

## ФАЗОВАЯ КРОСС-МОДУЛЯЦИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ СПИНОВЫХ ВОЛН

*А. О. Короткевич\**

*Московский физико-технический институт  
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

*С. А. Никитов*

*Институт радиотехники и электроники Российской академии наук  
103907, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 14 июля 1999 г.

Объяснена модуляционная неустойчивость двух поверхностных магнитостатических спиновых волн, одновременно распространяющихся в ферромагнитной пленке. При достижении пороговой мощности спиновых волн возникает автомодуляция волн, являющаяся признаком фазовой кросс-модуляции. Рассчитаны параметры неустойчивого процесса и определены коэффициенты усиления амплитуд возмущений. Объяснены ранее опубликованные результаты по экспериментальному обнаружению эффекта фазовой кросс-модуляции спиновых волн.

PACS: 75.30.Ds, 75.40.Gb, 75.70.Ak

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитостатические спиновые волны (МСВ), распространяющиеся в намагниченных пленках железоиттриевого граната (ЖИГ), — чрезвычайно интересный объект для исследования, так как нелинейные эффекты, возникающие при распространении интенсивных МСВ, начинают проявляться уже при относительно малых мощностях [1, 2]. Особенно интересны в этом отношении поверхностные МСВ, так как в этом случае энергия волны сосредоточена у поверхности пленки и при генерации и приеме сигнала потери минимальны. При распространении одной поверхностной МСВ повышение мощности последней не вызывает самопроизвольного возникновения модуляции огибающей амплитуды магнитостатического потенциала, в этом случае волна модуляционно устойчива [3]. Однако последние эксперименты [4] с одновременным распространением двух поверхностных МСВ различной частоты демонстрируют появление модуляционной неустойчивости при определенных условиях. Данный эффект наблюдается в виде боковых частот у пиков, соответствующих несущим частотам, на выходной спектральной характеристике. Причина возникновения неустойчивости — изменение дисперсионной зависимости для МСВ, вызванное тем, что вторая волна распространяется в среде, возмущенной первой волной. Впервые явление подобное наблюдаемому было

---

\*Адрес в настоящее время: Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау Российской академии наук, 117334, Москва. E-mail: kao@landau.ac.ru

теоретически объяснено в работе [5], где рассматривалось совместное распространение в плазме двух волн различной поляризации. Позднее аналогичные эффекты были обнаружены при распространении сигналов в оптических волноводах [6]. Неустойчивость приводит к модуляции огибающей МСВ, так как всегда присутствует шум, который и служит начальным возмущением [7]. Это явление носит название модуляционной неустойчивости. Модуляционная неустойчивость, возникающая при одновременном распространении двух модуляционно устойчивых волн и вызываемая фазовой кросс-модуляцией [5], обычно называется индуцированной модуляционной неустойчивостью [6]. Вывод условий возникновения модуляционной неустойчивости — одна из основных задач при исследовании подобных процессов. Для этого важно получить дисперсионную зависимость возмущений амплитуды магнитоэлектрического потенциала несущего сигнала. При исследовании подобных процессов обычно пренебрегают диссипативными эффектами ввиду их малости на рассматриваемых расстояниях [2]. Включение диссипативных членов приводит к ослаблению выходной МСВ, при этом качественная картина распространения волн не изменяется. В данной работе рассматривается модель одновременного бездиссипативного распространения двух поверхностных МСВ в ферромагнитной пленке. В разд. 2 работы в рамках этой модели выводятся дисперсионные зависимости. В разд. 3 находятся уравнения эволюции амплитуд связанных волн. После этого в разд. 4 проводится анализ этих уравнений с целью вывода условий возникновения модуляционной неустойчивости. И, наконец, в разд. 5 полученные результаты применены для объяснения результатов эксперимента [4].

## 2. ВЫВОД ДИСПЕРСИОННОЙ ЗАВИСИМОСТИ

Рассмотрим распространение двух поверхностных МСВ в тонкой ферромагнитной пленке толщиной  $d$ , помещенной в насыщающее внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}$  (рис. 1).

