

01;05;09;11

Параметрическое взаимодействие объемных магнитостатических волн в пленке феррита с пространственно-временной модуляцией магнитного поля

© А.Ф. Попков¹, Ю.К. Фетисов², Н.В. Островский³

¹ Государственный научно-исследовательский институт физических проблем, 103460 Москва, Россия

² Московский институт радиотехники, электроники и автоматики, 119137 Москва, Россия

³ Московский институт электронной техники, 103498 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 4 марта 1996 г.)

Теоретически анализируются и сравниваются с экспериментом эффекты резонансного брэгговского рассеяния обратных объемных магнитостатических волн на преиодической меандровой проводящей структуре с переменным током. Показано, что в отличие от статической динамическая решетка вызывает частотное смещение рассеянной волны. Предлагается использовать исследованное явление для эффективного управляемого межмодового преобразования магнитостатических волн.

Введение

Длинноволновые магнитостатические спиновые волны (МСВ), распространяющиеся в пленках феррита железо-иттриевого граната (ЖИГ) очень чувствительны к условиям на поверхности пленки и к внешнему магнитному полю. Это дает возможность управлять распространением волн путем создания слабых неоднородностей на поверхности пленки.

Статические неоднородности могут быть сформированы, например, путем травления пленки через периодическую маску [1] с помощью периодического изменения намагниченности и полей анизотропии при имплантации пленки феррита [2], за счет нанесения на поверхность пленки решетки из проводящих полосок [3] или путем размещения рядом с пленкой высококоэрцитивной магнитной ленты с записанным на ней гармоническим распределением магнитного поля [4]. При выполнении условий пространственного синхронизма имеет место резонансное брэгговское рассеяние МСВ на статических неоднородностях, сопровождающееся изменением волнового числа МСВ.

Динамическую неоднородность можно сформировать, нанеся на поверхность пленки феррита проводник в форме меандра и пропустив по нему переменный ток [5]. Текущий по проводнику ток создает пространственно-временную неоднородность магнитного поля, которая фактически представляет собой две бегущие в противоположные стороны волны магнитного поля. Если амплитуда этих волн мала по сравнению с однородным внутренним магнитным полем в пленке, то при выполнении условий фазового синхронизма МСВ будет испытывать неупругое рассеяние на бегущих волнах. В отличие от рассеяния на статических неоднородностях в данном случае при выполнении условий резонансного брэгговского рассеяния будет изменяться не только волновое число,

но и частота рассеянной МСВ. Аналогичные явления возникают при рассеянии МСВ на бегущей в пленке поверхностной акустической волне [6]. Однако рассматриваемые в настоящей работе периодические структуры с током позволяют достигать полного взаимопреобразования гармоник МСВ на значительно более коротких длинах связи, так что влияние затухания в этом случае может быть менее существенным, чем при акустоманнитном рассеянии [7]. Кроме того, привлекательной является конструктивная простота создания пространственно-периодической неоднородности с помощью переменного магнитного поля.

До настоящего времени анализ эффектов параметрического взаимодействия МСВ проводился только применительно к различным статическим неоднородным структурам и для случая рассеяния МСВ на поверхностных акустических волнах. В данной работе впервые детально проведено теоретическое и экспериментальное исследование брэгговского рассеяния обратных объемных магнитостатических волн (ООМСВ) в пленке феррита ЖИГ с нанесенным на ее поверхность токовым меандром.

Теория коллинеарного рассеяния обратных объемных МСВ

Рассмотрим плоскую пленку феррита толщиной d с расположенным вблизи ее поверхности проводником в форме меандра, как показано на рис. 1. Направим ось x декартовой системы координат ортогонально плоскости поверхности пленки, поместив начало отсчета посередине между нижней и верхней поверхностью. Будем предполагать, что меандр неограничен по апертуре вдоль оси y , а его период Λ вдоль оси z значительно превышает толщину пленки d , так что выполнено условие $\Lambda \gg d$. Внешнее однородное намагничивающее поле H_0 напра-

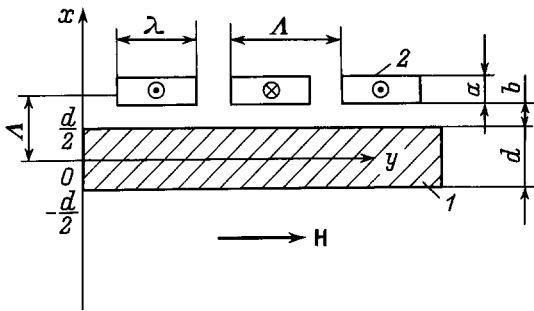


Рис. 1. Геометрия исследуемой структуры. 1 — пленка феррита (ЖИГ), 2 — решетка (меандр).

влено вдоль оси z параллельно плоскости пленки. В этом случае вдоль направления поля могут распространяться обратные объемные МСВ.

Структура магнитных полей и дисперсионное уравнение для ООМСВ в случае статического внешнего поля (в отсутствие меандра) находятся в результате решения линеаризованной системы уравнений движения магнитного момента \mathbf{M} и уравнений магнитостатики

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}], \quad \text{rot } \mathbf{H} = 0, \quad \text{div } \mathbf{B} = 0, \quad (1)$$

где $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M})$, $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}$, \mathbf{H}_0 — постоянное магнитное поле в феррите, \mathbf{h} — неоднородное поле размагничивания, μ_0 — магнитная постоянная, γ — магнитомеханическое отношение.

