

# **Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)**

Редактор тематического выпуска  
докт. физ.-мат. наук **Ф. Н. Шакирзянов**

УДК 537.624:537.632

# ИЗОЧАСТОТНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ СПИНОВЫХ ВОЛН В КАСАТЕЛЬНО-НАМАГНИЧЕННОЙ ФЕРРИТОВОЙ ПЛАСТИНЕ, ГРАНИЧАЩЕЙ С ИДЕАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ СТЕНКОЙ

© 2024 г. Э. Г. Локк<sup>1</sup>, \*, С. В. Герус<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова Российской академии наук»,  
Фрязинский филиал, Фрязино, Россия

\* E-mail: edwin@ms.ire.rssi.ru

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

На основе уравнений Максвелла (без использования магнитостатического приближения) получено дисперсионное уравнение и рассчитаны изочастотные зависимости для спиновых волн в касательно-намагниченной ферритовой пластине, одна из поверхностей которой граничит с идеальной магнитной стенкой. Обнаружено, что распределение волны по толщине пластины описывают два волновых числа, а изочастотные зависимости для разных мод спиновых волн плавно переходят одна в другую и имеют участки, соответствующие объемно-объемному, объемно-поверхностному и поверхности-поверхностному распределению волн.

DOI: 10.31857/S0367676524110018, EDN: FNEQHX

## ВВЕДЕНИЕ

Для дальнейшего развития магноники, происходящего в последние годы [1], необходимо развивать новые теоретические и экспериментальные методы исследования характеристик спиновых волн (СВ) (см., например, [2–4]).

Как известно, СВ с волновыми числами  $0 < k < 10^4 \text{ см}^{-1}$ , обычно описывают в магнитостатическом приближении (МСП) [5], считая, что величина волнового числа СВ  $k \gg k_0 \equiv \omega/c$  (здесь  $\omega$  – циклическая частота СВ, а  $c$  – скорость света в вакууме) и поэтому в уравнениях Максвелла можно пренебречь членами, содержащими множители  $\omega/c$ . Тем не менее иногда МСП не использовалось для описания СВ, в результате чего для СВ были обнаружены новые свойства [6–12], что, несомненно, является стимулом для дальнейших исследований СВ без МСП. Так, в работах [15, 16] без использования МСП была впервые корректно решена задача о распространении СВ в произвольном направлении в касательно-намагниченной ферритовой пластине [15], включая случай, когда одна из поверхностей пластины граничит с идеальным металлом [16].

Перспективным направлением современной радиоэлектроники является создание искусственных структур, имитирующих свойства идеальной