В этих условиях можно ввести в рассмотрение магнитоэлектрический потенциал, описывающий распространяющиеся волны и имеющий в нашем случае вид [8]

$$\psi = A [\exp(k_1 x) + \alpha \exp(-k_1 x)] \exp(ik_1 y) + B [\exp(k_2 x) + \beta \exp(-k_2 x)] \exp(ik_2 y) + \text{с.с.} \quad (1)$$

где  $A, B$  — амплитуды двух МСВ,  $k_1, k_2$  — волновые числа волн,  $\alpha, \beta$  — коэффициенты, зависящие от параметров пленки, внешнего магнитного поля и определяющие распространение волн у той или иной поверхности [9]. Зависимость потенциала от времени будет введена позднее. Из данного выражения легко получаются высокочастотные компоненты магнитного поля  $\mathbf{h} = \nabla\psi$ :

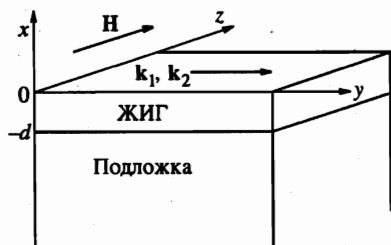


Рис. 1. Геометрия задачи. МСВ распространяются вдоль оси  $y$ , внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}$  направлено вдоль оси  $z$

$$h_x = \frac{\partial \psi}{\partial x} = Ak_1 [\exp(k_1 x) - \alpha \exp(-k_1 x)] \exp(ik_1 y) + Bk_2 [\exp(k_2 x) - \beta \exp(-k_2 x)] \exp(ik_2 y) + \text{с.с.}, \quad (2)$$

$$h_y = \frac{\partial \psi}{\partial y} = iAk_1 [\exp(k_1 x) + \alpha \exp(-k_1 x)] \exp(ik_1 y) + iBk_2 [\exp(k_2 x) + \beta \exp(-k_2 x)] \exp(ik_2 y) + \text{с.с.} \quad (3)$$

Высокочастотная часть намагниченности связана с  $\mathbf{h}$ ,

$$\mathbf{m} = \hat{\chi} \mathbf{h}, \quad (4)$$

посредством тензора магнитной восприимчивости  $\hat{\chi}$ , который представляется в следующем виде:

$$\hat{\chi} = \begin{pmatrix} \chi_1 & i\chi_2 & 0 \\ -i\chi_2 & \chi_1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{h} = \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \\ h_z \end{pmatrix}. \quad (5)$$

В результате имеем

$$m_x = \chi_1 \frac{\partial \psi}{\partial x} + i\chi_2 \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad (6)$$

$$m_y = -i\chi_2 \frac{\partial \psi}{\partial x} + \chi_1 \frac{\partial \psi}{\partial y}.$$

Как станет ясно позднее, нас интересует только квадрат модуля компонент намагниченности. Рассмотрим  $|\mathbf{m}|^2$  покомпонентно:

$$|m_x|^2 = \chi_1^2 \left| \frac{\partial \psi}{\partial x} \right|^2 + \chi_2^2 \left| \frac{\partial \psi}{\partial y} \right|^2 + i\chi_1 \chi_2 \left[ \left( \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) \left( \frac{\partial \psi}{\partial x} \right)^* - \left( \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \left( \frac{\partial \psi}{\partial y} \right)^* \right]. \quad (7)$$

Принимая во внимание, что  $\text{Re } \psi = \psi$ , получаем

$$|m_x|^2 = \chi_1^2 \left| \frac{\partial \psi}{\partial x} \right|^2 + \chi_2^2 \left| \frac{\partial \psi}{\partial y} \right|^2. \quad (8)$$

Аналогично для  $m_y$ :

$$|m_y|^2 = \chi_2^2 \left| \frac{\partial \psi}{\partial x} \right|^2 + \chi_1^2 \left| \frac{\partial \psi}{\partial y} \right|^2. \quad (9)$$

