими модами МСВ, принадлежащими каждой из пленок. В этом случае магнитостатический потенциал волнового пакета может быть представлен в виде суммы собственных мод входящих в структуру изолированных магнитных пленок. Из полного набора мод каждой из пленок 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  $\omega_{1,2}$  — частоты собственных мод МСВ изолированных пленок, а  $k_{1,2}$  — константы распространения данных мод. Далее не предполагается наличие иного возмущения (например, периодической неоднородности параметров слоев), которое могло бы синхронизировать моды разных порядков. Поэтому МСВ будут формироваться только связанными модами одного порядка (в частности, первого, так как они меньше поглощаются) и относящимися к разным волноводным слоям. При этом магнитостатический потенциал описывается выражением

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

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  $\mathbf{H}_0$ , а также поле кубической и роторовой анизотропии  $\mathbf{H}_a$ . Диагональная и недиагональная компоненты тензора магнитной восприимчивости в отсутствие затухания определяются выражениями  $\chi_n = \omega_{Mn} \omega_{Hn} / (\omega_{Hn}^2 - \omega_n^2)$ ,  $\chi_{an} = \chi_n \omega_n / \omega_{Hn}$ , 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 [4]. 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 в каждом из слоев структуры имеет следующий вид:

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

где  $l_n$  — толщина соответствующего слоя, а поперечное волновое число для МСВ связано с константой распространения выражением  $k_{zn} = k_n \sqrt{-\chi_n - 1}$ .

Для анализа динамики огибающей волнового пакета МСВ с учетом дисперсионных и нелинейных свойств структуры используется хорошо разработанный аппарат нелинейных уравнений Шредингера [1,4]. Динамика намагниченности в каждом из слоев в процессе распространения в них МСВ с учетом межволновой связи и фазовой расстройки может быть представлена следующей системой уравнений [13]:

$$i \frac{\partial \varphi_n}{\partial t} \pm i \tilde{v}_n \frac{\partial \varphi_n}{\partial \xi} + \frac{d_n}{2} \frac{\partial^2 \varphi_n}{\partial \xi^2} = q_n + \exp[\mp 2i\delta(\xi + ut)] \varphi_{3-n} + g_{sn} |\varphi_n|^2 \varphi_n, \quad (3)$$

где  $\xi = x - ut$  — бегущая координата,  $u = 2v_1 v_2 / (v_1 + v_2)$ ,  $\tilde{v}_n = v_n (v_1 - v_2) / (v_1 + v_2)$ ,  $v_n = \partial \omega_n / \partial k_n$  — групповая скорость МСВ;  $d_n = \partial^2 \omega_n / \partial k_n^2$  — дисперсия групповых скоростей;  $g_{sn} = \partial \omega_n / \partial |\varphi_n|^2$  — параметр, определяющий нелинейное самовоздействие системы;  $q_n$  — коэффициент межмодовой связи. Верхние знаки относятся к моде с индексом  $n = 1$ , нижние — с  $n = 2$ . В рассматриваемом здесь случае пренебрежимо малых потерь с достаточной степенью точности выполняется условие  $|\varphi_1|^2 + |\varphi_2|^2 = \text{const}$ , и для коэффициентов связи  $q_1 = q_2^* = q$ . В уравнениях (3) учитывается фазовая расстройка, обусловленная только разностью волновых векторов двух мод  $\delta = \delta_k$ , частота же МСВ в обоих магнитных слоях принимается одинаковой ( $\delta_\omega = 0$ ), что оправдано применяемыми на практике способами возбуждения МСВ [4].