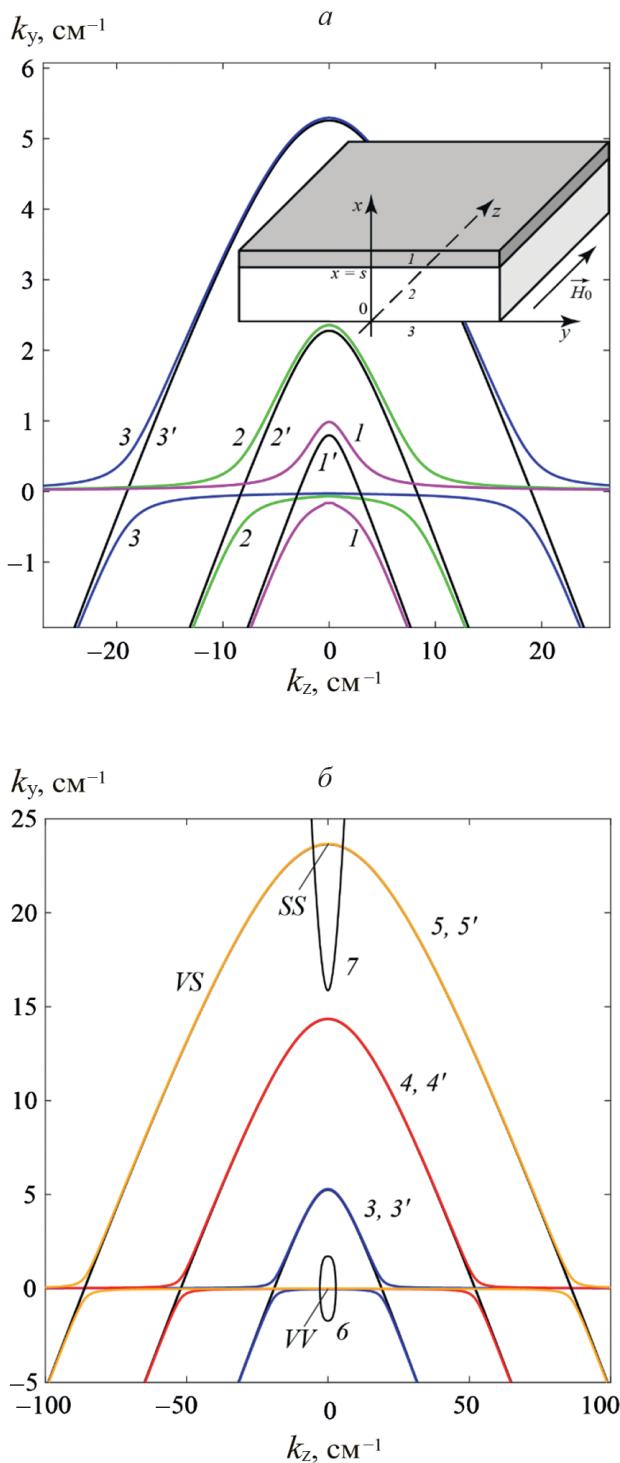
«магнитной стенки» [17] на поверхности различных сред, поскольку характеристики электромагнитных волн в таких метаструктурах могут выгодно отличаться от характеристик этих волн в изотропных и анизотропных средах. Поэтому актуальным представляется исследовать влияние граничных условий типа «магнитной стенки» на характеристики СВ без МСП.

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Пусть у нас имеется бигиротропный слой толщиной  $s$ , касательно намагниченный до насыщения однородным магнитным полем  $\vec{H}_0$ , направленным вдоль оси  $z$  (см. вставку на рис. 1). Такой слой, как известно [6, 18], характеризуется диэлектрической и магнитной проницаемостями, описываемыми эрмитовыми тензорами второго ранга  $\epsilon_2$  и  $\mu_2$ :

$$\overset{\leftrightarrow}{\mu}_2 = \begin{vmatrix} \mu & iv & 0 \\ -iv & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{vmatrix}, \quad \overset{\leftrightarrow}{\epsilon}_2 = \begin{vmatrix} \epsilon & ig & 0 \\ -ig & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{vmatrix}. \quad (1)$$

В работах [15, 16] было аналитически решена система уравнений Максвелла (без использования



**Рис. 1.** Изочастотные зависимости для первой моды СВ в ферритовой пластине, граничащей с магнитной стенкой: кривые  $1'-4'$  рассчитаны с использованием МСП, а кривые  $1-4$  – без МСП для следующих частот:  $1$  и  $1'$  – 2195,  $2$  и  $2'$  – 2190,  $3$  и  $3'$  – 2180,  $4$  и  $4'$  – 2150,  $5$  и  $5'$  – 2120 МГц. Показаны граничные кривые  $6$  и  $7$  для частоты 2120 МГц, отделяющие на кривой  $5$  области с волнами  $VV$ --,  $VS$ - и  $SS$ -типа. На вставке показана геометрия задачи:  $1$  – слой идеальной магнитной стенки,  $2$  – бигиротропный слой (или ферритовая пластина) толщиной  $s$ ,  $3$  – изотропный диэлектрик (или вакуум).

