Изв. вузов «ПНД», т. 20, № 5, 2012 УДК 537.86

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИСПЕРСИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН*

С. А. Вяткина, Н. П. Нистратов, Р. К. Бабичев, В. Н. Иванов

Получено дисперсионное уравнение, позволяющее точно рассчитывать дисперсионные характеристики поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в области малых волновых чисел в слоистых структурах, которые содержат ферритовую пленку, граничащую с обеих сторон со средами с различной диэлектрической проницаемостью. Проведено сравнение результатов расчета дисперсионных характеристик ПМСВ в структурах типа диэлектрик–касательно намагниченная ферритовая пленка железо-иттриевого граната–подложка из галлий-гадолиниевого граната с результатами измерений. Установлено, что в касательно намагниченной ферритовой пленке при малых волновых числах ПМСВ представляют собой поверхностные электромагнитные волны (ПЭМВ). Исследовано поведение дисперсионных характеристик ПЭМВ в указанных структурах в зависимости от толщины ферритовой пленки. Показано, что при заданных значениях подмагничивающего поля и намагниченности насыщения феррита минимальное значение волнового числа и нижняя граница частотного диапазона ПЭМВ зависят от толщины ферритовой пленки и диэлектрических проницаемостей слоев структуры.

Ключевые слова: Поверхностные магнитостатические волны, малые волновые числа, экспериментальные измерения дисперсионных характеристик.

Введение

В последнее время возрос интерес к использование магнитостатических волн (МСВ) в квазиоптических аналогах СВЧ-элементов на МСВ [1, 2]. Для того, чтобы проектировать такие устройства, нужно уметь рассчитывать дисперсионные характеристики МСВ в области малых волновых чисел, где магнитостатическое приближение использовать нельзя. Точное дисперсионное уравнение, полученное ранее в [3],

*Статья написана по материалам доклада на XV Зимней школе по электронике сверхвысоких частот и радиофизике, Саратов, Россия, 6–11 февраля 2012.

справедливо для касательно намагниченной ферритовой пленки, окруженной однородной диэлектрической средой. На практике же, например, часто имеют дело со слоистыми структурами, содержащими ферритовую пленку железо-иттриевого граната (ЖИГ) одной поверхностью граничащую с подложкой из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ), а другой поверхностью – с поликоровой подложкой, на которой располагаются преобразователи магнитостатических волн, то есть среды по обе стороны ферритовой пленки имеют различную диэлектрическую проницаемость. В настоящей работе для такого более общего случая получено дисперсионное уравнение, позволяющее точно рассчитывать дисперсионные характеристики поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в области малых волновых чисел. На основе этого уравнения рассчитаны дисперсионные зависимости для ПМСВ в слоистых структурах типа диэлектрик–ферритовая пленка ЖИГ–подложка из галлий-гадолиниевого граната. Также представлены результаты проведенных нами измерений дисперсии на разработанной для этих целей экспериментальной установке.

1. Вывод дисперсионного уравнения

Рассмотрим плоскопараллельную намагниченную до насыщения по касательной ферритовую пленку, окруженную верхним полупространством с диэлектрической проницаемостью ε_1 и нижним полупространством с диэлектрической проницаемостью ε_2 (рис. 1). Ось x направлена перпендикулярно поверхности пленки, а постоянное внешнее подмагничивающее поле $\mathbf{H}_{\text{п}}$ и создаваемое им в ферритовой пленке внутренне магнитное поле $\mathbf{H}_{\text{пв}}$ параллельно оси z. Пленка толщиной s бесконечна в направлениях осей y и z.

Магнитная проницаемость переменных полей в ферритовой пленке определяется выражением

$$\bar{\mu} = \begin{vmatrix} \mu & i\mu_a & 0 \\ -i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}, \quad \mu = 1 + \kappa = 1 + \Omega_H/(\Omega_H^2 - \Omega^2), \quad \mu_a = \kappa_a = \Omega/(\Omega_H^2 - \Omega^2), \tag{1}$$

$$\Omega_H = H_{\text{пв}}/4\pi M_0, \quad \Omega = \omega/\omega_M, \quad \omega_M = 4\pi\gamma M_0. \tag{2}$$

Здесь $H_{\text{пв}}$ – величина постоянного внутреннего магнитного поля в пленке, M_0 – намагниченность насыщения ферритовой пленки, $\omega = 2\pi f$, f – частота, γ – гиромагнитное отношение, а все переменные поля пропорциональны множителю $e^{i\omega t}$.

Из уравнений Максвелла находим, что внутри ферритовой пленки

$$\operatorname{rot}\operatorname{rot}\mathbf{H} = \varepsilon(\omega/c)^2\mathbf{B}, \tag{3}$$

где ε – диэлектрическая проницаемость материала пленки. Записывая напряженность магнитного поля $\mathbf{H}$ в виде

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 e^{i(k_x x + k_y y + k_z z)}$$

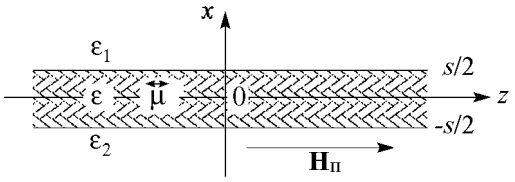

Рис. 1. Исследуемая плоскослоистая структура

и используя выражения (1)–(3), находим систему уравнений относительно компонент вектора $\mathbf{H}_0$

$$\begin{pmatrix} k_y^2+k_z^2-(1+\kappa)\varepsilon(\omega/c)^2 & -k_xk_y-i\kappa_a\varepsilon(\omega/c)^2 & -k_xk_z \\ i\kappa_a\varepsilon(\omega/c)^2-k_xk_y & k_x^2+k_z^2-(1+\kappa)\varepsilon(\omega/c)^2 & -k_yk_z \\ -k_xk_z & -k_yk_z & k_x^2+k_y^2-\varepsilon(\omega/c)^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_{0x} \\ H_{0y} \\ H_{0z} \end{pmatrix} = 0. \quad (4)$$