В отсутствие межмодовой связи каждое из динамических уравнений (3) допускает точное решение в виде распространяющегося в слое солитона огибающей МСВ

$$\varphi_n(t, \xi) = |\varphi_n(\xi)| \exp(-i\Gamma_n t), \quad (4)$$

где при  $d_n < 0$  (аномальная дисперсия) и  $g_{sn} > 0$  амплитуда солитона определяется выражением

$$|\varphi_n(\xi)| = |\varphi_{Sn}| \operatorname{ch}^{-1}(\xi / \xi_{Sn}). \quad (5)$$

При этом между значениями амплитуды  $|\varphi_{Sn}|$ , длины  $\xi_{Sn}$  импульса и его фазы  $\Gamma_n$  выполняется соотношение

$$2\Gamma_n = |\varphi_{Sn}|^2 g_{sn} = -\frac{d_n}{\xi_{Sn}^2}. \quad (6)$$

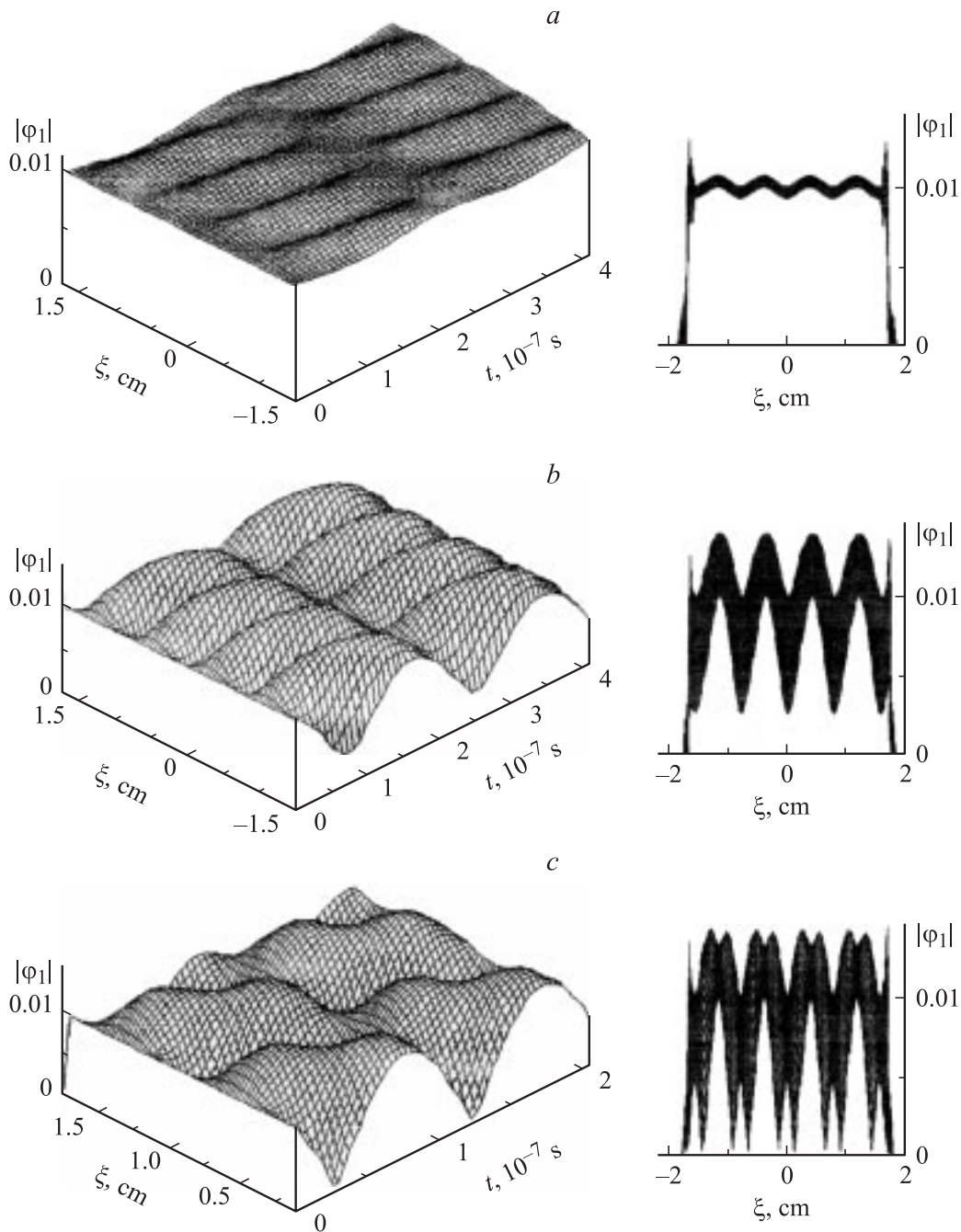
При наличии достаточно сильной межмодовой связи система (3) допускает аналитическое решение в случае симметричного или антисимметричного возбуждения мод и полного их синхронизма. Под сильной связью понимается ситуация, когда между характерными временами выполняется неравенство