Система уравнений дополняется граничными условиями непрерывности нормальной компоненты магнитной индукции B_x и касательной компоненты поля h_z на поверхностях пленки

$$B_x|_{x=\pm d/2} = \text{const}, \quad h_z|_{x=\pm d/2} = \text{const}. \quad (2)$$

Решение этой задачи хорошо известно [8]. Если ввести скалярный потенциал ψ для поля размагничивания $\mathbf{h} = -\nabla\psi$, то структура мод и дисперсия ООМСВ будут описываться для четных мод следующими формулами:

$$\psi_n = \begin{cases} [b]A_n \cos(\beta_n x) \exp[i(\omega_n t - kz)] + \text{к.с.}, & |x| < d/2, \\ A_n \cos(\beta_n d/2) \exp[i(\omega_n t - kz) - k(|x| - d/2)] + \text{к.с.}, & |x| \geq d/2, \end{cases} \quad (3)$$

где n — номер моды, ω_n — частота n -й моды, A_n — ее амплитуда, k — волновое число,

$$\beta_n = \frac{|k|}{\sqrt{\chi_1^{(n)} - 1}}, \quad \chi_1^{(n)} = \frac{\omega_H \omega_M}{\omega_n^2 - \omega_H^2}, \quad \omega_H = \gamma H, \quad \omega_M = \gamma M.$$

Дисперсионное уравнение имеет вид

$$\text{tg} \left(\frac{\beta_n d}{2} \right) = -\frac{\beta_n}{k}, \quad (4)$$

Для нечетных мод

$$\psi_n = \begin{cases} [b]B_n \sin(\beta_n x) \exp[i(\omega_n t - kz)] + \text{к.с.}, & |x| < d/2, \\ B_n \sin(\beta_n d/2) \exp[i(\omega_n t - kz) - k(|x| - d/2)] + \text{к.с.}, & |x| \geq d/2, \end{cases} \quad (5)$$

Дисперсионное уравнение имеет вид

$$\text{tg} \left(\frac{\beta_n d}{2} \right) = \frac{\beta_n}{k}, \quad (6)$$

Характерными особенностями спектра этих волн являются отрицательная групповая скорость и обращение ее в нуль на границах частотного интервала их существования $\omega_H \leq \omega_n < \omega_0$, $\omega_0 = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)}$. Исключение составляет только основная нулевая нечетная мода, у которой дисперсия в начале спектра носит линейный характер,

$$\omega^{(0)}(k) = \omega_0 - V_g k + O((kd)^2),$$

где

$$V_g = \left. \frac{d\omega}{dk} \right|_{k=0} = \frac{\omega_0^2 - \omega_H^2}{4\omega_0} d$$

— групповая скорость основной моды в начале спектра.

Благодаря большой групповой скорости основная мода возбуждается микрополосковыми преобразователями наиболее эффективно и при распространении меньше затухает по сравнению с высшими модами.

Как показано в [8], наличие проводящей решетки вблизи поверхности пленки феррита приводит к интерференционным эффектам из-за взаимодействия сигнальной и отраженной гармоник МСВ. Эти эффекты сильны в условиях брэгговского синхронизма, когда выполнено условие $\omega(k) = \omega(K_0 - k)$, где $K_0 = 2\pi/\Lambda$ — волновое число решетки. Пропускание через меандр переменного тока $I = I_0 \cos(\Omega t)$ с частотой Ω создает стоячую волну, период которой в два раза превышает период статической отражательной решетки. Условия рассеяния на этой волне совпадают с условиями брэгговской дифракции на меандре без тока только для процессов двукратного отражения с нулевым суммарным смещением частоты. В общем случае условия синхронизма при рассеянии на статической и динамической решетках не совпадают. Для того чтобы их можно было рассматривать как независимые, необходимо, чтобы частота модуляции тока Ω превышала ширину полосы не пропускания, образующуюся при рассеянии на статической решетке. В дальнейшем мы будем предпринимать это условие выполненным.

Представим волну магнитного поля, создаваемого переменным током в меандре, в виде разложения в ряд Фурье

$$h(z, t) = \sum_n \sum_s h^{(n,s)} \exp[i(sK_n z - \Omega t)] + \text{к.с.}, \quad (7)$$

где $h^{(n,s)} = (h_x^{(n,s)}, 0, h_z^{(n,s)})$ — амплитуда n -й гармоники Фурье, Ω — ее частота, $K_n = \pi n/\Lambda$, значения $s = \pm 1$

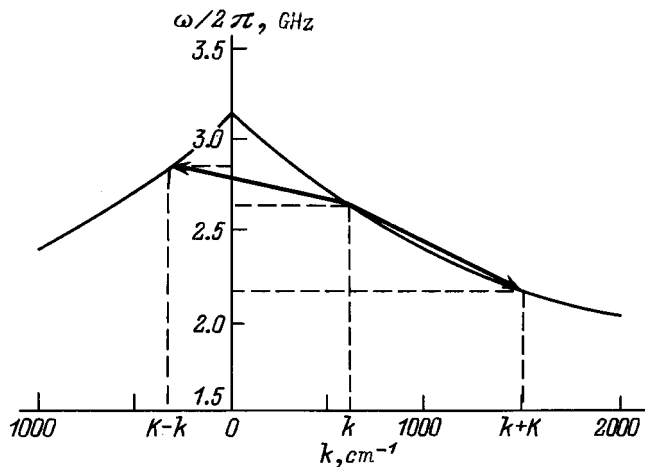


Рис. 2. Расчетная диаграмма рассеяния основной моды ОМСВ при частоте модуляции $\Omega/2\pi = 30$ MHz и периоде меандра $\Lambda = 500 \mu\text{m}$.