И, наконец, находим

$$|\mathbf{m}|^2 = |m_x|^2 + |m_y|^2 = (\chi_1^2 + \chi_2^2) \left( \left| \frac{\partial \psi}{\partial x} \right|^2 + \left| \frac{\partial \psi}{\partial y} \right|^2 \right). \quad (10)$$

Для дальнейших рассуждений нам понадобится величина

$$\omega_M = 4\pi\gamma \left[ M_0 - \frac{|m_x|^2 + |m_y|^2}{2M_0} \right], \quad \omega_{M_0} = 4\pi\gamma M_0, \quad (11)$$

которая входит в выражение дисперсионной зависимости [8] для поверхностной МСВ:

$$\omega^2 = \omega_H^2 + \omega_H \omega_M + \frac{\omega_M^2}{4} [1 - \exp(-2kd)]. \quad (12)$$

Введем в рассмотрение

$$\omega_{0i}^2 = \omega_H^2 + \omega_H \omega_{M_0} + \frac{\omega_{M_0}^2}{4} [1 - \exp(-2k_i d)], \quad (13)$$

где  $i = \{1, 2\}$ . И окончательно

$$\omega_i^2 = \omega_{0i}^2 - \frac{\pi\gamma}{M_0} \{2\omega_H + \omega_{M_0} [1 - \exp(-2k_i d)]\} (|m_x|^2 + |m_y|^2). \quad (14)$$

Путем простых, но громоздких алгебраических преобразований можно получить выражение для  $|\partial\psi/\partial x|^2 + |\partial\psi/\partial y|^2$ , содержащее члены пропорциональные  $\exp(iky)$ . Для того чтобы ввести в уравнения зависимость от времени, необходимо сделать подстановку  $\exp(iky) \rightarrow \exp[i(ky - \omega t)]$ . Это означает, что члены содержащие  $t$  и  $y$ , исчезнут после усреднения по периоду. Эти члены могут играть роль, только если волны когерентны. После чего получаем

$$\left| \frac{\partial\psi}{\partial x} \right|^2 + \left| \frac{\partial\psi}{\partial y} \right|^2 = 4 \{ |A|^2 k_1^2 [\exp(2k_1 x) + |\alpha|^2 \exp(-2k_1 x)] + |B|^2 k_2^2 [\exp(2k_2 x) + |\beta|^2 \exp(-2k_2 x)] \}. \quad (15)$$

Теперь мы имеем следующую дисперсионную зависимость:

$$\omega_i^2 = \omega_{0i}^2 - 4 \frac{\pi\gamma}{M_0} \{2\omega_H + \omega_{M_0} [1 - \exp(-2k_i d)]\} (\chi_1^2 + \chi_2^2) \times \\ \times \{ |A|^2 k_1^2 [\exp(2k_1 x) + |\alpha|^2 \exp(-2k_1 x)] + |B|^2 k_2^2 [\exp(2k_2 x) + |\beta|^2 \exp(-2k_2 x)] \}. \quad (16)$$

Нелинейные дисперсионные уравнения (16) для поверхностных МСВ выведены в пределе слабой нелинейности. А именно, нелинейное выражение (11) описывает частоту намагниченности при условии, что амплитуда высокочастотной намагниченности много меньше амплитуды намагниченности ферромагнитной пленки ( $|m_x|, |m_y| \ll M_0$ ).