$$T_{qn} \ll T_{dn}, T_{rn}, T_{gn}, \quad (7)$$

где  $T_{qn} = q_n^{-1}$ ,  $T_{dn} = L_{0n}^2 / |d_n|$ ,  $T_{rn} = L_{0n} / v_n$ ,  $T_{gn} = g_{sn}^{-1} |\varphi_{0n}|^{-2}$ ,  $L_{0n}$  и  $\varphi_{0n}$  — начальные (для  $t = 0$ ) длина и амплитуда вводимых модовых импульсов. При симметричном и антисимметричном возбуждении  $\varphi_{01} = \pm \varphi_{02}$ . В этом случае каждую из взаимодействующих мод МСВ можно представить в виде суммы двух несвязанных парциальных импульсов [14,15]. В рассматриваемом в данной работе более общем случае (3) не удается преобразовать к двум независимым уравнениям и поэтому возможно только численное ее решение.

## Численный анализ

Для численного анализа решения уравнений (3) выберем параметры магнитных слоев, соответствующими феррит-гранатовым пленкам:  $4\pi M_{0n} = 4\pi M_0 = 1750$  Gs,  $\gamma = 1.76 \cdot 10^7$  (Oe · s)<sup>-1</sup>. Частоту МСВ примем равной  $\omega / 2\pi = 2.5$  GHz, а импульсы зададим достаточно продолжительными, чтобы их динамика (в центральной части импульсов) соответствовала динамике монохроматических волн. На рис. 1 представлено изменение модуля амплитуды первой моды МСВ при ее распространении вдоль волновода: слева — изменение во времени распределения амплитуды вдоль бегущей координаты  $\xi$ , справа — проекция зависимости  $|\varphi_1(\xi, t)|$  на пространственную координату (амплитуда второй моды находится в противофазе относительно амплитуды первой). Для численного анализа использовались следующие параметры системы: коэффициент межмодовой связи  $q = (1, 10, 30) \cdot 10^6$  s<sup>-1</sup> (рис. 1, *a, b, c* соответственно), для реализации фазовой расстройки МСВ толщина магнитных слоев выбрана разной:  $l_1 = 5.0$  и  $l_2 = 5.2$  μm, безразмерные амплитуды волн приняты равными  $\varphi_{01}^2 = \varphi_{02}^2 = 10^{-4}$ , что соответствует мощности МСВ 2.2 mW на 1 см ширины двуслойной волноводной структуры; эффективное магнитное поле  $H = 2.6$  kOe. Из приведенных зависимостей видно, что при наличии фазовой расстройки межмодовая связь приводит к возникновению биений амплитуды мод. Временной период биений зависит от фазовой расстройки, коэффициента связи, групповой скорости МСВ и определяется выражением  $t_p \approx \pi / \sqrt{\delta^2 v_1 v_2 + q^2}$ . Расстояние между ближайшими максимумами биений зависит только от фазовой расстройки:  $\xi = \pi / \delta$ .