каких-либо приближений) для электромагнитных волн, распространяющихся вдоль такого бигиротропного слоя в произвольном направлении. Ниже мы воспользуемся результатами работ [15, 16] для вывода дисперсионного уравнения электромагнитных волн в бигиротропном слое, граничащем с идеальной магнитной стенкой и рассмотрим характеристики электромагнитных волн, распространяющихся вдоль ферритовой пластины, для которой компоненты  $\mu$  и  $v$  тензора  $\mu_2$  имеют вид [6]

$$\mu = 1 + \frac{\omega_M \omega_H}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad v = \frac{\omega_M \omega}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad (2)$$

где  $\omega_H = \gamma H_0$ ,  $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$ ,  $\omega = 2\pi f$ ,  $\gamma$  – гиромагнитная постоянная,  $4\pi M_0$  – намагниченность насыщения феррита,  $f$  – частота электромагнитных колебаний.

Пусть бигиротропный слой  $2$  граничит с идеальной магнитной стенкой  $1$  и полупространством  $3$  изотропного диэлектрика (см. вставку к рис. 1). Характеризуя электромагнитные поля в средах  $2$  и  $3$ , сопоставим им индексы  $j = 2$  или  $3$ . Полупространство  $3$  имеет скалярные относительные диэлектрическую и магнитную проницаемости  $\epsilon_3$  и  $\mu_3$ . Пусть монохроматическая электромагнитная волна с частотой  $\omega$  изменяется во времени по закону  $\sim \exp(i\omega t)$  и распространяется в плоскости бигиротропного слоя. Такая волна должна удовлетворять системе уравнений Максвелла для комплексных амплитуд в каждой среде

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{rot } \vec{E}_j + i\omega \vec{B}_j/c = 0 \\ \text{div } \vec{B}_j = 0 \\ \text{rot } \vec{H}_j - i\omega \vec{D}_j/c = 0 \\ \text{div } \vec{D}_j = 0 \end{array} \right., \quad (3)$$

где  $\vec{E}_j$ ,  $\vec{H}_j$ ,  $\vec{D}_j$  и  $\vec{B}_j$  – амплитуды векторов напряженности СВЧ электрического и магнитного полей и их индукций, связанных соотношениями

$$\vec{D}_j = \vec{\epsilon}_j \vec{E}_j \text{ и } \vec{B}_j = \vec{\mu}_j \vec{H}_j. \quad (4)$$

В отличие от работ [7, 11], где решение системы (3) искали в виде  $\sim \exp(-ik_x x - ik_y y - ik_z z)$ , мы считаем такой подход некорректным и будем искать решения системы (3) в виде

$$\vec{E}_j = e_j(x) \exp(-i\vec{k}r) \text{ или}$$

$$E_{xj, yj, zj} = e_{xj, yj, zj}(x) \exp(-ik_y y - ik_z z), \quad (5)$$

$$\vec{H}_j = \vec{h}_j(x) \exp(-i\vec{k}r) \text{ или}$$

$$H_{xj, yj, zj} = h_{xj, yj, zj}(x) \exp(-ik_y y - ik_z z). \quad (6)$$

То есть, мы будем искать решение в виде однородной плоской волны, характеризующейся

волновым вектором  $\vec{k}$  в плоскости  $yz$ -слоя, считая, что зависимость волны от координаты  $x$  (нормальной к плоскости пластины) должна быть найдена в ходе решения системы (3).

Здесь наряду с декартовой системой координат  $\{x; y; z\}$  использована полярная система координат  $\{x; r; \varphi\}$ , в которой углы  $\varphi$  отсчитываются от оси  $y$  в направлении против часовой стрелки. Координаты обеих систем и компоненты  $k_y$  и  $k_z$  вектора  $\vec{k}$  связаны соотношениями  $y = r \cos\varphi$ ,  $z = r \sin\varphi$ ,  $k_y = k \cos\varphi$ ,  $k_z = k \sin\varphi$  и  $k^2 = k_y^2 + k_z^2$ .

Как показано в [15, 16], в результате подстановки выражений (5) и (6) в систему (3) последняя сводится к дифференциальному уравнению четвёртого порядка, которому соответствует биквадратное характеристическое уравнение, определяющее волновые числа распределения электромагнитной волны в поперечном сечении бигиротропного слоя. Это характеристическое уравнение имеет четыре корня  $k_{x21}$ ,  $k_{x22}$ ,  $k_{x23} = -k_{x21}$  и  $k_{x24} = -k_{x22}$ , которые могут принимать только действительные или только мнимые значения.