Ненулевое решение данной системы возможно, если определитель из коэффициентов при (H_{0x}, H_{0y}, H_{0z}) приравнять нулю. При заданных волновых числах k_y и k_z в результате получаем уравнение относительно k_x

$$ak_x^4 + bk_x^2 + e = 0, \quad (5)$$

где

$$a = 1 + \kappa, \quad (6)$$

$$b = k_z^2 + (1+\kappa)(2k_y^2 + k_z^2) - \varepsilon(\omega/c)^2 \left[(1+\kappa) + (1+\kappa)^2 - \kappa_a^2\right], \quad (7)$$

$$e = (k_y^2 + k_z^2)\left[(1+\kappa)k_y^2 + k_z^2\right] - \varepsilon(\omega/c)^2 k_y^2 \left[(1+\kappa) + (1+\kappa)^2 - \kappa_a^2\right] -$$

$$-2\varepsilon(\omega/c)^2(1+\kappa)k_z^2 - \varepsilon^2(\omega/c)^4\left[\kappa_a^2 - (1+\kappa)^2\right]. \quad (8)$$

Пусть k_{x1} и k_{x2} – корни уравнения (5), имеющие действительные значения. С их помощью можно записать переменное магнитное поле внутри ферритовой пленки

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}(H_x, H_y, H_z) = \mathbf{H}\left(\sum_{j=1}^{2}\left[C_j e^{ik_{xj}x} + D_j e^{-ik_{xj}x}\right],\right.$$
$$\left.\sum_{j=1}^{2}\left[C_j\beta_j^+ e^{ik_{xj}x} + D_j\beta_j^- e^{-ik_{xj}x}\right], \sum_{j=1}^{2}\left[C_j\gamma_j^+ e^{ik_{xj}x} + D_j\gamma_j^- e^{-ik_{xj}x}\right]\right). \quad (9)$$

В этом и последующих выражениях для компонент поля из соображений простоты опущен множитель $e^{i(k_y y + k_z z)}$, который является общим для всех полей. Коэффициенты β_j и γ_j рассчитываем из системы уравнений (4), подставляя k_{xj} вместо k_x и выражая компоненты H_{0y} и H_{0z} через H_{0x}. Оставшиеся неизвестные коэффициенты C_j и D_j определим позже, удовлетворив граничным условиям на двух поверхностях ферритовой пленки.

Используя уравнение Максвелла

$$\operatorname{rot}\mathbf{H} = (i\,\omega/c)\varepsilon\,\mathbf{E},$$

определим электрическое поле внутри ферритовой пленки

$$\begin{aligned}
&\mathbf{E} = \mathbf{E}\left(E_x, E_y, E_z\right) = \\
&= \mathbf{E}\left(\frac{c}{\varepsilon\omega}\sum_{j=1}^{2}\left[C_j\left(k_y\gamma_j^+ - k_z\beta_j^+\right)e^{ik_{xj}x} + D_j\left(k_y\gamma_j^- - k_z\beta_j^-\right)e^{-ik_{xj}x}\right],\right. \\
&\quad \frac{c}{\varepsilon\omega}\sum_{j=1}^{2}\left[C_j\left(k_z - k_{xj}\gamma_j^+\right)e^{ik_{xj}x} + D_j\left(k_{xj}\gamma_j^- + k_z\right)e^{-ik_{xj}x}\right], \\
&\quad \left.\frac{c}{\varepsilon\omega}\sum_{j=1}^{2}\left[C_j\left(k_{xj}\beta_j^+ - k_y\right)e^{ik_{xj}x} - D_j\left(k_y + k_{xj}\beta_j^-\right)e^{-ik_{xj}x}\right]\right).
\end{aligned} \tag{10}$$

Вне ферритовой пленки магнитное поле удовлетворяет уравнению

$$\Delta\mathbf{H}_{1,2} + \varepsilon_{1,2}(\omega/c)^2\mathbf{H}_{1,2} = 0, \tag{11}$$

где $\varepsilon_{1,2}$ – диэлектрическая проницаемость сред сверху и снизу от пленки. Тогда можно записать магнитное поле в области $x > s/2$ в виде

$$\mathbf{H}_1 = \mathbf{H}_1(H_{1x}, H_{1y}, H_{1z}) = \mathbf{H}_1\left(\frac{ie_1}{\alpha_1}\left(k_yA + k_zB\right), Ae_1, Be_1\right), \tag{12}$$

где $e_1 = e^{-\alpha_1(x-s/2)}$, $\alpha_1 = \sqrt{k_y^2 + k_z^2 - \varepsilon_1(\omega/c)^2}$ и компонента H_x выражена через компоненты H_y и H_z с помощью уравнения $\operatorname{div}\mathbf{H}_1 = 0$. Неизвестные коэффициенты A и B определим позже, удовлетворив граничным условиям на поверхностях ферритовой пленки.