**Рис. 1.** Изменение амплитуды огибающей МСВ в первом ( $n = 1$ ) слое при распространении связанных мод вдоль волновода.

При малом коэффициенте связи биения симметричны относительно уровня амплитуды вводимых мод, а их экстремумы смещаются во времени в сторону больших значений бегущей пространственной координаты. Увеличение коэффициента связи приводит к возрастанию несимметричности биений: провалы амплитуды относительно ее начального уровня оказываются в 2–3 раза больше выхода амплитуды над указанным уровнем (т.е. „верхней“ части биения). При коэффициенте связи  $q > \delta v_n$  происходит „раздвоение“ биений — в результате возникающего прогиба модуля амплитуды в каждом

периоде зависимости  $|\varphi_n(\xi, t)|$  за один временной период удваивается количество экстремумов модуля амплитуды с двумя наборами пространственных координат.

Заметим, что данный анализ проводится для величин коэффициента связи, при которых не выполняется неравенство (7). В случае же, когда время межмодового взаимодействия оказывается значительно меньше характерных времен других волновых процессов, численный анализ следует проводить для несвязанных парциальных импульсов (коэффициент связи войдет в эффективные дисперсионные параметры системы) [15].

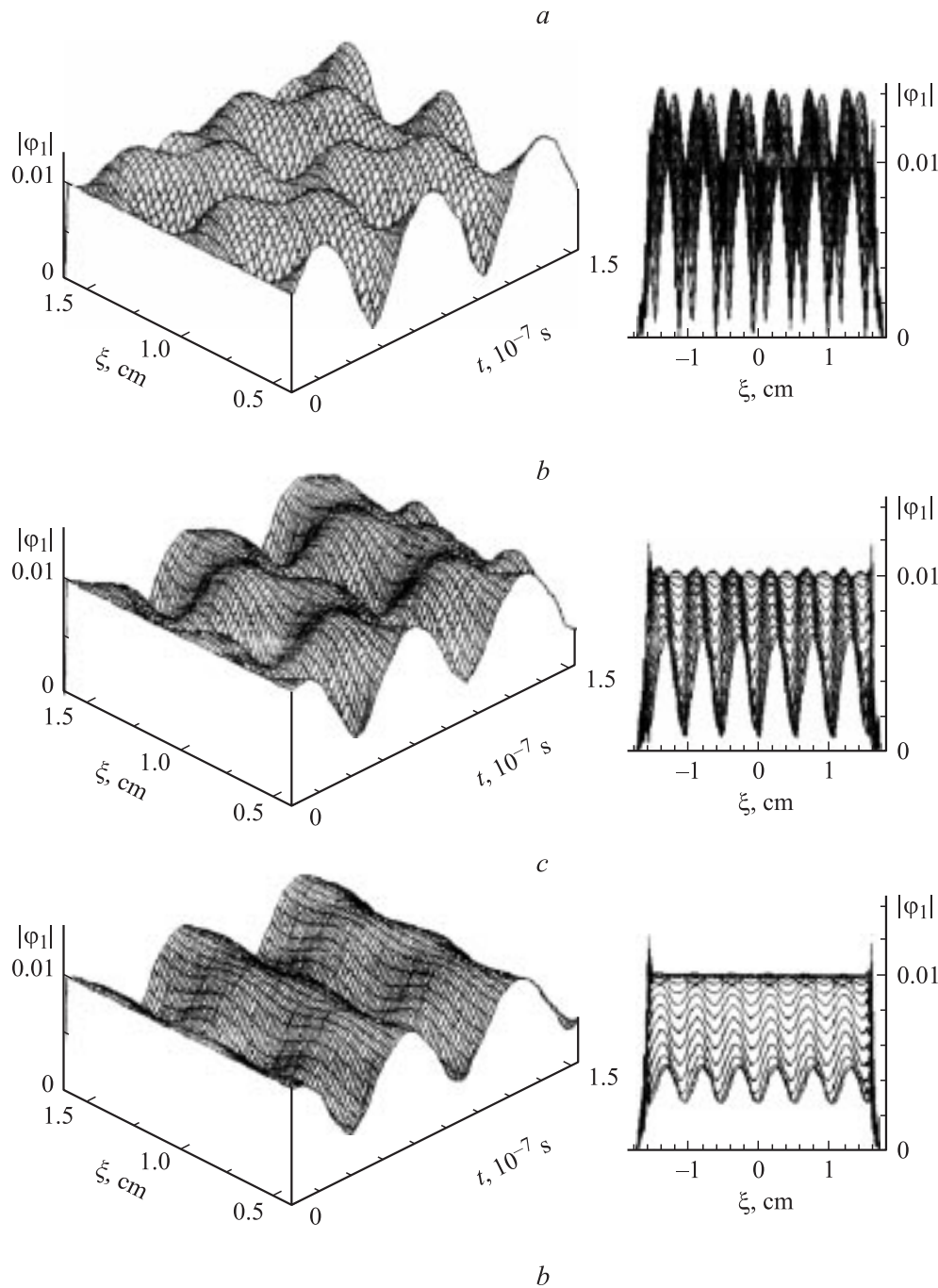
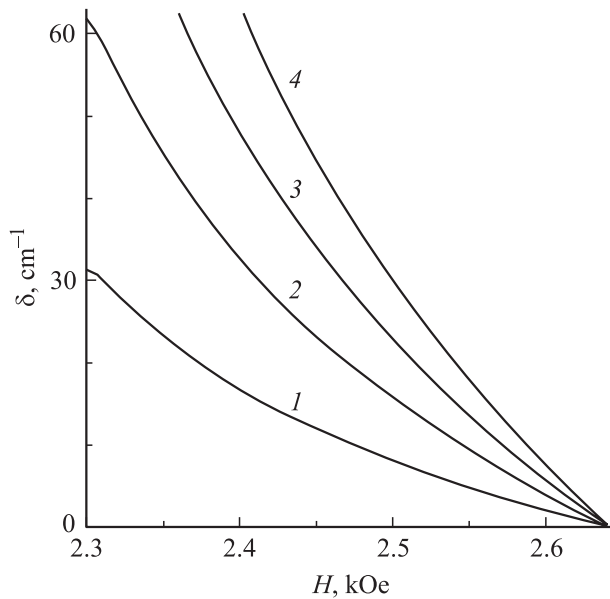


