Э.Г. Локк

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Свойства спиновых волн в ферритовых структурах с «магнитной стенкой» и проводящей плоскостью (на основе уравнений Максвелла)

На основе уравнений Максвелла получены дисперсионные уравнения для дипольных спиновых волн в касательно намагниченной плоской структуре диэлектрик-феррит-диэлектрик, граничащей с идеальными проводниками или «магнитными стенками». Показано, что вдоль границы ферритового полупространства с магнитной стенкой возникают решения, соответствующие поверхностной дипольной спиновой ТЕМ (или Т-) волне, причем аналогичные решения возникают и в ферритовом слое, граничащем с двумя магнитными стенками.

Ключевые слова: феррит, спиновая волна, магнитная стенка, однонаправленное распространение

Недавно было показано, что такое явление, как «однонаправленное распространение» волны (когда волна может переносить энергию только в одном из двух противоположных направлений), можно было бы реализовать в ферритовых пленках, если бы на их поверхности удалось создать граничные условия типа «магнитной стенки» (равенство нулю тангенциальных компонент высокочастотного магнитного поля) [1]. Таким образом, создание имитирующего магнитную стенку материала (МСМ) является актуальной задачей, Для успешного решения этой задачи необходимо получить дисперсионные уравнения, описывающие распространение спиновых волн в структурах с МСМ на основе уравнений Максвелла, и рассчитать конфигурацию СВЧ полей спиновой волны в этих структурах, что, в свою очередь, даст возможность понять, какие комбинации и формы проводящих и диэлектрических элементов позволят создать требуемую конфигурацию СВЧ полей.

Были получены дисперсионные уравнения, описывающие распространение электромагнитных волн (включая спиновые волны) перпендикулярно направлению внешнего однородного магнитного поля в структурах типа диэлектрик – феррит – диэлектрик (ДФД), у которых внешние поверхности диэлектрических слоев граничат либо с идеально проводящей плоскостью, либо с идеальной «магнитной стенкой» (рис. 1). Например, дисперсионное уравнение для спиновых волн в структуре ДФД, граничащей с двумя проводящими плоскостями (без учета обменного взаимодействия) имеет вид:

$$\mu_\perp \frac{k_{1x}k_{3x}}{\mu_1\mu_3} + \frac{k_y^2}{\mu} - \varepsilon_2 k_0^2 - \frac{\nu}{\mu}k_y\left(\frac{k_{3x}}{\mu_3} - \frac{k_{1x}}{\mu_1}\right) + k_{2x}\left(\frac{k_{3x}}{\mu_3} + \frac{k_{1x}}{\mu_1}\right)\mathrm{cth}(k_{2x}s) +$$

$$\left[\mu_\perp \frac{k_{1x}k_{3x}}{\mu_1\mu_3} - \frac{k_y^2}{\mu} + \varepsilon_2 k_0^2 + \frac{\nu}{\mu}k_y\left(\frac{k_{3x}}{\mu_3} + \frac{k_{1x}}{\mu_1}\right) - k_{2x}\left(\frac{k_{3x}}{\mu_3} - \frac{k_{1x}}{\mu_1}\right)\mathrm{cth}(k_{2x}s)\right]\exp(-2k_{1x}d) +$$

$$\left[\mu_\perp \frac{k_{1x}k_{3x}}{\mu_1\mu_3} - \frac{k_y^2}{\mu} + \varepsilon_2 k_0^2 - \frac{\nu}{\mu}k_y\left(\frac{k_{3x}}{\mu_3} + \frac{k_{1x}}{\mu_1}\right) + k_{2x}\left(\frac{k_{3x}}{\mu_3} - \frac{k_{1x}}{\mu_1}\right)\mathrm{cth}(k_{2x}s)\right]\exp(-2k_{3x}w) +$$

$$\left[\mu_\perp \frac{k_{1x}k_{3x}}{\mu_1\mu_3} + \frac{k_y^2}{\mu} - \varepsilon_2 k_0^2 + \frac{\nu}{\mu}k_y\left(\frac{k_{3x}}{\mu_3} - \frac{k_{1x}}{\mu_1}\right) - k_{2x}\left(\frac{k_{3x}}{\mu_3} + \frac{k_{1x}}{\mu_1}\right)\mathrm{cth}(k_{2x}s)\right]\times$$

$$\times \exp(-2k_{1x}d)\exp(-2k_{3x}w) = 0. \qquad (1)$$

Здесь постоянная распространения k_y и x-компоненты k_{1x}, k_{2x}, k_{3x} связаны соотношениями

$$\begin{cases} k_{1x}^2 = k_y^2 - k_0^2\varepsilon_1 \\ k_{2x}^2 = k_y^2 - k_0^2\varepsilon_2\mu_\perp \\ k_{3x}^2 = k_y^2 - k_0^2\varepsilon_3 \end{cases}, \qquad (2)$$