Электрическое поле в области $x > s/2$ определяется выражением

$$\begin{aligned}
&\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_1(E_{1x}, E_{1y}, E_{1z}) = \mathbf{E}_1\left(\frac{ce_1}{\varepsilon_1\omega}\left(k_yB - k_zA\right),\right. \\
&\quad \left.\frac{ce_1}{\varepsilon_1\omega}\left(-i\alpha_1B + \frac{ik_z}{\alpha_1}\left(k_yA + k_zB\right)\right), \frac{ce_1}{\varepsilon_1\omega}\left(i\alpha_1A - \frac{ik_y}{\alpha_1}\left(k_yA + k_zB\right)\right)\right).
\end{aligned} \tag{13}$$

Аналогично, поля в области $x < -s/2$ можно записать в виде

$$\mathbf{H}_2 = \mathbf{H}_2(H_{2x}, H_{2y}, H_{2z}) = \mathbf{H}_2\left(-\frac{ie_2}{\alpha_2}\left(k_yF + k_zG\right), Fe_2, Ge_2\right), \tag{14}$$

$$\begin{aligned}
&\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_2(E_{2x}, E_{2y}, E_{2z}) = \left(\frac{ce_2}{\varepsilon_2\omega}\left(k_yG - k_zF\right),\right. \\
&\quad \left.\frac{ce_2}{\varepsilon_2\omega}\left(i\alpha_2G - \frac{ik_z}{\alpha_2}\left(k_yF + k_zG\right)\right), \frac{ce_2}{\varepsilon_2\omega}\left(-i\alpha_2F + \frac{ik_y}{\alpha_2}\left(k_yF + k_zG\right)\right)\right),
\end{aligned} \tag{15}$$

где $e_2 = e^{\alpha_2(x+s/2)}$, $\alpha_2 = \sqrt{k_y^2 + k_z^2 - \varepsilon_2(\omega/c)^2}$.

В формулах (4)–(15) $k_y = k\sin\varphi$, $k_z = k\cos\varphi$, где $k = |\mathbf{k}|$, $\mathbf{k}$ – волновой вектор электромагнитной волны (ЭМВ) в плоскости y, z. φ – угол между полем подмагничивания и волновым вектором ЭМВ. k_{x1} и k_{x2} – фазовые постоянные ЭМВ вдоль оси x внутри ферритовой пленки. α_1 и α_2 – фазовые постоянные ЭМВ вдоль оси x вне ферритовой пленки в области верхнего и нижнего полупространства, соответственно.

Выражения для полей (9), (10), (12)–(15) содержат восемь неизвестных коэффициентов A, B, C_1, C_2, D_1, D_2, F и G, которые определим из восьми граничных условий на поверхностях пленки. Потребуем, чтобы тангенциальные компоненты E_y, E_z, H_y и H_z были непрерывны при $x = \pm s/2$. Получаем систему из восьми линейных однородных уравнений и находим дисперсионное уравнение, приравнивая определитель $|\mathbf{M}|$, составленный из коэффициентов этой системы, нулю

$$|\mathbf{M}| = 0. \tag{16}$$

Выражения для ненулевых элементов матрицы $\mathbf{M}$ приведены в [4].

В случае поверхностной магнитостатической волны, когда волновой вектор МСВ перпендикулярен направлению подмагничивающего поля $\mathbf{H}_{\text{п}}$ (φ=90°, k_z=0), отличны от нуля следующие элементы:

$$M_{11} = 1, \quad M_{13} = -\beta_1^+ E_1, \quad M_{14} = -\beta_2^+ E_2,$$
$$M_{15} = -\beta_1^- / E_1, \quad M_{16} = -\beta_2^- / E_2, \quad M_{22} = 1,$$
$$M_{23} = -\gamma_1^+ E_1, \quad M_{24} = -\gamma_2^+ E_2, \quad M_{25} = -\gamma_1^- / E_1,$$
$$M_{26} = -\gamma_2^- / E_2, \quad M_{32} = (i\varepsilon/\varepsilon_1)\left(\alpha_1 - k^2/\alpha_1\right), \quad M_{33} = \left(k - k_{x1}\gamma_1^+\right) E_1,$$
$$M_{34} = \left(k - k_{x2}\gamma_2^+\right) E_2, \quad M_{35} = \left(k_{x1}\gamma_1^- + k\right)/E_1, \quad M_{36} = \left(k_{x2}\gamma_2^- + k\right)/E_2,$$
$$M_{41} = -i\alpha_1\varepsilon/\varepsilon_1, \quad M_{43} = k_{x1}\beta_1^+ E_1, \quad M_{44} = k_{x2}\beta_2^+ E_2,$$
$$M_{45} = -k_{x1}\beta_1^- / E_1, \quad M_{46} = -k_{x2}\beta_2^- / E_2, \quad M_{53} = -\beta_1^+ / E_1,$$
$$M_{54} = -\beta_2^+ / E_2, \quad M_{55} = -\beta_1^- E_1, \quad M_{56} = -\beta_2^- E_2,$$
$$M_{57} = 1, \quad M_{63} = -\gamma_1^+ / E_1, \quad M_{64} = -\gamma_2^+ / E_2,$$
$$M_{65} = -\gamma_1^- E_1, \quad M_{66} = -\gamma_2^- E_2, \quad M_{68} = 1,$$
$$M_{73} = \left(k - k_{x1}\gamma_1^+\right)/E_1, \quad M_{74} = \left(k - k_{x2}\gamma_2^+\right)/E_2, \quad M_{75} = \left(k_{x1}\gamma_1^- + k\right) E_1,$$
$$M_{76} = \left(k_{x2}\gamma_2^- + k\right) E_2, \quad M_{78} = (i\varepsilon/\varepsilon_2)\left(k^2/\alpha_2 - \alpha_2\right), \quad M_{83} = -k_{x1}\beta_1^+ / E_1,$$
$$M_{84} = -k_{x2}\beta_2^+ / E_2, \quad M_{85} = k_{x1}\beta_1^- E_1, \quad M_{86} = k_{x2}\beta_2^- E_2,$$
$$M_{87} = -i\alpha_2\varepsilon/\varepsilon_2,$$

где $E_i = e^{ik_{xi}s/2}$, $i = 1, 2$.