отвечают распространению волны вдоль и против оси z соответственно.

Амплитуда первой гармоники вообще говоря, экспоненциально уменьшается при удалении от меандра в глубь пленки. Однако если пленка достаточно тонкая и выполняется условие $K_n d \ll 1$, то в первом приближении этой зависимостью можно пренебречь.

С учетом магнитной экранировки поля внутри пленки амплитуды гармоник связаны с током в меандре следующим соотношением:

$$h_x^{(n,s)} = -\frac{ih_z^{(n,s)}}{1 + \chi_{\perp}} = \frac{2aI_0 \exp(-K_n b)}{\pi(1 + \chi_{\perp})} \sin\left(\frac{\pi n \lambda}{2\Lambda}\right) \sin^2\left(\frac{\pi n}{2}\right), \quad (8)$$

где a, λ — толщина и ширина меандрового преобразователя; b — зазор между меандром и пленкой (рис. 1); $\chi_{\perp} = M/H$ — статическая восприимчивость пленки (Приложение А).

Общее решение системы исходных уравнений (1) следует искать, согласно теореме Флоке [9], в виде

$$\psi = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=1}^{+\infty} \sum_s \psi_m^{(n,s)} \exp[im(sK_n z - \Omega t)] \times \exp[i(kz - \omega t)] + \text{к.с.} \quad (9)$$

Оно представляет собой набор гармоник, сдвинутых по частоте и волновому числу на вектор $(smK_n, m\Omega)$. В нулевом приближении по амплитуде переменного магнитного поля (или по малому параметру $\varepsilon_n = \max |h^{(n,s)}|/H \ll 1$) зависимость амплитуд гармоник $\psi_m^{(n,s)}$ от поперечной координаты x дается формулами (3), (5), в которых следует принять $\omega_m(k) = \omega(|smK_n + k|) + m\Omega$. Наличие ненулевого

периодического поля $h(x, t)$ приводит к взаимодействию гармоник. В первом приближении по параметру ε_n наиболее сильно взаимодействуют гармоники с соседними номерами $m = 0$ и $m = \pm 1$ в точках пересечения соответствующих дисперсионных кривых $\omega_m(k)$, а именно

$$\omega(k_s) = \omega(k) + s\Omega, \quad k_s = k + sK_n. \quad (10)$$

Из (10) следует, что возможны процессы одно- и многократного рассеяния ООМСВ как вперед, так и назад, как это показано на рис. 2. Дисперсионные кривые ООМСВ на рисунке рассчитаны с помощью уравнения (4) для основной моды и значений параметров, соответствующих условиям эксперимента, которые приведены ниже. Видно, что характер рассеяния исходной волны, имеющей частоту ω и волновое число k , зависит от волнового числа магнитной волны K . При $k > K$ возможно рассеяние исходной волны только вперед (однонаправленное рассеяние) с увеличением или уменьшением волнового числа, которое сопровождается соответственно уменьшением или увеличением частоты. При $k < K$ возможно рассеяние как вперед, так и назад (противонаправленное рассеяние), сопровождающееся либо уменьшением, либо увеличением частоты волны. В общем случае частоты рассеянных волн ω_+ и ω_- расположены на различных по частоте расстояниях от частоты исходной волны ω .

На рис. 3 приведены рассчитанные кривые синхронизма для нулевых мод ООМСВ (1) в пленке ЖИГ толщиной $20 \mu\text{m}$, помещенной в поле напряженностью $H = 600$ Oe, при однократном рассеянии на меандре с периодом $\Lambda = 1000 \mu\text{m}$. В диапазоне частот $f > f_1$ имеет место противонаправленное, а в диапазоне частот $f < f_1$ — однонаправленное рассеяние.

Процессы противонаправленного рассеяния ООМСВ при малых значениях параметра ε_n хорошо описыва-

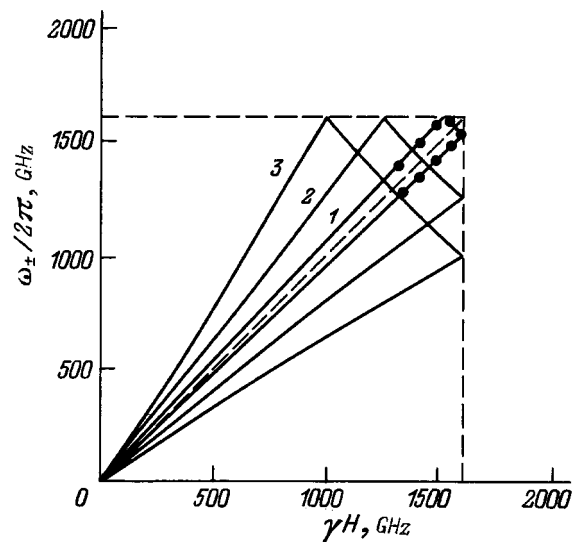


Рис. 3. Зависимость частот рассеянных волн от частоты сигнальной волны при рассеянии на меандровых проводниках разного периода. $\Lambda, \mu\text{m}$: 1 — 500, 2 — 200, 3 — 100.

ются уравнениями связи для амплитуд огибающих синхронизированных гармоник. Эти уравнения получаются путем усреднения по быстрым переменным исходных уравнений (1) методом Боголюбова–Митропольского либо методом сингулярных возмущений для сред с пространственно-временной периодичностью, обобщенным на случай ограниченных сред [10].