### 3. ВЫВОД СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ ЭВОЛЮЦИИ СВЯЗАННЫХ ВОЛН

Дисперсионная зависимость (16) может быть записана в общей форме

$$G(k_1, k_2, \omega_1, \omega_2, |A|^2, |B|^2, |\alpha|^2, |\beta|^2) = 0. \quad (17)$$

Введем в рассмотрение дисперсионную зависимость для независимо распространяющейся волны:

$$G_{i0} = \omega_{0i}^2 - \left\{ \omega_H^2 + \omega_H \omega_{M_0} + \frac{\omega_{M_0}^2}{4} [1 - \exp(-2k_i d)] \right\}. \quad (18)$$

Разложим выражение (16) до членов, соответствующих второму порядку по амплитуде:

$$\begin{aligned}
 G_i &= G_{i0} + \frac{\partial G_{i0}}{\partial \omega_i} \Delta \omega_i + \frac{\partial G_{i0}}{\partial k_i} \Delta k_i + \\
 &+ \frac{\partial^2 G_{i0}}{\partial k_i \partial \omega_i} \Delta \omega_i \Delta k_i + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 G_{i0}}{\partial \omega_i^2} (\Delta \omega_i)^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 G_{i0}}{\partial k_i^2} (\Delta k_i)^2 + \\
 &+ \frac{\partial G_i}{\partial |A|^2} |A|^2 + \frac{\partial G_i}{\partial |B|^2} |B|^2 + \frac{\partial G_i}{\partial |\alpha|^2} |\alpha|^2 + \frac{\partial G_i}{\partial |\beta|^2} |\beta|^2 = 0.
 \end{aligned}
 \tag{19}$$

Принимая во внимание то, что

$$\Delta \omega_i \leftrightarrow i \frac{\partial}{\partial t}, \quad \Delta k_i \leftrightarrow -i \frac{\partial}{\partial y}, \quad \frac{\partial^2}{\partial t^2} \leftrightarrow v_{gi} \frac{\partial^2}{\partial y^2},$$

получаем

$$\begin{aligned}
 i \frac{\partial A}{\partial t} + i v_{g1} \frac{\partial A}{\partial y} + \frac{1}{2} \beta_1 \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} &= f_1 (a^2 |A|^2 + b^2 |B|^2) A, \\
 i \frac{\partial B}{\partial t} + i v_{g2} \frac{\partial B}{\partial y} + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 B}{\partial y^2} &= f_2 (a^2 |A|^2 + b^2 |B|^2) B,
 \end{aligned}
 \tag{20}$$

причем

$$v_{gi} = 2d \frac{\omega_{M0}^2}{4\omega_i} \exp(-2k_i d),
 \tag{21}$$

$$\beta_i = -\frac{v_{gi}}{\omega_i} [v_{gi} + \omega_i d],
 \tag{22}$$

$$f_i = -\frac{\omega_{M0}}{2M_0^2 \omega_i} \{2\omega_H + \omega_{M0} [1 - \exp(-2k_i d)]\} (\chi_{1i}^2 + \chi_{2i}^2),
 \tag{23}$$

$$\begin{aligned}
 a^2 &= k_1^2 [\exp(2k_1 x) + 2|\alpha|^2 \exp(-2k_1 x)], \\
 b^2 &= k_2^2 [\exp(2k_2 x) + 2|\beta|^2 \exp(-2k_2 x)].
 \end{aligned}
 \tag{24}$$

Параметры  $a$  и  $b$  характеризуют ослабление амплитуды волны с удалением от поверхности. Выражения (20) по сути являются системой уравнений типа нелинейного уравнения Шредингера и описывают эволюцию амплитуд связанных поверхностных МСВ.

#### 4. ИССЛЕДОВАНИЕ НА МОДУЛЯЦИОННУЮ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ

Введем в рассмотрение энергию волны на глубине  $x$  от поверхности

$$P_1 = a^2 |A|^2, \quad P_2 = b^2 |B|^2.
 \tag{25}$$

Тогда стационарные уравнения имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
 i v_{g1} \frac{\partial A}{\partial y} + \frac{1}{2} \beta_1 \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} &= f_1 (P_1 + P_2) A, \\
 i v_{g2} \frac{\partial B}{\partial y} + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 B}{\partial y^2} &= f_2 (P_1 + P_2) B.
 \end{aligned}
 \tag{26}$$