μ и ν – диагональная и недиагональная компоненты тензора магнитной проницаемости, $\mu_\perp=(\mu^2-\nu^2)/\mu$, μ_j и ε_j – магнитные и диэлектрические проницаемости соответствующих слоев (j = 1, 2, 3), $k_0=\omega/c$, c – скорость света, $\omega=2\pi f$, f – частота электромагнитных колебаний.

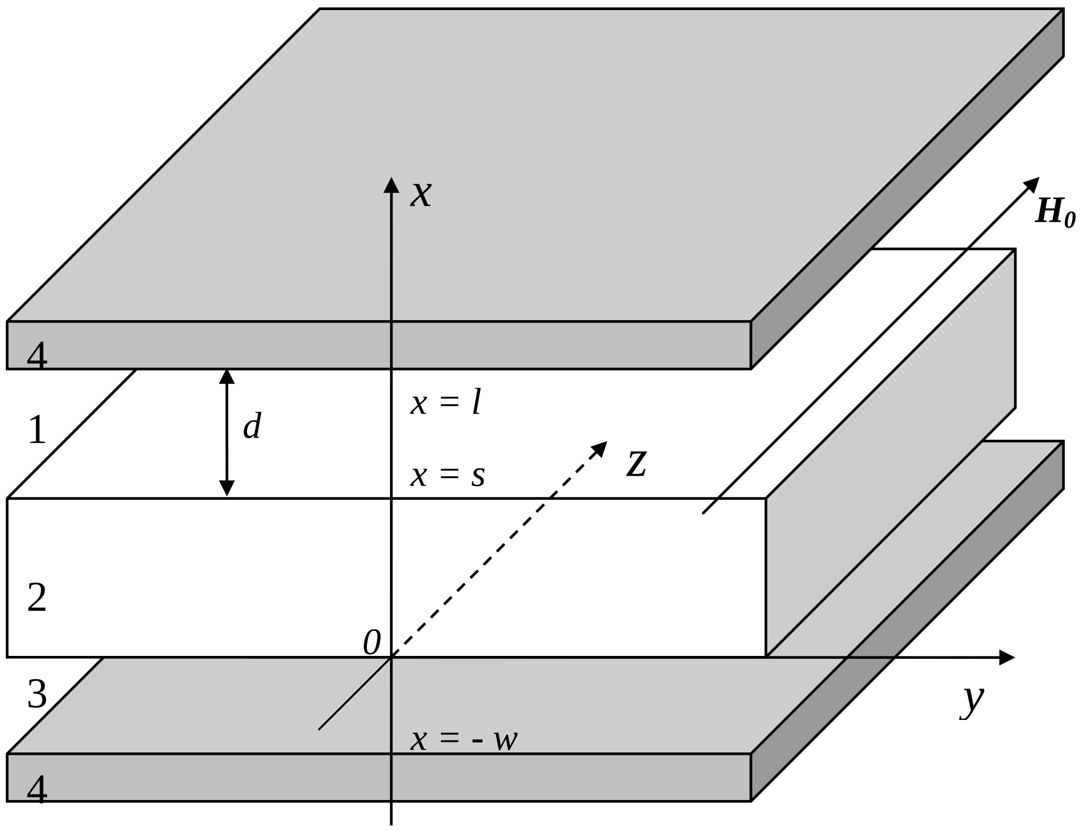

Рис.1. Геометрия задачи: 1 – слой диэлектрика толщиной d, 2 – ферритовая пластина толщиной s, 3 – слой диэлектрика толщиной w, 4 – слои, обеспечивающие граничные условия типа магнитной стенки или идеально проводящей плоскости.

Сравнение дисперсионных уравнений для структур типа ДФД с различными граничными условиями показало, что они отличаются лишь знаками слагаемых, составляющих уравнение (1), причем можно вывести *мнемоническое правило*, с помощью которого из уравнения (1) можно без вывода получить дисперсионные уравнения для случаев, когда одна или обе проводящие плоскости заменены магнитными стенками. Так, если заменить нижнюю проводящую плоскость, расположенную при $x = - w$, на магнитную стенку, то в уравнении (1) перед всеми множителями $\exp(-2k_{1x}w)$, соответствующими прилегающему к этой плоскости *нижнему* слою диэлектрика *3*, следует заменить знак на противоположный (в (1) эти множители есть в третьем и четвертом слагаемых). Если же заменить верхнюю проводящую плоскость магнитной стенкой, то следует изменить знак на противоположный перед всеми множителями $exp(-2k_{1x}d)$, соответствующими прилегающей среде (*верхнему* слою диэлектрика *1*). Очевидно, что при замене обеих проводящих плоскостей на «магнитные стенки» необходимо изменить знаки как перед $\exp(-2k_{1x}w)$, так и перед $\exp(-2k_{1x}d)$ (отметим, что в результате такой операции перед четвертым слагаемым, содержащим оба множителя, знак не измениться).