2. Экспериментальная установка

Для экспериментального определения длины волны λ ПМСВ использовалась интерференция сигнала ПМСВ от подвижной приемной антенны и ответвленного сигнала СВЧ-генератора [5]. Так как фаза ответвленного сигнала остается постоянной при перемещении приемной антенны на расстояние порядка нескольких длин волн ПМСВ, записанный сигнал имел вид осцилляций с расстоянием между максимумами, равным λ.

На рис. 2 представлена схема установки, использованной для исследования дисперсии ПМСВ. Она имеет следующую конструкцию и принцип действия. Ферритовая пленка ЖИГ толщиной 15 мкм была нанесена на подложку из ГГГ толщиной 0.5 мм, которая приклеена к поликоровой пластинке и помещена на металлическое основание. В торце образца была установлена возбуждающая антенна в виде короткозамкнутого проводника, соединенная при помощи жесткого коаксиального кабеля с СВЧ-генератором. На некотором расстоянии от излучающей антенны располагалась приемная антенна, которая устанавливалась на механической системе, прижимающей антенну к пленке ЖИГ и позволяющей совершать управляемые поступательные перемещения. СВЧ-сигнал с генератора проходил через направленный ответвитель *3*, отводящий часть мощности для создания интерференции сигналов, и поступал на излучающую антенну. В пленке ЖИГ с помощью излучающей антенны возбуждалась ПМСВ, распространяющаяся от излучающей антенны к приемной, в последней ПМСВ наводила СВЧ-сигнал. Прошедший через усилитель *6* сигнал от приемной антенны смешивался с ответвленным сигналом от генератора в ответвителе *5*, вследствие чего формировалась интерференционная картина, которая регистрировалась с помощью детектора индикатора. Информация с индикатора и устройства позиционирования приемной антенны заносилась в компьютер для анализа интерференционной картины.

Для исследования влияния на распространение ПМСВ диэлектрика с $\varepsilon_1 > 1$ была использована полированная керамическая пластина ПК-1-г-В100 из материала с диэлектрической проницаемостью 100 ± 1 толщиной 1 мм. На середину пластины на стороне, прижатой к ферритовой пленке, устанавливалась приемная антенна. Так как антенна-передатчик располагалась в торце пленки, она не мешала перемещению диэлектрика с приемной антенной по поверхности пленки, а линейный размер диэлектрика, в 2.5 раза превышающий размер образца ЖИГ, обеспечивал постоянное накрывание пленки в процессе перемещения антенны-приемника. При измерении малых волновых чисел требуется значительное удаление приемной антенны от излучающей, в результате чего наблюдается слабая интерференционная картина. Это является серьезной помехой исследования ПМСВ в области ма-

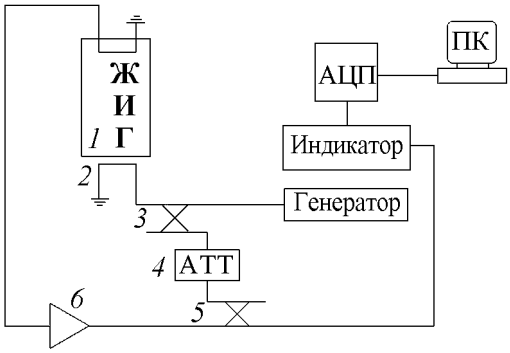

Рис. 2. Схема экспериментальной установки для исследования дисперсионных характеристик ПМСВ: *1* – подвижная приемная антенна; *2* – излучающая антенна; *3*, *5* – направленный ответвитель; *4* – аттенюатор; *6* – СВЧ-усилитель

лых значений волновых чисел. Для улучшения качества наблюдаемой в эксперименте интерференции регулировалась мощность ответвленного сигнала таким образом, чтобы он был сопоставим с мощностью сигнала ПМСВ. В результате отражения волн от краев пластины происходило искажение интерференционной картины. Для уменьшения отражений были обточены края ферритовой пленки. На последнем этапе была проведена математическая обработка полученных данных.

Другим источником помех являлась нестабильность подмагничивающего поля во время измерений и его неоднородность по координате вдоль перемещения антенны. Применение в экспериментальной установке высокостабилизированных источников питания магнита и насадок на его полюсах позволило снизить помехи подобного рода.

Отдельно следует упомянуть, что при измерении интерференции в присутствии диэлектрика с $\varepsilon_1 = 100$ быстрая ЭМВ, излучаемая в пространство антенной-передатчиком, проходит через диэлектрик в антенну-приемник с малыми потерями и в разы превышает мощность ПМСВ, наводимой в той же антенне-приемнике. В этом случае наблюдается интерференция уже трех сигналов, а именно: ответвленной мощности с генератора, ПМСВ и ЭМВ, прошедшей через диэлектрик. За счет того, что быстрая ЭМВ заметно превышает по мощности как ПМСВ, так и ответвленный сигнал (ОС), которые, в свою очередь, между собой сопоставимы по амплитуде, амплитуда интерференционного сигнала от быстрой ЭМВ с ПМСВ и ОС будет мала по сравнению с интересующей нас амплитудой интерференции ПМСВ и ОС, поэтому мы можем выделить полезный сигнал, не прибегая к цифровой фильтрации. Дополнительно для уменьшения влияния такой наводки на верхней поверхности керамической подложки была создана шероховатость, рассеивающая быструю ЭМВ и увеличивающая её затухание. Окончательно для повышения точности полученных данных был применен метод одновременного анализа интерференционных картин для диапазона частот с применением математической обработки.

Отметим, что для проведения эксперимента толщины диэлектриков, окружающих ферритовую пленку ЖИГ, были подобраны таким образом, чтобы их можно было считать бесконечно толстыми, как того требует теоретическая постановка задачи.