Рис. 2. То же, что на рис. 1.

Характер рассматриваемых биений связанных МСВ существенно зависит от соотношения амплитуд вводимых мод. На рис. 2 приведена зависимость  $|\varphi_1(\xi, t)|$  для структуры с указанной толщиной магнитных слоев, коэффициенте связи  $q = 5 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ , магнитном поле  $H = 2.58 \text{ kOe}$ , квадрате амплитуды первой моды  $\varphi_{01}^2 = 10^{-4}$  и различных соотношениях между амплитудами мод  $\varphi_{01}^2/\varphi_{02}^2 = 1, 10, 80$  (рис. 2, *a, b, c* соответственно). Видно, что с уменьшением амплитуды второй вводимой моды амплитуда биений уменьшается, и становится преобладающим процесс перекачки энергии из одной

моды в другую. При этом максимальная амплитуда биений реализуется в фазе, когда амплитуда первой моды минимальна, а второй — максимальна. В случае одномодового возбуждения системы ( $|\varphi_n| \neq 0$  и  $|\varphi_{3-n}|$ ) биения отсутствуют.

Одним из основных параметров, определяющих характеристики биений МСВ, является фазовая расстройка мод, которая зависит как от несимметричности структуры (в частности, различной толщины волноводных слоев), так и от величины эффективного магнитного поля. На рис. 3 показана зависимость фазовой рас-



**Рис. 3.** Зависимость фазовой расстройки между двумя модами МСВ от величины эффективного магнитного поля  $H$ .

стройки от поля  $H$  при толщине первого магнитного слоя  $l_1 = 5.0 \mu\text{m}$  и различных значениях толщины второго —  $l_2 = 5.1, 5.2, 5.3, 5.4 \mu\text{m}$  (кривые 1–4). Видно, что подбором величины поля  $H$  можно в достаточно широких пределах получать заданную величину фазовой расстройки связанных мод, и с увеличением разницы между толщинами магнитных слоев то же изменение фазовой расстройки достигается меньшим изменением величины поля. Таким образом, в случае несимметричной волноводной структуры за счет варьирования магнитного поля можно получать различные интервалы между биениями МСВ (благодаря зависимости пространственного периода биений от фазовой расстройки) и различное распределение энергии между двумя связанными модами (благодаря зависимости временного периода от фазовой расстройки). В частности, при достаточно малой фазовой расстройке и соответственно эффективной межмодовой связи на выходе волновода можно получить высокоамплитудные биения одной из мод при низкой амплитуде биений другой моды МСВ.

## Заключение

Проведенный анализ показал, что при взаимодействии двух магнитосвязанных мод МСВ с незначительно отличающимися фазовыми скоростями возникают биения их амплитуд, которые могут быть как симметричными относительно начального уровня амплитуды мод, так и существенно несимметричными. При достаточно большом коэффициенте связи устанавливаются „раздвоенные“ биения с удвоенным (за один период) числом экстремумов амплитуды. Характерные параметры и форма рассмотренных биений определяются также величиной магнитного поля (за счет влияния последнего

на значение фазовой расстройки между модами) и соотношением начальных амплитуд, вводимых в структуру МСВ, что позволяет эффективно управлять возникающими амплитудными биениями мод. Отметим также, что рассматриваемые в работе решения нелинейных уравнений Шредингера описывают широкий класс волновых процессов различной природы, поэтому выявленные эффекты взаимодействия волн имеют достаточно общий характер.

## Список литературы

- [1] Звездин А.К., Попков А.Ф. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. Вып. 2. С. 606–615.
- [2] De Gasperis P., Morcelli R., Miccolli G. // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 59. N 4. P. 481–484.
- [3] Калиникос Б.А., Ковшиков Н.Г., Славин А.Н. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. Вып. 7. С. 343–347.
- [4] Ваишковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот // Изд-во Саратовского университета, 1993. 416 с.
- [5] Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Никитов С.А., Темирязов А.Г. // ФТТ. 1986. Т. 28. Вып. 9. С. 2774–2779.
- [6] Киндяк А.С., Киндяк В.В. // ФТТ. 1999. Т. 41. Вып. 7. С. 1272–1275.
- [7] Nash J.M., Patton C.E., Kabos P. // Phys. Rev. B. 1995. Vol. 51. N 21. P. 15 079–15 084.
- [8] Кокин А.В., Никитов С.А. // ФТТ. 2001. Т. 43. Вып. 5. С. 851–854.
- [9] Беннер Х., Калиникос Б.А., Ковшиков Н.Г., Костылев М.П. // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 72. Вып. 4. С. 306–311.
- [10] Camley R.E., Rahman T.S., Mills D.L. // Phys. Rev. B. 1983. Vol. 27. N 1. P. 261–277.
- [11] Высоцкий С.Л., Казаков Г.Т., Маряхин А.В., Флимонов Ю.А. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 7. С. 97–110.
- [12] Шутый А.М., Семенцов Д.И. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 78. Вып. 8. С. 952–956.
- [13] Шутый А.М., Семенцов Д.И. // ЖЭТФ. 2005. Т. 127. Вып. 6 (в печати).
- [14] Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика. М.: Мир, 1996. 323 с.
- [15] Золотовский И.О., Семенцов Д.И. // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 9. С. 84–89.