В случае противонаправленного рассеяния уравнения связи имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} i\frac{\partial A_+}{\partial t} + iV_+ \frac{\partial A_+}{\partial z} + \omega_B^+ A_- + i\delta\omega^+ A_- &= 0, \\ i\frac{\partial A_-}{\partial t} - iV_- \frac{\partial A_-}{\partial z} + \omega_B^- A_+ + i\delta\omega^- A_+ &= 0, \end{aligned} \quad (11)$$

где A_{\pm} — амплитуды взаимодействующих гармоник, $V_{\pm} = d\omega_{\pm}/dk$ — групповые скорости, $\delta\omega_{\pm}$ — ширина линий взаимодействующих гармоник МСВ, ω_B^{\pm} — коэффициент связи.

Как показывают расчеты (Приложение В), коэффициенты связи для мод одинаковой симметрии имеют вид

$$\omega_{BB}^s = \frac{h^{(n,s)}}{M} \frac{2\beta_{-s}^2(k_{-s} - k_s)(\chi_1^+ \chi_1^- + \chi_2^+ \chi_2^-)}{k_{-s}(\beta_s^2 - \beta_{-s}^2) \left[1 + \frac{k_s d}{2} \left(1 + \frac{\beta_s^2}{k_s^2}\right)\right] \frac{\partial \chi_1^+}{\partial \omega}}, \quad (12)$$

где

$$\begin{aligned} \chi_1^s &= \frac{\omega_H \omega_M}{\omega_s^2 - \omega_H^2}, \quad \chi_2^s = \frac{\omega_s \omega_M}{\omega_s^2 - \omega_H^2}, \quad \beta_s^2 = \frac{k^2}{\chi_1^s - 1}, \\ \omega_s &= \omega(k_s), \quad k_s = |k + sK_n|. \end{aligned}$$

При взаимодействии мод различной симметрии (четно-нечетные) коэффициенты связи принимают вид

$$\begin{aligned} \omega_{BA}^s &= \frac{ih^{(n,s)}}{M} \frac{2\beta_{-s} k_s}{\beta_s^2 \left[1 + \frac{k_s d}{2} \left(1 + \frac{\beta_s^2}{k_s^2}\right)\right] \frac{\partial \chi_1^+}{\partial \omega}} \\ &\times \left\{ \frac{\omega_M}{\omega} (\chi_2^s + \chi_2^{-s}) + \frac{\beta_s^2 (k_{-s} - k_s)}{(\beta_s^2 - \beta_{-s}^2) k_s} \right. \\ &\times \left. \left[\left(\chi_1^{(\Omega=0)} \chi_1^s + \frac{\omega_M}{\omega_s} (\chi_2^{(\Omega=0)} + \chi_2^{-s}) \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (13)$$

Для меандров с большим периодом, когда $K_0 d = \pi d/\Lambda \ll 1$, выражения (12), (13) упрощаются и при выполнении условий $\Omega/\omega \ll 1$, $kd \ll 1$ для первых мод принимают следующий вид:

$$\omega_{BB}^s \simeq \frac{h_z^{(n,s)}}{M} \frac{\omega_M (\omega_H^2 + \omega^2)}{2\omega_H \omega}, \quad \omega_{AB}^s \simeq \frac{ih_x^{(n,s)}}{M} \frac{\omega_M^2}{\omega} \sqrt{\frac{kd}{2}}. \quad (14)$$

Из полученных формул следует, что коэффициент связи противонаправленного рассеяния в области малых волновых чисел максимален для мод одинаковой симметрии и слабо зависит от частоты в отличие от случая мод различной симметрии. Эффективность рассеяния, определенная как

$$\eta = \frac{A_-(z)}{A_+(0)} \Big|_{z=L},$$

находится в результате решения уравнений (12) с граничными условиями,

$$A_+(z) \Big|_{z=0} = A_+(0), \quad A_-(z) \Big|_{z=L} = 0, \quad (15)$$

где L — длина меандра.

Полагая для амплитуд взаимодействующих гармоник $A_{\pm} = A_{\pm} \exp[i(\omega - \omega_{\pm})t]$, где ω_{\pm} — частоты синхронизированных ООМСВ (см. (10)), из решения граничной задачи получаем следующее выражение для эффективности рассеяния:

$$\begin{aligned} \eta &= \left| \frac{A_-(L)}{A_+(0)} \right| \\ &= \left| \frac{(\alpha V_+ - \Delta\omega - i\delta\omega_+)^2 - \beta^2 V_+^2}{\omega_B^+ [\alpha V_+ - \Delta\omega - i\delta\omega_+ + \beta V_+ + \text{cth}(i\beta L)]} \right|, \end{aligned} \quad (16)$$

где

$$\alpha = \frac{\Delta\omega(V_- - V_+) + i(V_- \delta\omega_+ - V_+ \delta\omega_-)}{2V_+ V_-},$$

$$\beta = \frac{\{[\Delta\omega(V_+ + V_-) + i(V_+ \delta\omega_- + V_- \delta\omega_+)]^2 - 4V_+ V_- \omega_B^+ \omega_B^-\}^{1/2}}{2V_+ V_-},$$

$\Delta\omega = \omega - \omega_+$ — расстройка частоты.