3. Численные и экспериментальные результаты

На основе (16) рассчитаем дисперсионные зависимости ПМСВ в структурах с разными диэлектриками, прилегающими к верхней поверхности ферритовой пленки. Структура *1*: воздух ($\varepsilon_1 = 1$) – ЖИГ ($\varepsilon = 15.4$) – ГГГ ($\varepsilon_2 = 11.0$); структура *2*: керамическая подложка ($\varepsilon_1 = 100$) – ЖИГ – ГГГ. В обоих случаях толщина пленки ЖИГ $s = 15$ мкм, намагниченность насыщения $4\pi M_0 = 1750$ Гс. В эксперименте исследованы структуры, подмагничиваемые постоянным внешним магнитным полем $H_{\text{п}} = 1400$ Э, $H_{\text{п}} = 1500$ Э, $H_{\text{п}} = 1600$ Э и $H_{\text{п}} = 1650$ Э. При расчете дисперсионных зависимостей учтена роль магнитной анизотропии пленки, в соответствии с которой величина внутреннего магнитного поля $H_{\text{пв}}$ в пленке составила соответственно 1435 Э, 1535 Э, 1635 Э и 1685 Э.

На рис. 3, сплошными кривыми *1* и *2* показаны дисперсионные характеристики ЭМВ, возбуждаемых в частотном диапазоне ПМСВ в структурах *1* и *2*, со-

ответственно. Рассматриваются электромагнитные волны, которые распространяются в положительном направлении оси y. Они представляют собой поверхностные электромагнитные волны (ПЭМВ), локализующиеся внутри пленки ЖИГ вблизи ее верхней поверхности (k_{x1} и k_{x2} – мнимые, α_1 и α_2 – действительные) [4, 6]. При больших значениях волнового числа дисперсионные характеристики ПЭМВ совпадают с дисперсионными кривыми ПМСВ Дэймона–Эшбаха.

Также на рис. 3 представлены экспериментальные дисперсионные характеристики ПЭМВ. Расчетные и экспериментальные результаты находятся в хорошем соответствии.

Полученные графики показывают, что в случае, соответствующем рис. 3, *а*, когда постоянное внутреннее магнитное поле в ферритовой плёнке составляет $H_{\text{пв}} = 1435$ Э, нижняя граница частотного диапазона поверхностной электромаг-