Последствия замен $\exp(-2k_{1x}w) \rightarrow - \exp(-2k_{1x}w)$ и $\exp(-2k_{1x}d) \rightarrow - \exp(-2k_{1x}d)$) можно сравнить с преобразованием одних уравнений Максвелла в другие при замене некоторых величин по определенной схеме. Это свойство уравнений Максвелла известно как принцип перестановочной двойственности, использование которого упрощает решение ряда электродинамических задач (например, если известно электромагнитное поле, возбуждаемое электрическими сторонними токами, то не надо решать задачу определения поля, возбуждаемого магнитными сторонними токами). Изложенное мнемоническое правило также можно использовать для получения (без вывода) дисперсионных уравнений спиновых волн при изменении *граничных условий* на поверхностях ферритовых структур. Отметим, что ранее подобное мнемоническое правило было сформулировано для дисперсионных уравнений спиновых волн в аналогичных ферритовых структурах при их описании в магнитостатическом приближении [1].

Обозначая каждое из четырех слагаемых в (1) через a_1, a_2, a_3 и a_4 и используя сформулированное мнемоническое правило, по аналогии с [1] можно составить следующую таблицу, содержащую дисперсионные уравнения для различных ферритовых структур:

Название структуры	Дисперсионное уравнение
Металл-диэлектрик-феррит-диэлектрик-металл	$a_1 + a_2 + a_3 + a_4 = 0$
Металл-диэлектрик-феррит-диэлектрик-магнитная стенка	$a_1 + a_2 - a_3 - a_4 = 0$
Магнитная стенка-диэлектрик-феррит-диэлектрик-металл	$a_1 - a_2 + a_3 - a_4 = 0$
Магнитная стенка-диэлектрик-феррит-диэлектрик-магнитная стенка	$a_1 - a_2 - a_3 + a_4 = 0$
Металл-диэлектрик-феррит	$a_1 + a_2 = 0$
Магнитная стенка-диэлектрик-феррит	$a_1 - a_2 = 0$
Ферритовая пленка, граничащая с диэлектрич. полупространствами	$a_1 = 0$

На рис. 2 показано, как меняются дисперсионные зависимости спиновых волн в структуре, где нижняя поверхность ферритовой пластины граничит непосредственно с магнитной стенкой, а расстояние d между верхней поверхностью ферритовой пластины и второй магнитной стенкой меняется от ∞ до 0 (H_0 =300 Э, $4\pi M_0$ =1750, s = 10 мкм, ε_2 = 15, среды 1 и 3 представляют собой вакуум). Как видно из рис. 2, дисперсионные кривые переходят от одних асимптот (прямых $f = ck_0/2\pi$) к другим (дисперсионным кривым, рассчитанным в магнитостатическом приближении), причем частоты, вблизи которых происходит этот переход, уменьшаются от величины $f = f_0 = [\omega_H(\omega_H + \omega_M)]^{1/2}/2\pi$ при $d \to \infty$ до величины $f_H = \omega_H/2\pi$ при d = 0, а сами кривые все дальше смещаются от прямых $f = ck_0/2\pi$ в область более высоких значений k. Участки дисперсионных зависимостей 1 – 5, которые лежат внутри области, ограничиваемой кривыми 6 и прямой 7, соответствуют решениям с мнимыми значениями k_{2x} (что соответствует тригонометрическому распределению волны по толщине феррита), а остальные участки – решениям с действительными k_{2x} (что соответствует экспоненциальному распределению волны по толщине феррита). Как видно (рис. 2, кривые 5) возникает ненулевое решение, описывающее распространение волн в структуре магнитная стенка – феррит – магнитная стенка (МСМ-Ф-МСМ), для которой легко получить дисперсионное уравнение, полагая d = w = 0

$$k_y^2 = \mu\varepsilon_2 k_0^2 . \tag{3}$$

Как видно, уравнение (3) для структуры МСМ-Ф-МСМ не зависит от толщины ферритового слоя! Чтобы понять, почему так происходит, рассмотрим свойства спиновых волн в простой структуре – ферритовом полупространстве, граничащем с МСМ (см. вставку на рис. 3а).