Для одномодового рассеяния в случае $K_n d \ll 1$ с хорошей точностью можно положить $V_+ = V_- = V$, $\delta\omega_+ = \delta\omega_- = \delta\omega$, $\omega_B^+ = \omega_B^- = \omega_B$. Обозначив, кроме того, через Θ величину $\sqrt{(\Delta\omega + i\delta\omega)^2 - \omega_B^2}$, получаем

$$\eta = \frac{\omega_B}{|\Delta\omega + i\delta\omega + i\Theta \text{ctg}(L\Theta/V)|}. \quad (17)$$

При большой длине решетки, когда $L\Theta/V \gg 1$, это выражение принимает еще более простой вид

$$\eta(L = \infty) \approx \frac{\omega_B}{|\Delta\omega + i\delta\omega + \Theta|}. \quad (18)$$

Из выражения (18) видно, что частотный интервал расстройки синхронизации мод при $\omega_B \gg \delta\omega$ определяется полушириной частотного расщепления спектральных кривых $\Delta\omega \approx \omega_B$, тогда как при слабом взаимодействии ($\omega_B \ll \delta\omega$) — шириной линии МСВ $\Delta\omega \approx \delta\omega$.

Рассмотрим теперь случай однонаправленного рассеяния ООМСВ. В этом случае в уравнениях связи мод (11) во втором уравнении следует изменить знак перед групповой скоростью V_- . Граничные условия для амплитуд огибающих при этом принимают вид

$$A_+(z) \Big|_{z=0} = A_+(0), \quad A_-(z) \Big|_{z=0} = 0. \quad (19)$$

Решение уравнений связи с данными граничными условиями дает следующие выражения для эффективности рассеяния:

$$\eta_1 = \left| \frac{A_-(L)}{A_+(0)} \right| = \frac{\omega_B}{\xi |V_-|} |\sin(\xi L)| \exp\left(-\frac{\delta\omega L}{2V_{\text{mid}}}\right) \quad (20)$$

с уменьшением волнового числа,

$$\eta_2 = \left| \frac{A_+(L)}{A_+(0)} \right| = \left| \cos(\xi L) + i \frac{(|V_+| - |V_-|)(\Delta\omega + i\delta\omega)}{2|V_+V_-|\xi} \times \sin(\xi L) \right| \exp\left(-\frac{\delta\omega L}{2V_{\text{mid}}}\right), \quad (21)$$

с увеличением волнового числа. Здесь

$$\xi = \frac{\sqrt{(|V_+| - |V_-|)^2(\Delta\omega + i\delta\omega)^2 + 4|V_+V_-|\omega_B^2}}{2|V_+V_-|},$$

$$V_{\text{cp}} = \frac{2|V_+V_-|}{|V_+| + |V_-|}.$$

В случае достаточно большой величины коэффициентов связи, когда $\omega_B \gg \delta\omega$, и малой разницы групповых скоростей взаимодействующих волн $\Delta V \ll V$, из выражений (20), (21) следует, что

$$\eta_1 = \sin(\xi L) \exp\left(-\frac{\delta\omega L}{2V}\right),$$

$$\eta_2 = \cos(\xi L) \exp\left(-\frac{\delta\omega L}{2V}\right), \quad (22)$$

где учтено $\xi \approx \omega_B/V$.

Формулы (22) показывают, что при $L\omega_B \ll \pi/2$ максимальное преобразование достигается при нулевой частотной расстройке $\Delta\omega = 0$. Но при $L\omega_B \approx \pi/2$ вблизи частоты синхронизации возможно подавление однонаправленного рассеяния, а малая расстройка может способствовать увеличению взаимопреобразования гармоник. В условиях фазового синхронизма, когда $\Delta\omega = 0$, эффективность преобразования сильно зависит от величины групповой скорости МСВ. С уменьшением скорости ($V \rightarrow 0$) амплитуды взаимодействующих волн не только затухают, но и осциллируют из-за уменьшения характерной длины взаимодействия волн $L \sim V/\omega_B \rightarrow 0$.

Процессы двукратного рассеяния с двукратным смещением по частоте, возникающие в точках $\omega(k_s) = \omega(k) + 2s\Omega$, $k_s = |k + 2sK_n|$, характеризуются существенно меньшими амплитудами рассеяния, так как их коэффициенты связи имеют второй порядок малости по амплитуде модулирующего поля $\omega_B^{(2)} \sim (h/H)^2$. Двукратное рассеяние без изменения частоты маскируется, кроме того, брэгговским рассеянием МСВ без изменения частоты на металлической решетке меандра. Последний эффект можно в принципе устранить путем экранировки СВЧ поля от меандрового проводника путем металлизации поверхности ферритовой пленки с использованием тонкого диэлектрического разделительного слоя.

Результаты экспериментальных исследований

В экспериментальных исследованиях мы использовали пленку феррита ЖИГ толщиной $d = 20 \mu\text{m}$ с намагниченностью насыщения $4\pi M \simeq 1750 \text{ H}$ и шириной линии ферромагнитного резонанса $\Delta H = 0.6 \text{ Oe}$, выращенную методом жидкофазной эпитаксии на немагнитной подложке размерами $4 \times 20 \text{ mm}$. Пленку прижимали к поликоровой подложке, на поверхность которой методом фотолитографии были нанесены два широкополосных микрополосковых преобразователя и проводник в форме меандра между ними. Преобразователи шириной $50 \mu\text{m}$ и длиной 4 mm располагались на расстоянии $l = 8 \text{ mm}$ друг от друга. В экспериментах использовались меандры с шириной проводника 50 mkm , апертурой 6 mm , длиной 7 mm и различными расстояниями между проводниками $\Lambda = 100, 200$ и $500 \mu\text{m}$. Через меандр пропускался переменный ток силой до $I_0 = 2 \text{ A}$ с частотой $\Omega/2\pi = 20\text{--}150 \text{ MHz}$, который создавал в пленке модулирующее поле амплитудой до 10 Oe . Вся структура помещалась во внешнее постоянное касательное магнитное поле $H = 550 \text{ Oe}$. На входной преобразователь подавали непрерывный СВЧ сигнал с частотой в диапазоне $\omega/2\pi = 2\text{--}3.5 \text{ GHz}$ и мощностью до $P_{\text{ent}} \leq 1 \text{ mW}$, который возбуждал в пленке феррита ООМСВ. С выходного преобразователя регистрировали зависимость мощности P_{ex} (АЧХ — амплитудно-частотная характеристика) и фазы Φ (ФЧХ — фазо-частотная характеристика) сигнала от частоты в стационарных условиях, а также спектры прошедшего сигнала и сигнала, отраженного от входного преобразователя при модуляции магнитного поля.