Рассмотрим, например, первое уравнение. Ищем решение в виде

$$A = C \exp(-i\alpha y). \quad (27)$$

После подстановки находим

$$\alpha_{1,2} = \frac{v_{g1}}{\beta_1} \left[ 1 \mp \sqrt{1 - \frac{2\beta_1 f_1 (P_1 + P_2)}{v_{g1}^2}} \right]. \quad (28)$$

Имеем следующее решение:

$$A = C_1 \exp(-i\alpha_1 y) + C_2 \exp(-i\alpha_2 y). \quad (29)$$

Вблизи антенны амплитуда постоянна, следовательно, и огибающая постоянна:

$$\frac{\partial A}{\partial y} = C_1(-i\alpha_1) \exp(-i\alpha_1 y) + C_2(-i\alpha_2) \exp(-i\alpha_2 y) = 0. \quad (30)$$

Отсюда получаем соотношение между амплитудами:

$$C_1 = -\frac{\alpha_2}{\alpha_1} C_2. \quad (31)$$

Оценим это соотношение для тонкой пленки ( $k_i d \ll 1$ ). В этом случае подкоренное отношение в выражении (28) равно

$$\epsilon_i = \frac{2\omega_{M_0} \omega_H}{M_0^2 \omega_i^2} (\chi_{1i}^2 + \chi_{2i}^2) (P_1 + P_2). \quad (32)$$

Оценим сомножители в (32) приближенно:

$$(\chi_{1i}^2 + \chi_{2i}^2) \approx 3, \quad \frac{2\omega_{M_0} \omega_H}{\omega_i^2} \approx \frac{1}{2},$$

следовательно, получаем

$$\epsilon \approx 3(P_1 + P_2)/M_0^2. \quad (33)$$

Но это отношение в рассматриваемом приближении мало (в рассмотренном ниже эксперименте оно составляет 1/11). Следовательно  $\epsilon \ll 1$ . Откуда следует, что  $C_1 \gg C_2$ . Далее в расчете величиной  $C_2$  пренебрегаем. Тогда можем записать

$$\alpha = \alpha_1 = \frac{v_{g1}}{\beta_1} \left[ 1 - \sqrt{1 - \frac{2\beta_1 f_1 (P_1 + P_2)}{v_{g1}^2}} \right]. \quad (34)$$

И наконец,

$$A = \sqrt{P_1} e^{-i\alpha y}. \quad (35)$$

Теперь на полученное решение наложим возмущение:

$$A = \left( \sqrt{P_1} + \tilde{a}(y, t) \right) e^{-i\alpha y}, \quad \tilde{a} \ll \sqrt{P_1}. \quad (36)$$

После подстановки этого выражения в уравнения выполним аналогичную процедуру для  $B$  и линеаризуем полученные уравнения по возмущениям:

$$\begin{aligned} i \frac{\partial \bar{a}}{\partial t} + i v_{g1} \phi_1 \frac{\partial \bar{a}}{\partial y} + \frac{1}{2} \beta_1 \frac{\partial^2 \bar{a}}{\partial y^2} &= f_1 [P_1(\bar{a} + \bar{a}^*) + \sqrt{P_1 P_2}(\bar{b} + \bar{b}^*)], \\ i \frac{\partial \bar{b}}{\partial t} + i v_{g2} \phi_2 \frac{\partial \bar{b}}{\partial y} + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 \bar{b}}{\partial y^2} &= f_2 [P_2(\bar{b} + \bar{b}^*) + \sqrt{P_1 P_2}(\bar{a} + \bar{a}^*)], \end{aligned} \quad (37)$$

где

$$\phi_i = v_{gi} \sqrt{1 - \frac{2\beta_i f_i (P_1 + P_2)}{v_{gi}^2}}. \quad (38)$$

Ищем  $\bar{a}$  и  $\bar{b}$  в следующей форме:

$$\begin{aligned} \bar{a} &= u_1 \cos [K_1(y - \phi_1 t) - \Omega t] + i v_1 \sin [K_1(y - \phi_1 t) - \Omega t], \\ \bar{b} &= u_2 \cos [K_2(y - \phi_2 t) - \Omega t] + i v_2 \sin [K_2(y - \phi_2 t) - \Omega t], \end{aligned} \quad (39)$$