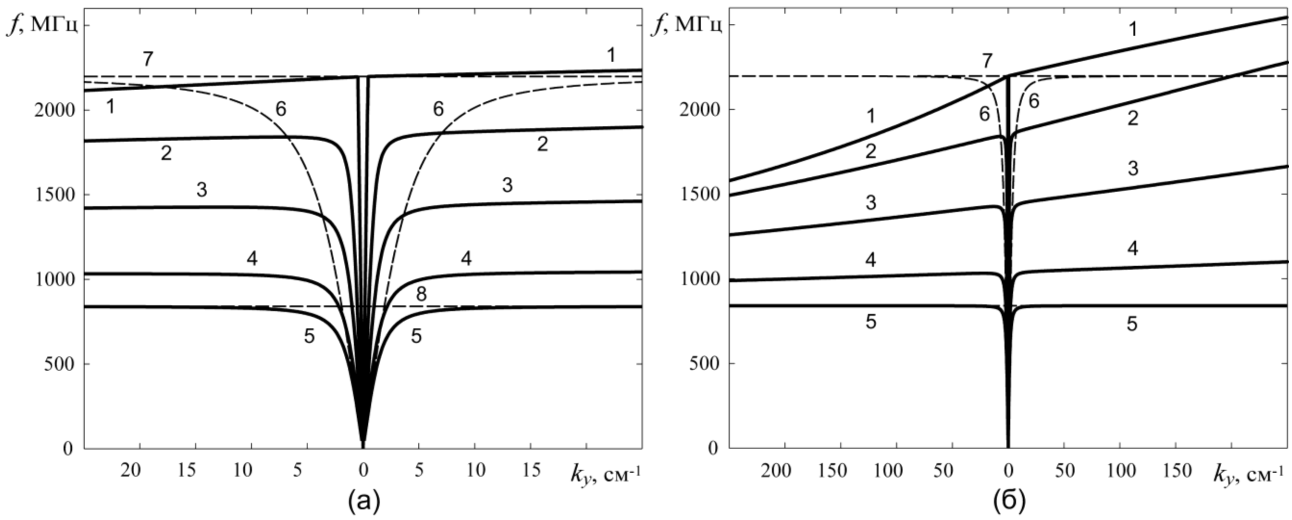

Рис. 2. Дисперсионные зависимости спиновых волн в ферритовой пленке, нижняя поверхность которой граничит с МСМ, а расстояние d между верхней поверхностью пленки и вторым слоем МСМ меняется от ∞ до 0 (а – вид в области малых волновых чисел, б – общий вид). Кривые 1 – 5 соответствуют значениям d: ∞, 20, 5, 1 мкм и 0. Кривая 6 соответствует условию $k_{2x} = 0$, 7 и 8 – прямые f_0 = const и f_H = const.

Будем искать решение в виде:

$$e_{2z} = B\exp(-ik_y y - k_{2x}x)\,. \tag{4}$$

Выражения для СВЧ компонент магнитного поля h_{2x} и h_{2y} в феррите будут иметь вид:

$$h_{2x} = \frac{1}{k_0\mu_\perp} B\left(k_y + \frac{\nu}{\mu}k_{2x}\right)\exp(-ik_y y - k_{2x}x)\,, \tag{5}$$

$$h_{2y} = \frac{i}{k_0\mu_\perp} B\left(\frac{\nu}{\mu}k_y + k_{2x}\right)\exp(-ik_y y - k_{2x}x)\,. \tag{6}$$

Полагая на границе с МСМ (при $x = 0$) $h_{2y} = 0$, получаем дисперсионное уравнение