В описанной структуре, когда меандр между преобразователями отсутствовал, наблюдали распространение ООМСВ в диапазоне частот $\omega/2\pi$ от 2.8 до 3.15 GHz. Минимальные потери АЧХ составляли $L = 10 \lg(P_{\text{ex}}/P_{\text{ent}}) \simeq -18 \text{ dB}$. Измеренная верхняя граничная частота ООМСВ равнялась $\sim 3.14 \text{ GHz}$, что хорошо согласуется с расчетным значением $\omega_0/2\pi = 3.15 \text{ GHz}$. При введении меандра между преобразователями верхняя граничная частота ООМСВ изменялась слабо, однако возрастала изрезанность АЧХ. На рис. 4 показаны участки АЧХ и ФЧХ для структуры, содержащей меандр с $\Lambda = 500 \mu\text{m}$. На АЧХ четко видны три резонансных провала глубиной до 20 dB и шириной 6–10 MHz по уровню $\sim 3 \text{ dB}$. Провалы соответствуют брэгговскому отражению ООМСВ от решетки проводников на частотах, когда волновое число удовлетворяет условию $K\Lambda = \pi + 2\pi N$, $N = 0, 1, \dots$. На этих частотах наблюдаются также изломы на ФЧХ. Сравнение дисперсии ООМСВ $\omega(k)$, восстановленной с использованием ФЧХ, с рассчитанной дисперсионной кривой показало, что наличие проводящего меандра приводит к некоторому увеличению групповой скорости волн вблизи верхней граничной частоты диапазона ООМСВ и слабо влияет на распространение волн с $K\Lambda \geq 1$. При использовании меандров с $\Lambda = 200 \mu\text{m}$ и особенно $\Lambda = 100 \mu\text{m}$ изрезан-

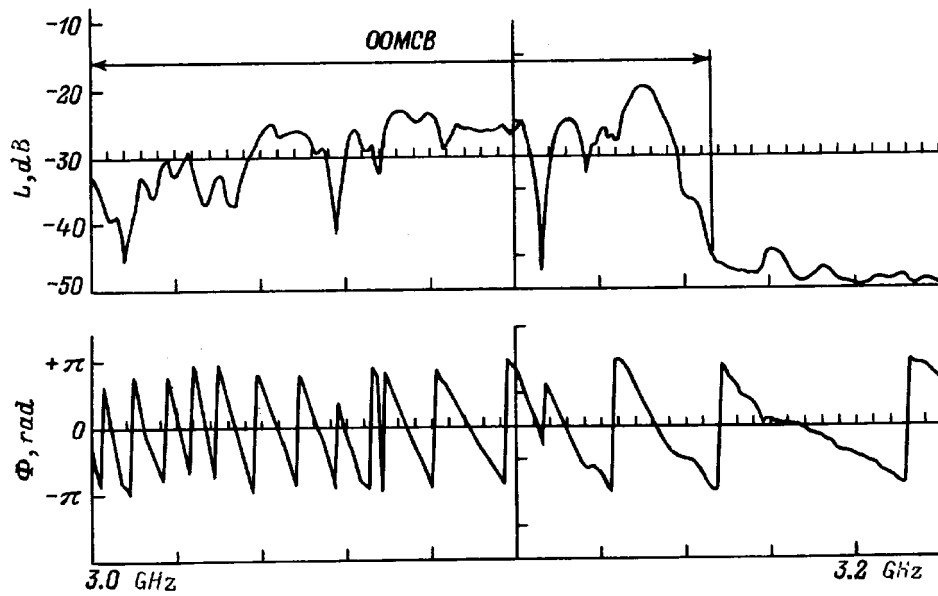


Рис. 4. Амплитудно-частотная и фазо-частотная характеристики проходящих ОМСВ в структуре с меандром.

ность АЧХ еще больше возрастала, и, кроме того, резко увеличивался уровень прямой электромагнитной наводки с входного преобразователя на выходной. Поэтому измерения рассеяния МСВ в нестационарных условиях проводились только с меандром, имеющим $\Lambda = 500 \mu\text{m}$. На рис. 5 приведена эффективность рассеяния ООМСВ для случая, соответствующего рис. 2. Эффективность рассеяния, оцененная по формулам (17)–(20), дает совпадающие с экспериментом значения $\eta \approx 0.1$ при токе в меандре $I_0 \sim 0.01 \text{ A}$, создающем неоднородное поле модуляции с амплитудой $h_s \sim 0.5 \text{ Oe}$.