где  $K_1, K_2$  — волновые числа возмущений амплитуды, а  $\Omega$  — их частота. После подстановки мы должны приравнять действительную и мнимую части нулю. Получим систему линейных уравнений с матрицей

$$M = \begin{pmatrix} m_1 & q_1 & l_1 & 0 \\ n_1 & p_1 & 0 & 0 \\ l_2 & 0 & m_2 & q_2 \\ 0 & 0 & n_2 & p_2 \end{pmatrix}, \quad (40)$$

где

$$\begin{aligned} m_i &= -\frac{1}{2} \beta_i K_i^2 \cos [K_i(y - \phi_i t) - \Omega t] - 2 f_i P_i \cos [K_i(y - \phi_i t) - \Omega t], \\ q_i &= (K_i \phi_i + \Omega) \cos [K_i(y - \phi_i t) - \Omega t] - \phi_i K_i \cos [K_i(y - \phi_i t) - \Omega t], \\ l_i &= -2 f_i \sqrt{P_1 P_2} \cos [K_{2-i}(y - \phi_{2-i} t) - \Omega t], \\ n_i &= -(K_i \phi_i + \Omega) \sin [K_i(y - \phi_i t) - \Omega t] + \phi_i K_i \sin [K_i(y - \phi_i t) - \Omega t], \\ p_i &= \frac{1}{2} \beta_i K_i^2 \sin [K_i(y - \phi_i t) - \Omega t]. \end{aligned} \quad (41)$$

Для существования у системы нетривиального решения необходимо, чтобы детерминант этой матрицы был равен нулю:

$$\det M = 0, \quad (42)$$

или

$$(n_1 q_1 - p_1 m_1)(n_2 q_2 - p_2 m_2) - p_1 p_2 l_1 l_2 = 0.$$

Получаем следующее условие для  $\Omega$ :

$$(\Omega^2 - c_1^2)(\Omega^2 - c_2^2) = \zeta, \quad (43)$$

где

$$c_i = \frac{1}{2}\beta_i K_i^2, \quad \zeta = \beta_1 \beta_2 f_1 f_2 P_1 P_2 K_1^2 K_2^2. \quad (44)$$

Можно легко выразить  $\Omega^2$ :

$$\Omega^2 = \frac{c_1^2 + c_2^2 \pm \sqrt{(c_1^2 + c_2^2)^2 - 4(c_1^2 c_2^2 - \zeta)}}{2}. \quad (45)$$

Найдем условие, при котором  $\Omega^2 < 0$ :

$$\zeta > c_1^2 c_2^2. \quad (46)$$

Это и есть условие возникновения модуляционной неустойчивости. Таким образом, из выражений (44) и (46) видно, что независимо от знаков коэффициентов нелинейности (23) обе волны являются модуляционно неустойчивыми. Полученные результаты также согласуются с результатами, ранее опубликованными в работах [10, 11], касающихся нелинейного взаимодействия между спиновыми и акустическими волнами и спиновыми и электромагнитными волнами.

## 5. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТА

В работе [4] в пленке железиттриевого граната толщиной  $d = 1.15 \cdot 10^{-3}$  см генерировались две МСВ с частотами  $\omega_1 = 6.55$  ГГц и  $\omega_2 = 6.75$  ГГц, которым соответствуют волновые числа  $k_1 = 52.97$  см $^{-1}$  и  $k_2 = 379.6$  см $^{-1}$ . В данном эксперименте пленка имела намагниченность насыщения  $M_0 = 135.6$  Гс и помещалась во внешнее магнитное поле  $H_0 = 1627$  Э, причем  $\gamma = 2.8$  МГц/Э. Сигнал с пленки поступал на анализатор спектра. Расстройка между ближайшей боковой полосой и пиком несущей равнялась 1.4 МГц, но боковая полоса обусловлена взаимодействием с другой волной, следовательно, надо рассматривать расстояние не между ближайшими пиками, а между дальнейшими. Это позволяет объяснить и наличие асимметрии боковых полос, как результат взаимодействия уже модулированных волн. Тогда частота модуляции  $\Omega = \Delta\omega$  составляет 201.4 МГц. Принимая во внимание, что на этой частоте коэффициент усиления должен иметь максимум, получаем систему уравнений для  $K_1, K_2$ . Решая ее, находим