Таким образом, оказалось, что распределение СВ по толщине бигиротропного слоя всегда описывает не одно волновое число, а два волновых числа  $k_{x21}$  и  $k_{x22}$ . В частности, внутри слоя может возникать три типа распределения спиновых волн – поверхностно-поверхностное или *SS*-типа ( $k_{x21}$  и  $k_{x22}$  – действительные числа), объемно-поверхностное или *VS*-типа ( $k_{x21}$  мнимое число, а  $k_{x22}$  – действительное) и объемно-объемное или *VV*-типа ( $k_{x21}$  и  $k_{x22}$  мнимые числа), что принципиально отличает полученное описание СВ от их описания в МСП. В итоге в работах [15, 16] были получены выражения для всех компонент электромагнитного поля как внутри, так и вне бигиротропного слоя, и в результате решения граничных задач были выведены дисперсионные уравнения для электромагнитных волн в свободном [15] и в односторонне металлизированном [16] бигиротропном слое (для случая, когда  $k_{x21}$  и  $k_{x22}$  – действительные числа).

## ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ВОЛН В БИГИРОТРОПНОМ СЛОЕ, ГРАНИЧАЩЕМ С ИДЕАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ СТЕНКОЙ

Выполним теперь дисперсионное уравнение для электромагнитных волн в бигиротропном слое, граничащем с идеально проводящей магнитной стенкой (рис. 1). Для записи системы уравнений воспользуемся выражениями для компонент электромагнитного поля  $E_x$ ,  $E_y$ ,  $E_z$ ,  $H_x$ ,  $H_y$  и  $H_z$  для волны *SS*-типа внутри и вне слоя (см. формулы (59) – (64) и (72) – (84) в [15]). Удовлетворяя граничным условиям непрерывности тангенциальных компонент  $E_y$ ,  $E_z$ ,  $H_y$  и  $H_z$  при  $x = 0$  и граничным условиям на

поверхности магнитной стенки (равенство нулю компонент  $H_y$  и  $H_z$  при  $x = s$ ), получим систему из шести уравнений для постоянных коэффициентов  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$ ,  $K$ ,  $L$ :

$$\Sigma_0(s) = 0,$$

$$b_0 \Sigma_0(s) + F_{g2} \Sigma_1(s) + b_2 \Sigma_2(s) + F_{vg} \Sigma_3(s) = 0,$$

$$K = \Sigma_0(0),$$

$$K k_y k_z + L k_{x3} k_0 \mu_3 = q_3^2 \left[ a_0 \Sigma_0(0) + F_{vg} \Sigma_1(0) + a_2 \Sigma_2(0) + F_{v2} \Sigma_3(0) \right] / F_2, \quad (7)$$

$$L = \Sigma_2(0),$$

$$L k_y k_z + K k_{x3} k_0 \varepsilon_3 = q_3^2 \left[ b_0 \Sigma_0(0) + F_{g2} \Sigma_1(0) + b_2 \Sigma_2(0) + F_{vg} \Sigma_3(0) \right] / F_2,$$

где величины  $\Sigma_0$ ,  $\Sigma_1$ ,  $\Sigma_2$ ,  $\Sigma_3$  включают коэффициенты  $A$ ,  $B$ ,  $C$  и  $D$  и имеют вид

$$\begin{aligned} \Sigma_0(x) = & A \exp(k_{x21} x) + B \exp(-k_{x21} x) + \\ & + C \exp(k_{x22} x) + D \exp(-k_{x22} x), \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \Sigma_1(x) = & \frac{k_{x21}}{k_0} (A \exp(k_{x21} x) - B \exp(-k_{x21} x)) + \\ & + \frac{k_{x22}}{k_0} (C \exp(k_{x22} x) - D \exp(-k_{x22} x)), \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \Sigma_2(x) = & \beta_1 (A \exp(k_{x21} x) + B \exp(-k_{x21} x)) + \\ & + \beta_2 (C \exp(k_{x22} x) + D \exp(-k_{x22} x)). \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \Sigma_3(x) = & \frac{\beta_1 k_{x21}}{k_0} (A \exp(k_{x21} x) - B \exp(-k_{x21} x)) + \\ & + \frac{\beta_2 k_{x22}}{k_0} (C \exp(k_{x22} x) - D \exp(-k_{x22} x)), \end{aligned} \quad (11)$$