Отметим, что аналогичные явления рассеяния МСВ при пространственно-временной модуляции магнитного поля характерны и для прямых объемных МСВ (ПОМСВ), распространяющихся в нормально намагниченных пленках феррита. В последнем случае, однако, знак групповой скорости ПОМСВ совпадает со зна-

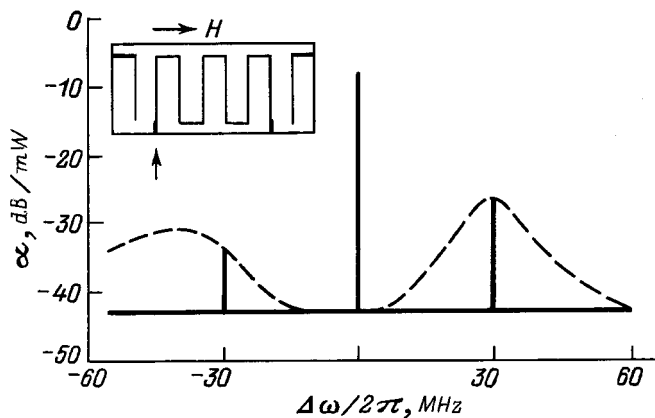


Рис. 5. Экспериментальная зависимость интенсивности прошедшей и рассеянной ООМСВ на меандре.

ком фазовой скорости, и поэтому смещение частоты в рассеянной волне противоположно случаю ООМСВ, в которых эти знаки различны.

Рассмотренные явления можно использовать для избирательной генерации высших мод ООМСВ путем их параметрического взаимодействия в условиях фазовой синхронизации. В случае сильной связи $\omega_B \gg \delta\omega$ эффективность однонаправленного преобразования определяется в точке синхронизма выражением (21). Максимум эффективности достигается при

$$\text{tg} \left(\frac{L\omega_B}{V} \right) = \rho,$$

где $\rho = 2\omega_B/\delta\omega \gg 1$, и он равен

$$\eta_{\text{max}} = \frac{\rho}{\sqrt{1 + \rho^2}} \exp(-\rho^{-1} \text{arctg}(\rho)) \approx 100\%.$$

Таким образом, можно получить практически полное преобразование мод на длине взаимодействия $L \sim \pi V/2\omega_B$, что при глубине модуляции поля $h \approx 10 \text{ Э}$ составляет $L \sim 1 \text{ mm}$.

Работа выполнена частично благодаря поддержке Международного научного фонда и Российского правительства (грант № М6Q300).

Приложение А

Распределение поля находится из уравнений магнито-статике

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{j}, \tag{1A}$$

$$\text{div}(\mathbf{H} + \mathbf{M}) = 0, \tag{2A}$$

где $\mathbf{j} = a\delta(x - \Delta)\Sigma J_n \cos(K_n + \varphi_n)$ — ток в меандре, a — толщина меандра, $\Delta = d/2 + b + a/2$ — расстояние

от середины ферритовой пленки (начала отсчета) до середины меандра (рис. 1), J_n — амплитуда плотности тока, $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака.

Введем магнитный потенциал $\mathbf{h} = \nabla\psi$. Интегрирование по малой окрестности вблизи меандра дает граничные условия

$$\begin{aligned} \frac{\partial\psi}{\partial x}\Big|_{x=\Delta-0} &= \frac{\partial\psi}{\partial x}\Big|_{x=\Delta+0} + a \sum_n J_n \cos(K_n z + \varphi_n), \\ \frac{\partial\psi}{\partial z}\Big|_{x=\Delta-0} &= \text{const}. \end{aligned} \quad (3A)$$

На границе пленка–вакуум выполняются граничные условия вида

$$\begin{aligned} \frac{\partial\psi}{\partial x}\Big|_{x=d/2+0} &= (1 + \chi_\perp) \frac{\partial\psi}{\partial x}\Big|_{x=d/2-0}, \\ \frac{\partial\psi}{\partial z}\Big|_{x=d/2+0} &= \text{const}, \end{aligned} \quad (4A)$$

где $\chi_\perp = M/H$ — статическая восприимчивость.

Аналогичные условия должны выполняться и на второй границе.

Решение уравнений (1A), (2A) для потенциала ищем в виде $\psi = \Sigma A_n(x) \cos(K_n z + \varphi_n)$. В этом случае в вакууме уравнения для амплитуд имеют вид

$$\frac{d^2 A_n}{dx^2} - K_n^2 A_n = 0, \quad (5A)$$

а в пленке

$$\frac{d^2 A_n}{dx^2} (1 + \chi_\perp) - K_n^2 A_n = 0. \quad (6A)$$

Решение этих уравнений при условиях (3A), (4A) имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \psi &= a \sum_n J_n \cos(K_n z + \varphi_n) \exp(-K_n b) \\ &\times \frac{\text{ch}[\mu K_n(x + d/2)] + \mu \text{sh}[\mu K_n(x + d/2)]}{\text{ch}(\mu K_n d) + \mu(1 + \chi_\perp/2) \text{sh}(\mu K_n d)}, \end{aligned} \quad (7A)$$

где $\mu = 1/\sqrt{1 + \chi_\perp}$, b — зазор между пленкой и меандром.

Учитывая, что $h_x = \partial\psi/\partial x$, $h_z = \partial\psi/\partial z$, в приближении $K_n d \ll 1$ из (7A) получим формулу (8).

Приложение В

Выведем уравнения связи параметрически взаимодействующих ООМСВ на бегущей магнитной волне вида $h^{(n)} = (h_x^{(n)}, 0, h_z^{(n)}) \exp[i(K_n z - \Omega t)]$. В силу малости амплитуды накачки ($h/H \ll 1$) решение будем искать в виде двух соседних гармоник ряда (1), для которых выполняются условия синхронизма вида $\omega_+(k_-) = \omega_-(|k_+ - K_n|) + s\Omega$, $k_- = |k_+ - K_n|$.