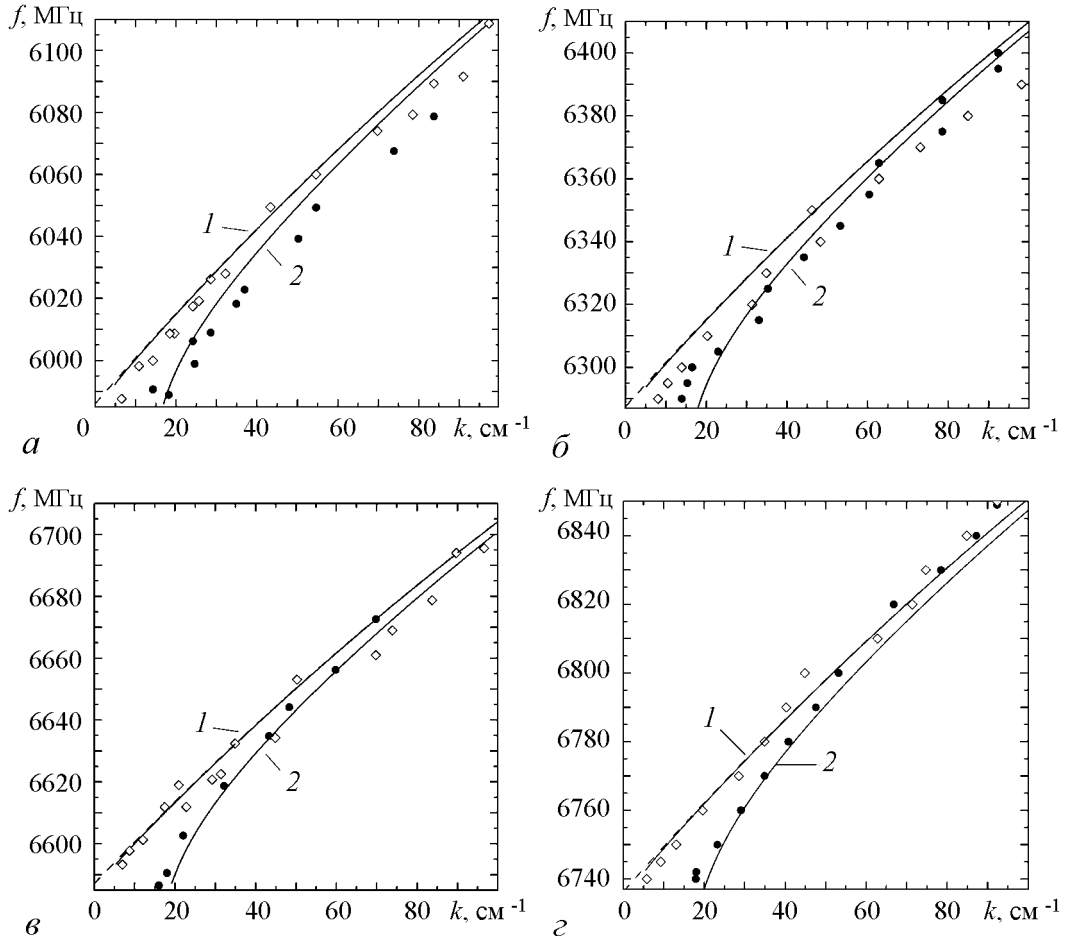

Рис. 3. Дисперсионные кривые ПЭМВ, распространяющихся в положительном направлении оси y. Сплошные кривые соответствуют дисперсионным характеристикам ПЭМВ, рассчитанным с помощью (16): кривая *1* – в структуре *1* (воздух–ЖИГ–ГГГ); кривая *2* – в структуре *2* (керамическая подложка–ЖИГ–ГГГ). Ромбиками обозначены экспериментальные дисперсионные характеристики ПЭМВ в структуре *1*; кружками – экспериментальные дисперсионные характеристики ПЭМВ в структуре *2*; штриховая линия – дисперсионная зависимость, рассчитанная в магнитостатическом приближении. Представлены дисперсионные зависимости при величине постоянного внутреннего магнитного поля $H_{\text{пв}}$: 1435 Э (*а*), 1535 Э (*б*), 1635 Э (*в*), 1685 Э (*г*)

нитной волны для структуры *1* равна $f_{\min \text{ПЭМВ}} = 5992.34$ МГц (в магнитостатическом приближении $f_{\min \text{ПМСВ}} = \gamma\sqrt{H_i^2 + 4\pi M_0 H_{\text{пв}}} = 5986.03$ МГц [7]), минимальное волновое число $k_{\min \text{ПЭМВ}} = 4.93$ см$^{-1}$ (магнитостатическое приближение дает $k_{\min \text{ПМСВ}} = 0$, что физически невозможно); для структуры *2* нижняя граница диапазона частот совпадает с вычисленной в магнитостатическом приближении, а минимальное волновое число $k_{\min \text{ПЭМВ}}$ составляет 16.91 см$^{-1}$.

В случае, когда внутреннее магнитное поле $H_{\text{пв}}$ имеет значение 1535 Э (рис. 3, *б*), нижняя граница частотного диапазона ПЭМВ для структуры *1* равна $f_{\min \text{ПЭМВ}} = 6293.8$ МГц (в магнитостатическом приближении $f_{\min \text{ПМСВ}} = 6287.6$ МГц), минимальное волновое число $k_{\min \text{ПЭМВ}} = 5.17$ см$^{-1}$ (магнитостатическое приближение дает $k_{\min \text{ПМСВ}} = 0$); для структуры *2* нижняя граница диапазона частот совпадает с вычисленной в магнитостатическом приближении, а минимальное волновое число $k_{\min \text{ПЭМВ}} = 18.04$ см$^{-1}$.

В случае, когда $H_{\text{пв}} = 1635$ Э (рис. 3, *в*), для структуры *1* $f_{\min \text{ПЭМВ}} = 6593.43$ МГц ($f_{\min \text{ПМСВ}} = 6587.17$ МГц), $k_{\min \text{ПЭМВ}} = 5.42$ см$^{-1}$; для структуры *2* $f_{\min \text{ПЭМВ}}$ совпадает с вычисленной в магнитостатическом приближении, а $k_{\min \text{ПЭМВ}} = 19.21$ см$^{-1}$.

Когда постоянное внутреннее магнитное поле в пленке ЖИГ составляет $H_{\text{пв}} = 1685$ Э (рис. 3, *г*), для структуры *1*: $f_{\min \text{ПЭМВ}} = 6742.6$ МГц ($f_{\min \text{ПМСВ}} = 6736.3$ МГц), $k_{\min \text{ПЭМВ}} = 5.56$ см$^{-1}$; для структуры *2*: $f_{\min \text{ПЭМВ}} = f_{\min \text{ПМСВ}}$, $k_{\min \text{ПЭМВ}} = 19.8$ см$^{-1}$.

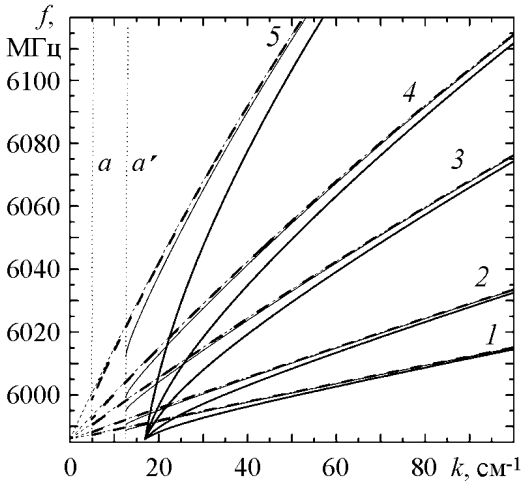

Рис. 4. Дисперсионные кривые ПЭМВ. Штрихпунктирные линии соответствуют дисперсионным характеристикам ПЭМВ, распространяющихся в положительном направлении оси y в структуре *1*. Жирные и тонкие сплошные линии – дисперсионные характеристики ПЭМВ, распространяющихся в структуре *2* в положительном и отрицательном направлениях оси y, соответственно. Штриховыми линиями обозначены дисперсионные кривые, рассчитанные в магнитостатическом приближении. Группа кривых *1* соответствует случаю, когда пленка ЖИГ имеет толщину $s = 3$ мкм, кривые *2* – $s = 5$ мкм, кривые *3* – $s = 10$ мкм, кривые *4* – $s = 15$ мкм, кривые *5* – $s = 30$ мкм. Линия *a* – $f = kc/(2\pi\sqrt{\varepsilon})$, $\varepsilon = 15,4$; линия a' – $f = kc/(2\pi\sqrt{\varepsilon_1})$, $\varepsilon_1 = 100$

Для практического применения представляют интерес дисперсионные характеристики слоистых структур при различной толщине ферритовой пленки. Исследуем с помощью разработанного в статье подхода структуру *1* и *2*. Положим величину внутреннего магнитного поля $H_{\text{пв}}$ в структурах равной 1435 Э. Расчет дисперсионных характеристик на основе уравнения (16) проведем для пяти значений толщины s пленки ЖИГ: 3, 5, 10, 15 и 30 мкм.