а величины  $F_v$ ,  $F_g$ ,  $F_{vg}$ ,  $\beta_1$ ,  $\beta_2$ ,  $F_{v2}$ ,  $F_{g2}$ ,  $F_2$ ,  $a_0$ ,  $a_2$ ,  $b_0$ ,  $b_2$ ,  $q_3$  определяют выражения (9) – (11), (31), (32), (45), (46), (49) – (53) и (84) в [15].

Подставляя в системе (7)  $\Sigma_0(s) = 0$  из 1-го во 2-е уравнение, а коэффициенты  $K$  и  $L$  из 3-го и 5-го уравнений в 4-е и 6-е уравнения, получим систему из четырех уравнений для коэффициентов  $A$ ,  $B$ ,  $C$  и  $D$ :

$$\Sigma_0(s) = 0,$$

$$F_{g2} \Sigma_1(s) + b_2 \Sigma_2(s) + F_{vg} \Sigma_3(s) = 0,$$

$$\left( a_0 - \frac{k_y k_z}{q_3^2} F_2 \right) \Sigma_0(0) + F_{vg} \Sigma_1(0) +$$

$$\begin{aligned}
 & + \left( a_2 - \frac{\mu_3 k_{x3} k_0}{q_3^2} F_2 \right) \Sigma_2(0) + F_{v2} \Sigma_3(0) = 0 \\
 & \left( b_0 - \frac{\epsilon_3 k_{x3} k_0}{q_3^2} F_2 \right) \Sigma_0(0) + F_{g2} \Sigma_1(0) + \\
 & + \left( b_2 - \frac{k_y k_z}{q_3^2} F_2 \right) \Sigma_2(0) + F_{vg} \Sigma_3(0) = 0
 \end{aligned} \quad (12)$$

Подставляя в систему (12) выражения (8) – (11) и приводя подобные при коэффициентах  $A$ ,  $B$ ,  $C$  и  $D$ , получим систему уравнений

$$\begin{cases} d_{11}A + d_{12}B + d_{13}C + d_{14}D = 0 \\ d_{21}A + d_{22}B + d_{23}C + d_{24}D = 0 \\ d_{31}A + d_{32}B + d_{33}C + d_{34}D = 0 \\ d_{41}A + d_{42}B + d_{43}C + d_{44}D = 0 \end{cases}, \quad (13)$$

где элементы матрицы  $d_{11} – d_{14}$  и  $d_{31} – d_{44}$  описывают формулы (53) – (56) и (62) – (68) в [16], а элементы  $d_{21} – d_{24}$  имеют вид

$$d_{21} = \left( b_2 \beta_1 + \frac{k_{x21}}{k_0} \beta_1 F_{vg} + \frac{k_{x21}}{k_0} F_{g2} \right) \exp(k_{x21}s), \quad (14)$$

$$d_{22} = \left( b_2 \beta_1 - \frac{k_{x21}}{k_0} \beta_1 F_{vg} - \frac{k_{x21}}{k_0} F_{g2} \right) \exp(-k_{x21}s), \quad (15)$$

$$d_{23} = \left( b_2 \beta_2 + \frac{k_{x22}}{k_0} \beta_2 F_{vg} + \frac{k_{x22}}{k_0} F_{g2} \right) \exp(k_{x22}s), \quad (16)$$

$$d_{24} = \left( b_2 \beta_2 - \frac{k_{x22}}{k_0} \beta_2 F_{vg} - \frac{k_{x22}}{k_0} F_{g2} \right) \exp(-k_{x22}s). \quad (17)$$

Итак, дисперсионное уравнение для электромагнитной волны *SS*-типа в бигиротропном слое, граничащем с магнитной стенкой, представляет собой определитель четвертого порядка для системы (13).

### ИЗОЧАСТОТНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ СПИНОВЫХ ВОЛН В ФЕРРИТОВОЙ ПЛАСТИНЕ, ГРАНИЧАЩЕЙ С ИДЕАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ СТЕНКОЙ

Рассмотрим в качестве примера характеристики электромагнитных волн в ферритовой пластине, граничащей с идеальной магнитной стенкой, считая диэлектрическую проницаемость пластины  $\epsilon_2$  скалярной величиной и полагая  $\epsilon = \epsilon_{zz} = \epsilon_2$  и  $g = 0$ . Очевидно, что этим волнам будут соответствовать СВ.

При проведении расчетов будем использовать следующие параметры:  $H_0 = 300$  Э,  $s = 40$  мкм,  $4\pi M_0 = 1750$  Гс,  $\epsilon_2 = 15$  и  $\epsilon_3 = \mu_3 = 1$ .

Как видно из рис. 1, изочастотные зависимости СВ, рассчитанные с использованием МСП (кривые  $I'–5'$ ) и без него (кривые  $I–5$ ), значительно

отличаются в области значений  $-1.5 \text{ см}^{-1} < k_y < 1.5 \text{ см}^{-1}$  для всех частот: точные зависимости имеют новые протяженные участки, расположенные вблизи оси  $k_z$ , и фактически состоят из двух отдельных кривых, расположенных выше и ниже оси  $k_z$  (т.е. в области значений  $k_y > 0$  и в области значений  $k_y < 0$ ). Кроме того, на рис. 1 для частоты 2120 МГц показаны граничные кривые (подробнее о них см. [15]), отделяющие на изочастотной зависимости участки *VV*-, *VS*- и *SS*-типа, которым соответствует объемно-объемное, объемно-поверхностное

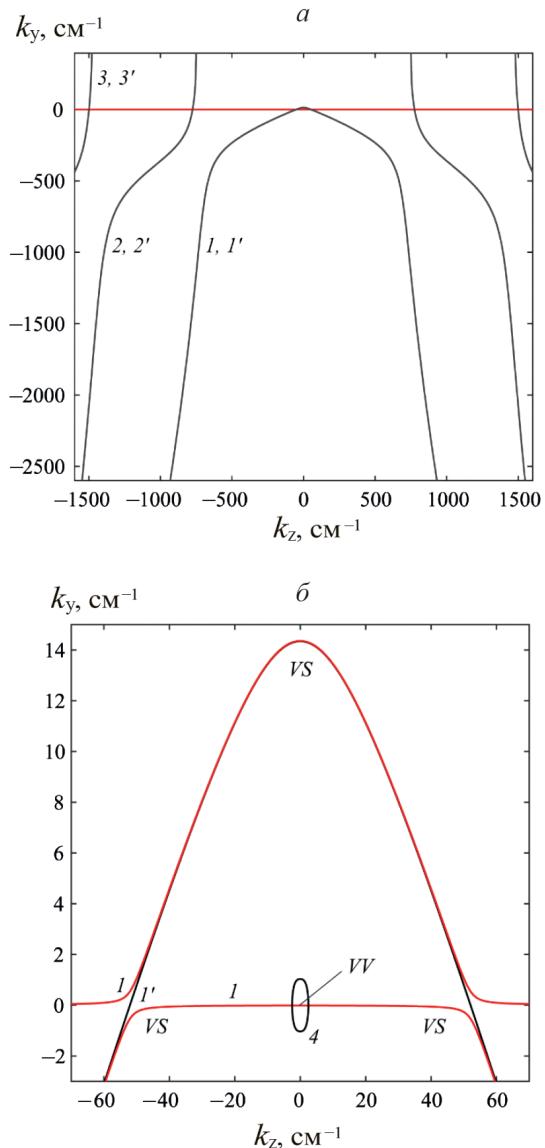


Рис. 2. Общий вид (а) и детальный вид вблизи начала координат (б) изочастотных зависимостей СВ в ферритовой пластине, граничащей с магнитной стенкой для частоты 2150 МГц. Кривые  $I–3$  рассчитаны без использования МСП, а кривые  $I'$ ,  $2'$  и  $3'$ , соответствующие первой, второй и третьей модам СВ, – с использованием МСП. Показана граничная кривая 4, отделяющая на кривой 1 *VV*- и *VS*-области, в которых СВ имеет соответственно объемно-объемное и объемно-поверхностное распределение по толщине пластины.