В нулевом приближении амплитуды взаимодействующих гармоник описываются формулами (3)–(5). При этом

$$m_{x,s}^{(0)} = -\chi_1^s \frac{\partial\psi_s^{(0)}}{\partial x}, \quad (1B)$$

$$m_{y,s}^{(0)} = -i\chi_2^s \frac{\partial\psi_s^{(0)}}{\partial x}. \quad (2B)$$

Для приближения первого порядка из уравнения Ландау–Лифшица с учетом слабой временной и пространственной зависимости амплитуд взаимодействующих гармоник, медленное изменение которых определяется параметрами малости $\Delta\omega/\omega \sim \Delta k/k_s \sim h/H \ll 1$, где $\Delta\omega$ и Δk — частота и волновое число расстройки, можно получить следующие соотношения:

$$\begin{aligned} m_{x,s}^{(1)} &= -\chi_1^s \frac{\partial g_s^{(1)}}{\partial x} - i \frac{\partial\chi_1}{\partial\omega} \frac{\partial^2\psi_s^{(0)}}{\partial x\partial\tau} + i\chi_2^s h_s^{(n)} \\ &\times \frac{m_{y,-s}^{(0)}}{M} + \chi_1^s \frac{m_{x,s}^{(0)}}{M} h_z^{(n)} + \chi_1^{s\Omega} h_x^{(n),\Omega=0}, \end{aligned} \quad (3B)$$

$$\begin{aligned} m_{y,s}^{(1)} &= -i\chi_2^s \frac{\partial g_s^{(1)}}{\partial x} + i\chi_2^s h_z^{(n)} \frac{m_{x,-s}^{(0)}}{M} - \chi_1 h_z^{(n)} \\ &\times \frac{m_{y,-s}^{(0)}}{M} + \frac{\partial\chi_2}{\partial\omega} \frac{\partial^2\psi_s^{(0)}}{\partial x\partial\tau}, -i\chi_2^{s\Omega} h_x^{(n),\Omega=0}, \end{aligned} \quad (4B)$$

$$m_{z,s}^{(1)} = i \frac{\gamma}{\omega} h_x^{(n)} m_{y,-s}^{(0)}, \quad (5B)$$

где g — поправка к амплитуде потенциала нулевого приближения ($\psi = \psi^{(0)} + g$).

Уравнение для поправочного потенциала внутри магнитной пленки следует из уравнений магнитостатики и имеет вид

$$\begin{aligned} (1 - \chi_1^s) \frac{\partial^2 g^{(1)}}{\partial x^2} - k_+^2 g^{(1)} &= i \frac{k_+^2}{1 - \chi_1^s} \frac{\partial\chi_1}{\partial\omega} \frac{\partial\psi_s^{(0)}}{\partial\tau} \\ &- 2ik_s \frac{\partial\psi_s^{(0)}}{\partial z} + \frac{(\chi_2^- \chi_2^+ + \chi_1^- \chi_1^+)}{M} \frac{\partial^2\psi_s^{(0)}}{\partial x^2} \\ &- \frac{\omega_M}{\omega} k_s h_x^{(n)} (\chi_2^{-s} + \chi_2^{s\Omega}) \frac{\partial\psi_{-s}^{(0)}}{\partial x}. \end{aligned} \quad (6B)$$

Вне пленки уравнение для потенциала имеет вид

$$\frac{\partial^2 g^{(1)}}{\partial x^2} - k_s^2 g^{(1)} = -2ik_s \frac{\partial\psi_s^{(0)}}{\partial z}. \quad (7B)$$

Граничные условия для поправки первого приближения имеют вид

$$\frac{\partial g^{(1)}}{\partial x} + m_x^{(1)}\Big|_{x=\pm d/2\mp 0} = \frac{\partial g^{(1)}}{\partial x}\Big|_{x=\pm d/2\pm 0}, \quad (8B)$$

$$g^{(1)}\Big|_{x=\pm d/2\mp 0} = g^{(1)}\Big|_{x=\pm d/2\pm 0}, \quad g^{(1)}(x = \pm\infty) = 0.$$

Решение системы дифференциальных уравнений (6B), (7B) с граничными условиями (8B) приводит к неоднородной линейной системе алгебраических уравнений с

нулевым детерминантом в силу того, что частоты и волновые числа удовлетворяют дисперсионному уравнению для мод нулевого приближения. Условием разрешимости этой системы являются искомые уравнения связи (11) для медленных изменений амплитуд волн.

Список литературы

- [1] Sykes C.G., Adam J.D., Collins J.N. // Appl. Phys. Lett. 1978. Vol. 29. P. 388–340.
- [2] Бабенко В.Э., Медников А.М., Милев Ю.К. и др. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 10. С. 2039–2041.
- [3] Owens J.M., Collins J.N., Smith C.V. et al. // Appl. Phys. Lett. 1977. Vol. 31. P. 781–782.
- [4] Вороненко А.В., Герус С.В. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 12. С. 746–748.
- [5] Мясоедов А.Н., Фетисов Ю.К. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 6. С. 133–136.
- [6] Медников А.М., Попков А.Ф., Анисимкин В.И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33. Вып. 12. С. 646–650.
- [7] Гуляев Ю.В., Крышталъ Р.Г., Медведь А.В. и др. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 9. С. 552–557.
- [8] Damon R.W., Eshbach J.R. // J. Phys. Chem. Solids. 1961. Vol. 19, № 3–4. P. 308–320.
- [9] Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984.
- [10] Найфе А.Х. Методы возмущений. М.: Мир, 1976.