На рис. 4 штриховыми и толстыми сплошными кривыми изображены дисперсионные характеристики ПЭМВ, распространяющихся в положительном направлении оси y по верхней поверхности пленки ЖИГ в диапазоне ПМСВ в структурах *1* и *2*, соответственно. Для наглядности исследуемых закономерностей на графике приведены также дисперсионные кривые ПЭМВ, распространяющихся в структуре *2* по нижней поверхности пленки ЖИГ в отрицательном направлении оси y.

Из рис. 4 видно, что с увеличением толщины ферритовой пленки растет отклонение дисперсионных характеристик ПЭМВ от соответствующих характеристик, рассчитанных в магнитостатическом приближении. Особенно наглядно это можно проследить в случае ПЭМВ, распространяющихся по верхней поверхности пленки ЖИГ в структуре *2* (толстые сплошные кривые на рисунке): при толщине ферритовой пленки $s = 3$ мкм уже при $k > 40$ см$^{-1}$ разница между дисперсионными кривыми ПЭМВ и ПМСВ составляет менее 2 МГц, для пленки толщиной $s = 5$ мкм такая разница достигается при $k > 60$ см$^{-1}$, для $s = 10$ мкм при $k > 90$ см$^{-1}$, для $s = 15$ мкм при $k > 100$ см$^{-1}$, и для пленки ЖИГ толщиной $s = 30$ мкм – при $k > 200$ см$^{-1}$.

При этом даже при малой толщине ферритовой пленки с помощью магнитостатического приближения невозможно верно определить минимальное значение волнового числа и нижнюю границу частотного диапазона поверхностных волн.

Анализ дисперсионных зависимостей $F(k, f) = 0$, рассчитываемых на основе (16), показал, что нижняя граница частотного диапазона $f_{\min\,\text{ПЭМВ}}$, следовательно, и минимальное волновое число $k_{\min\,\text{ПЭМВ}}$ определяются при прочих заданных параметрах структуры решением системы уравнений

$$\begin{cases} F(k, f) = 0, \\ (2\pi f/c)\sqrt{\varepsilon_{\max}} - k = 0. \end{cases} \tag{17}$$

Если решение системы уравнений (17) $f_c > f_{\min\,\text{ПМСВ}}$, то

$$f_c = f_{\min\,\text{ПЭМВ}}, \quad k_{\min\,\text{ПЭМВ}} = (2\pi f_c/c)\sqrt{\varepsilon_{\max}}. \tag{18}$$

Если $f_c < f_{\min\ \text{ПМСВ}}$, то

$$f_{\min\,\text{ПЭМВ}} = f_{\min\,\text{ПМСВ}}, \quad k_{\min\,\text{ПЭМВ}} \text{ находим из } F(k, f_{\min\ \text{ПМСВ}}) = 0. \tag{19}$$

Случай, удовлетворяющий условию (19), реализуется для ПЭМВ, распространяющихся по верхней поверхности пленки ЖИГ в структуре *2* (см. рис. 3, 4).

В (17) константа $\varepsilon_{\max}$ равна диэлектрической проницаемости слоя структуры, имеющей наибольшее значение. В случае структуры *1* соотношение диэлектрических проницаемостей слоев $\varepsilon > \varepsilon_2 > \varepsilon_1$, поэтому $\varepsilon_{\max} = \varepsilon = 15.4$. Для структуры *2*, у которой $\varepsilon_1 > \varepsilon > \varepsilon_2$, $\varepsilon_{\max} = \varepsilon_1 = 100$.

Условия (18) и (19) вытекают из определения поверхностных волн, которое требует, чтобы k_{x1} и k_{x2} были мнимыми [4].

Минимальное значение волнового числа при заданных параметрах в случае структуры *1* лежит в пределах 4.925 см$^{-1} < k_{\min\,\text{ПЭМВ}} < 4.935$ см$^{-1}$ в структуре *2* для ПЭМВ, распространяющейся по нижней поверхности ЖИГ, 12.54 см$^{-1} < k_{\min\,\text{ПЭМВ}} < 12.60$ см$^{-1}$, а для ПЭМВ, распространяющихся по верхней поверхности, $k_{\min\,\text{ПЭМВ}} = 16.91$ см$^{-1}$.

Для дисперсионных характеристик ПЭМВ в структуре *1*, также как и для характеристик ПЭМВ, бегущих в отрицательном направлении оси y в структуре *2*,

исходя из (17), (18) получаем $f_{\min \text{ПЭМВ}} > f_{\min \text{ ПМСВ}}$. Из рис. 4 видно, что разница между этими частотами тем значительнее, чем больше толщина пленки феррита. Например, в структуре *1* в магнитостатическом приближении $f_{\min \text{ ПМСВ}} = 5986.03$ МГц, а при расчете дисперсионных характеристик с помощью (16) при $s = 3$ мкм получаем $f_{\min \text{ПЭМВ}} = 5987.28$ МГц, при $s = 5$ мкм – $f_{\min \text{ПЭМВ}} = 5988.15$ МГц, при $s = 10$ мкм – $f_{\min \text{ПЭМВ}} = 5990.27$ МГц, при $s = 15$ мкм – $f_{\min \text{ ПЭМВ}} = 5992.34$ МГц, при $s = 50$ мкм – $f_{\min \text{ПЭМВ}} = 5998.51$ МГц.