$$K_1 = 283.3 \text{ см}^{-1}, \quad K_2 = 444.4 \text{ см}^{-1}. \quad (47)$$

Мощность волны может быть получена из следующей формулы [3]:

$$W_k \approx \frac{1}{16\pi} L d^2 \omega P, \quad (48)$$

где  $L = 0.3$  см — длина антенны, а  $\kappa = 0.25$  — коэффициент, характеризующий часть подводимой мощности  $W$ , которая идет на генерацию МСВ. Отсюда получаем

$$k = \frac{1}{16\pi} L d^2 = 7.89 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3, \quad (49)$$

$$P = \frac{W_k}{k\omega}, \quad P_1 = 134 \text{ Э}^2, \quad P_2 = 45 \text{ Э}^2.$$



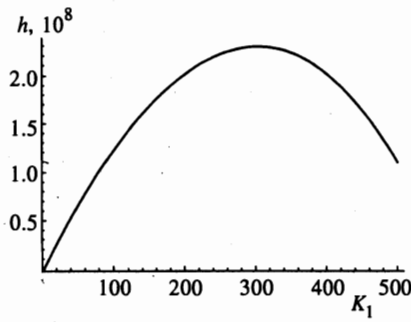


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления  $h$  от  $K_1$  при фиксированном  $K_2$

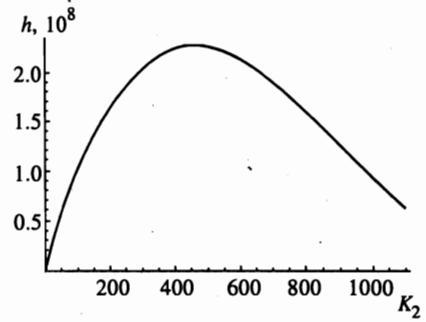


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость коэффициента усиления  $h$  от  $K_2$  при фиксированном  $K_1$

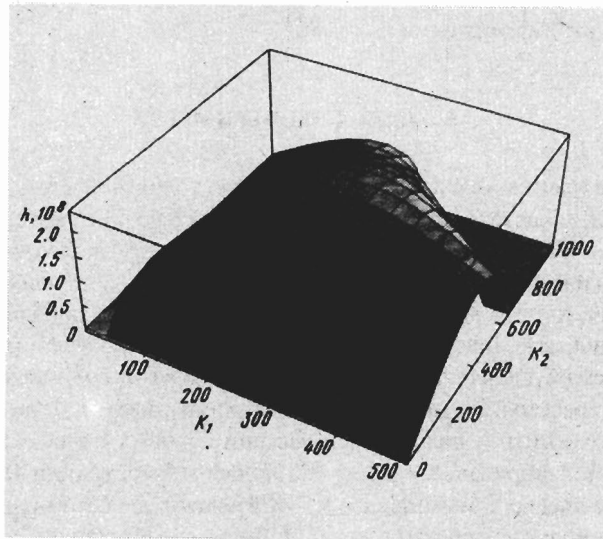


Рис. 4. Зависимость коэффициента усиления  $h$  от  $K_1$  и  $K_2$

Проверим выполнение условия модуляционной неустойчивости  $\zeta > c_1^2 c_2^2$ :

$$4f_1 f_2 P_1 P_2 > \frac{1}{2} \beta_1 K_1^2 \cdot \frac{1}{2} \beta_2 K_2^2,$$

$$\frac{16 f_1 f_2}{\beta_1 \beta_2} P_1 P_2 > K_1^2 K_2^2,$$

$$\kappa^2 1.38 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-4} > K_1^2 K_2^2,$$

$$8.63 > 1.59.$$

(50)