$$k_y = -\frac{\mu}{\nu}k_{2x}\,, \tag{7}$$

которое, учитывая (2), легко привести к виду (3). Как видно из (3) решения возможны лишь в тех частотных интервалах, где $\mu > 0$ (то есть, при $f < f_H$ и $f > f_0$). Кроме того, так как, в соответствии с (4), компонента k_{2x} может принимать только положительные значения, то из (7) следует, что вблизи границы Ф-МСМ могут распространяться две *поверхностные* волны: у одной частота лежит в интервале $f < f_H$ (где $\mu > 0$ и $\nu > 0$) и всегда $k_y < 0$, а у другой – частота лежит в интервале $f > f_0$ (где $\mu > 0$ и $\nu < 0$) и всегда $k_y > 0$. Таким образом, дисперсионные зависимости волн в структуре Ф-МСМ обладают свойствами *невзаимности* и *однонаправленности* (рис. 3а), причем, поскольку для кривых *1* на рис.3 справедливо соотношение $k_y >> k_0 \sim 0{,}1$ см$^{-1}$, то они описывают *дипольные спиновые* волны. Отметим, что волны в структурах Ф-МСМ и МСМ-Ф-МСМ представляют собой *поперечную поверхностную TEM* (или *T*-) волну (а не *TE* волну), поскольку при выполнении условия (7), везде $h_{2y} = 0$. Однако, в отличие от известных *TEM* волн в полосковых и двухпроводных линиях, рассматриваемые волны имеют *нормальную* к поверхности компоненту магнитного поля h_{2x} и *параллельную* поверхности компоненту электрического поля e_{2z}. Подробнее см. [2].

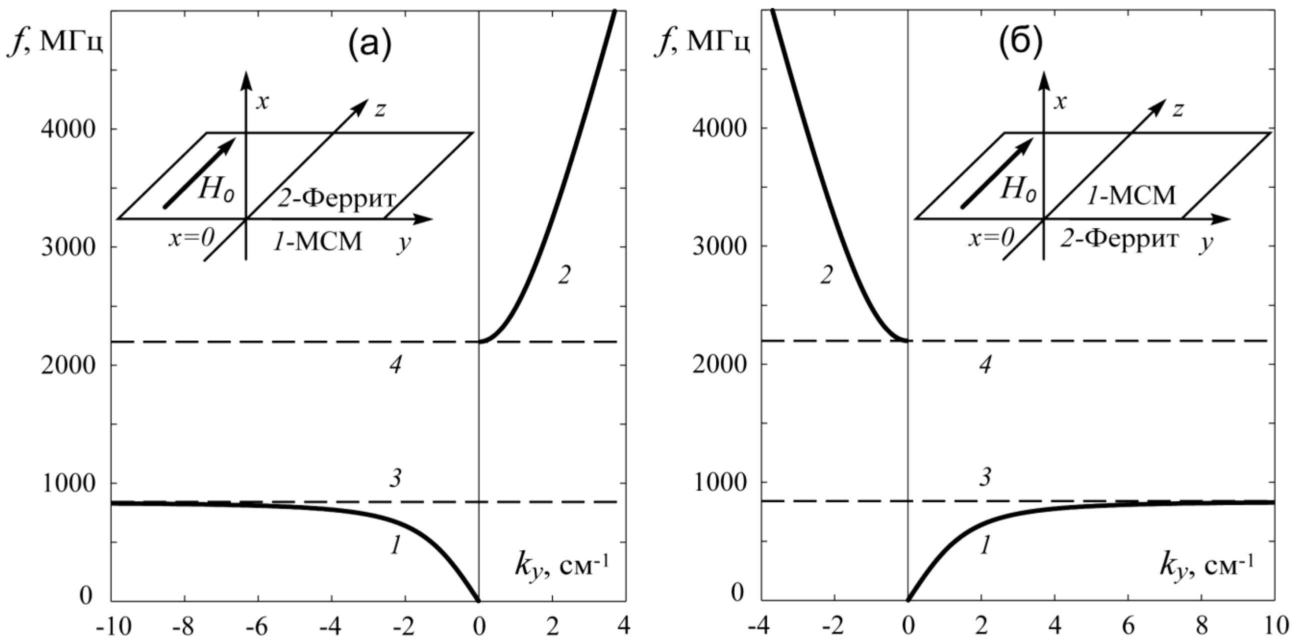

Рис. 3. Дисперсионные зависимости $f(k_y)$ поверхностных электромагнитных волн в ферритовом полупространстве, граничащем с МСМ. (а) и (б) – для структур Ф-МСМ и МСМ-Ф (соответствующие геометрии даны на вставках). Кривые 1 и 2 соответствуют спиновой и электромагнитной ветвям. Показаны прямые 3 и 4 – f_H = const и f_0 = const.

Библиографический список

1. Локк Э.Г. Влияние магнитной стенки и проводящей плоскости на характеристики магнитостатических волн в касательно намагниченной ферритовой пластине / Э.Г. Локк // - Радиотехника и электроника – 2007 – Т.52 – № 2 – С .202-210.
2. Локк Э.Г. Спиновые волны в структуре диэлектрик-феррит-диэлектрик, граничащей с «магнитными стенками» или идеальными проводниками (на основе уравнений Максвелла) / Э.Г. Локк // - Радиотехника и электроника – 2013 – в печати.