Заключение

Результаты расчета и эксперимента показали, что в касательно намагниченной ферритовой пленке при малых волновых числах поверхностные магнитостатические волны представляют собой поверхностные электромагнитные волны, дисперсионные характеристики которых рассчитываются на основе дисперсионного уравнения (16). Расхождение между дисперсионными кривыми, рассчитанными строгим электродинамическим методом и с помощью магнитостатического приближения, тем сильнее, чем толще пленка феррита и чем больше диэлектрические проницаемости слоев, окружающих эту пленку, отличаются от единицы. Для тонких ферритовых пленок толщиной $s \leq 5$ мкм дисперсионные характеристики, рассчитанные на основе (16), слабо отличаются от вычисленных в магнитостатическом приближении, но и для таких случаев с помощью магнитостатического приближения невозможно верно определить минимальное значение волнового числа и нижнюю границу частотного диапазона поверхностных волн. В исследованных структурах при заданных значениях подмагничивающего поля и намагниченности насыщения феррита минимальное волновое число и нижняя граница частотного диапазона поверхностных электромагнитных волн зависят от толщины ферритовой пленки s и диэлектрических проницаемостей слоев структуры ε, ε_1 и ε_2.

Библиографический список

1. *Вашковский А.В., Локк Э.Г.* Прямые и обратные неколлинеарные волны в магнитных пленках // УФН. 2006. Т. 176, № 5. С. 557.
2. *Veerakumar V., Camley R.E.* Magnon focusing in thin ferromagnetic films // Phys. Rev. 2006. Vol. 74, № 21. P. 214401.
3. *Ruppin R.* Electromagnetic modes of a ferromagnetic slab // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 62, № 1. P. 11.
4. *Вяткина С.А., Бабичев Р.К., Иванов В.Н.* Электромагнитные волны в касательно намагниченной ферритовой пленке, распространяющиеся под углом к полю подмагничивания // Электромагнитные волны и электронные системы. 2011. Т.16, № 10. С. 64.
5. *Огрин Ю.Ф., Луговской А.В., Темирязев А.Г.* Интерферометр на поверхностных спиновых волнах // Радиотехника и электроника. 1983. Т. 28, № 8. С. 1664.
6. *Вяткина С.А., Бабичев Р.К., Иванов В.Н.* Дисперсия поверхностных магнитостатических волн, распространяющихся под углом к приложенному магнитно-

му полю в касательно намагниченной ферритовой пленке // Труды XVIII международной конференции «Электромагнитное поле и материалы». 19–21 ноября, 2010. Москва–Фирсановка, 2010. С. 182.

7. *Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П.* Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Изд-во Саратовского университета, 1993.

Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону

Поступила в редакцию *27.04.2012*
После доработки *19.07.2012*

EXPERIMENTAL RESEARCH OF DISPERSION OF MAGNETOSTATIC SURFACE WAVES

S. A. Vyatkina, N. P. Nistratov, R. K. Babichev, V. N. Ivanov

The exact dispersion equation of electromagnetic modes propagating in structures that include tangentially magnetized ferrite film with surfaces bordered on media with different permittivity is derived. In the low-wavenumber range the comparison of the theoretical calculation with the experimental measurement of dispersion of magnetostatic surface waves propagating in the layered structures of such types as dielectric-tangentially magnetized ferrite film of yttrium iron garnet–gadolinium gallium garnet is made. It has been found that in the low-wavenumber range the magnetostatic surface waves correspond to electromagnetic surface modes. The behavior of dispersion characteristics of electromagnetic surface modes depending on the thickness of ferrite film is analyzed. It has been shown that in structures investigated at given values of bias field and saturation magnetization of ferrite film the bottom wavenumber value and the lower frequency range limit of electromagnetic surface modes are determined by the ferrite film thickness and by the permittivity of media in structure.

Keywords: MSSW, low-wavenumber range, dispersion characteristics, experimental measurement of dispersion characteristics.

Вяткина Светлана Александровна – родилась в Ростове-на-Дону (1984), окончила физический факультет Южного федерального университета (2008). Получила степень магистра физики. Занимается научной работой в области спин-волновой электроники СВЧ на кафедре «Радиофизика» под руководством профессора Р.К. Бабичева с 2007 года. Автор более 20 публикаций, в том числе 1 статьи в российском журнале.

344090 Ростов-на-Дону, ул. Зорге, д. 5
Южный федеральный университет
E-mail: vjatkinasval@rambler.ru

Нистратов Николай Павлович – родился в Ростове-на-Дону (1985), окончил физический факультет Южного федерального университета (2008). После окончания продолжает обучение в аспирантуре ЮФУ на кафедре «Радиофизика» под руководством профессора Р.К. Бабичева.

344090 Ростов-на-Дону, ул. Зорге, д. 5
Южный федеральный университет
E-mail: pifagor-n@mail.ru

Бабичев Рудольф Карпович – родился в Горьком (1944), окончил Ростовский государственный университет (1968). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (1972, РГУ) и доктора физико-математических наук (1998) в области спинволновой электроники СВЧ и физики магнитных явлений. Работает в должности профессора на кафедре радиофизики Южного федерального университета. Является автором и соавтором более 80 научных публикаций.

344090 Ростов-на-Дону, ул. Зорге, д. 5
Южный федеральный университет
E-mail: 405092@mail.ru

Иванов Виктор Николаевич – родился в Ростове-на-Дону (1935), окончил Ростовский государственный университет (1956). Защитил диссертацию на соискание степени кандидата физико-математических наук (1960, РГУ). Работал доцентом кафедры радиофизики ЮФУ. Научные интересы: замедляющие системы, приборы СВЧ и устройства на магнитостатических волнах. Имеет более 200 научных публикаций в отечественных и зарубежных изданиях.

344090 Ростов-на-Дону, ул. Зорге, д. 5
Южный федеральный университет
E-mail: ivanov@phys.rnd.rsu.ru