Как видно, условие фазовой кросс-модуляции выполнено. Чтобы понять спектральный состав принимаемого сигнала, необходимо знать зависимость коэффициента усиления модуляционных возмущений от  $K_1, K_2$ . Коэффициент усиления амплитуды возмущений равен

$$h(K_1, K_2) = 2 \operatorname{Im}(\Omega) = \sqrt{2 \left[ \sqrt{(c_1^2 + c_2^2)^2 + 4(\zeta - c_1^2 c_2^2)} - (c_1^2 + c_2^2) \right]}. \quad (51)$$

На рис. 2 представлен график зависимости  $h(K_1, K_2)$ , причем  $K_2$  фиксировано. На рис. 3 — зависимость  $h(K_1, K_2)$  при фиксированном  $K_1$ . Поверхность  $h(K_1, K_2)$  показана на рис. 4.

Из кривых, приведенных на рисунках видно, что коэффициент усиления максимален при определенных значениях  $K_1$  и  $K_2$ , соответствующих частотам  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$  модуляционной неустойчивости, наблюдаемым в эксперименте.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Неустойчивость по отношению к амплитуде интенсивных бегущих поверхностных МСВ в ферромагнитных пленках теоретически рассмотрена. Поверхностные МСВ в случае распространения только одной волны являются модуляционно устойчивыми, несмотря на изменения мощности волны в широких пределах. В случае одновременного распространения двух волн в ферромагнитной пленке и при достижении некоторой пороговой мощности волн они становятся модуляционно неустойчивыми. Такая неустойчивость не может быть объяснена в рамках модели параметрической неустойчивости. Предложена модель фазовой модуляции двух интенсивных волн, объясняющая появление модуляционной неустойчивости волн. Рассчитаны параметры волн, в частности, пороговые мощности, необходимые для наблюдения обсуждаемых явлений. Объяснены результаты экспериментов [4], в которых впервые наблюдался эффект фазовой кросс-модуляции поверхностных МСВ. Обнаружено качественное согласие разработанной теории с экспериментальными данными. Поскольку в работе рассмотрена модель бездиссипативного распространения поверхностных МСВ, а в исследованном примере с толстой пленкой затухание волн играет существенную роль, получить количественное согласие с экспериментом проблематично. Дальнейшее развитие теории, учитывающей диссипацию волн, и постановка дополнительных экспериментов должны прояснить в деталях процесс фазовой кросс-модуляции магнитостатических спиновых волн.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 99-02-17660) и Министерства науки и образования РФ (программа «Поверхностные атомные структуры»).

## Литература

1. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Наука, Москва (1994).
2. D. D. Stancil, *Theory of Magnetostatic Waves*, Springer-Verlag, New York (1993).
3. А. К. Звездин, А. Ф. Попков, *ЖЭТФ* **84**, 606 (1983).
4. J. W. Boyle, S. A. Nikitov, A. D. Boardman, and K. Xie, *J. Magn. Magn. Mat.* **173**, 241 (1997).
5. А. Л. Берхоев, В. Е. Захаров, *ЖЭТФ* **58**, 903 (1970).
6. G. P. Agrawal, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 880 (1987).
7. Л. Л. Савченко, С. А. Никитов, А. Ф. Попков, М. В. Четкин, *ЖЭТФ* **114**, 628 (1998).
8. R. W. Damon and J. R. Eshbach, *J. Phys. Chem. Sol.* **19**, 308 (1961).
9. A. D. Boardman, Q. Wang, S. A. Nikitov, J. Shen, W. Chen, D. Mills, and J. S. Bao, *IEEE Trans. Magn.* **30**, 14 (1994).
10. Ю. В. Гуляев, С. А. Никитов, *ФТТ* **26**, 2620 (1984).
11. Ю. В. Гуляев, С. А. Никитов, *ФТТ* **27**, 2710 (1985).