и поверхностно-поверхностное распределение СВ по толщине пластины.

Очевидно, возникает вопрос: является ли ось  $k_z$  асимптотой для точных изочастотных кривых, расположенных выше оси  $k_z$  (при  $k_y > 0$ ) или же эти кривые пересекают ось абсцисс при больших значениях  $k_z$ ? Чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим изочастотную зависимость, например для частоты 2150 МГц, представленную на рис. 2 $a$  для первой, второй и третьей моды СВ (кривые 1'–3' и кривые 1–3 соответственно рассчитаны с использованием МСП и без него). Как видно из рис. 2 $a$ , зависимости, рассчитанные в МСП и без него, в целом хорошо совпадают, существенно отличаясь лишь в области значений  $-1.5 \text{ см}^{-1} < k_y < 1.5 \text{ см}^{-1}$ : как видно из рис. 2 $b$  и 3, точные кривые имеют протяженные участки, которых нет у приближенных кривых, причем все эти новые участки расположены вблизи оси  $k_z$ . Так, кривая 1, расположенная на рис. 2 $b$  выше оси  $k_z$ , пересекает эту ось при значении  $k_z \sim -390 \text{ см}^{-1}$  и в дальнейшем (при  $k_z \sim -770 \text{ см}^{-1}$ ) переходит в кривую 2, расположенную ниже оси  $k_z$  на рис. 3 $a$ . За 1 и асимптотически приближающуюся к кривой 2'. Точно также кривая 2, расположенная на рис. 3 $a$  выше оси  $k_z$ , пересекает ось  $k_z$  при значении  $k_z \sim -1110 \text{ см}^{-1}$  и в дальнейшем (при  $k_z \sim -1493 \text{ см}^{-1}$ ) переходит в кривую 3, расположенную ниже оси  $k_z$  на рис. 3 $b$ , которая асимптотически приближается к кривой 3'. Таким образом, в отличие от расчетов в МСП, точные изочастотные зависимости для разных мод СВ плавно переходят одна в другую, причем новые участки этих зависимостей проходят вблизи оси  $k_z$  и возникают при значениях  $k \gg k_0 = w/c$ !

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Без использования МСП аналитически решена общая задача по описанию электромагнитных волн, которые распространяются в произвольном направлении в бигиротропном слое, граничащем с идеальной магнитной стенкой. Получено дисперсионное уравнение для волн с поверхностно-поверхностным распределением по толщине слоя. Для ферритовой пластины, являющейся частным случаем такого слоя, рассчитаны изочастотные зависимости СВ, на которых обнаружены участки, описывающие волны  $VV$ -,  $VS$ - и  $SS$ -типа (что соответствует объемно-объемному, объемно-поверхностному и поверхностно-поверхностному распределению СВ по толщине пластины). Обнаружено, что в отличие от расчетов с использованием МСП, точные изочастотные зависимости для разных мод СВ плавно переходят одна в другую, причем новые участки, соединяющие две точные кривые соседних мод, проходят вблизи оси  $k_z$  и возникают даже при значениях

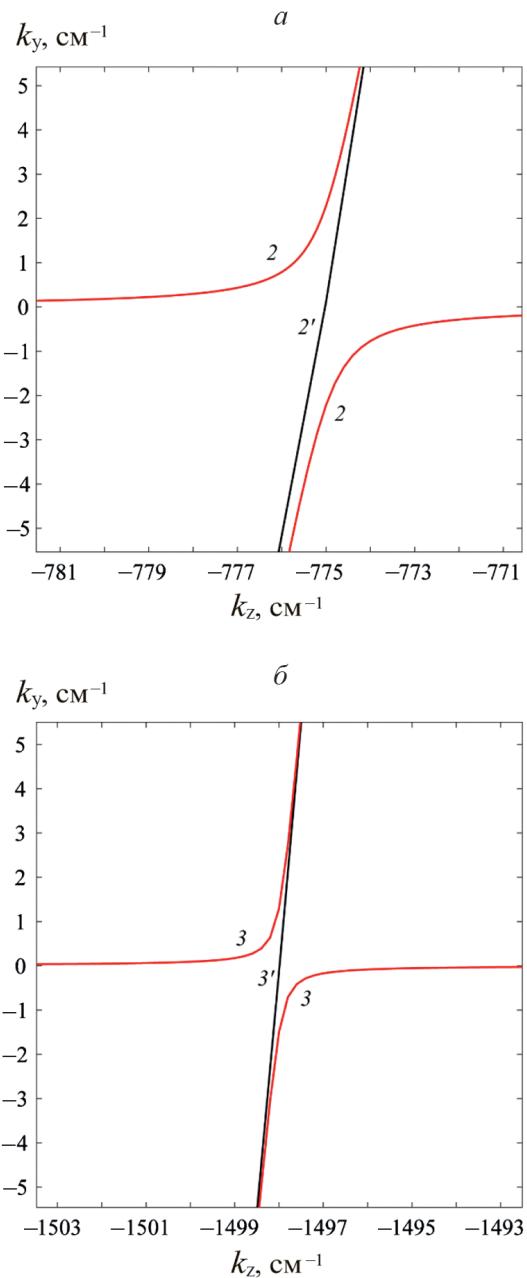


Рис. 3. Вид изочастотных зависимостей СВ с частотой 2150 МГц в ферритовой пластине с магнитной стенкой для интервалов значений  $-781 \text{ см}^{-1} < k_z < -771 \text{ см}^{-1}$  и  $-5 \text{ см}^{-1} < k_y < 5 \text{ см}^{-1}$  ( $a$ ) и для интервалов значений  $-1503 \text{ см}^{-1} < k_z < -1493 \text{ см}^{-1}$  и  $-5 \text{ см}^{-1} < k_y < 5 \text{ см}^{-1}$  ( $b$ ). Кривые 2' и 3' рассчитаны с использованием МСП, а кривые 2 и 3 – без него.

$k \gg k_0 = w/c$ , что подтверждает необходимость расчетов характеристик СВ без МСП.

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Pirro P., Vasyuchka V.I., Serga A.A., Hillebrands B.* // Nature Rev. Mater. 2021. V. 6. P. 1114.
2. *Локк Э.Г.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 8. С. 1034; *Lock E.H.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 8. P. 932.
3. *Анненков А.Ю., Герус С.В., Локк Э.Г.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 5. С. 707; *Annenkov A.Yu., Gerus S.V., Lock E.H.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 5. P. 583.
4. *Герус С.В., Локк Э.Г., Анненков А.Ю. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 11. С. 1642; *Gerus S.V., Lock E.H., Annenkov A.Yu. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2022. V. 86. No. 11. P. 1361.
5. *Damon R.W., Eshbach J.R.* // J. Phys. Chem. Sol. 1961. V. 19. No. 3/4. P. 308.
6. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994.
7. *Ruppin R.* // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. No. 1. P. 11.
8. *Вашковский А.В., Локк Э.Г.* // Радиотехн. и электрон. 2001. Т. 46. № 6. С. 729; *Vashkovskii A.V., Lokk E.G.* // J. Commun. Technol. Electron. 2001. V. 46. No. 6. P. 674.
9. *Вашковский А.В., Локк Э.Г.* // Радиотехн. и электрон. 2002. Т. 47. № 1. С. 97; *Vashkovskii A.V., Lokk E.G.* // J. Commun. Technol. Electron. 2002. V. 47. No. 1. P. 87.
10. *Вашковский А.В., Локк Э.Г.* // УФН. 2011. Т. 181. № 3. С. 293; *Vashkovsky A.V., Lock E.H.* // Phys. Usp. 2011. V. 54. No. 3. P. 281.
11. *Вяткина С.А., Бабичев Р.К., Иванов В.Н.* // Электромагн. волны и электрон. сист. 2011. Т. 16. № 10. С. 64.
12. *Вашковский А.В., Локк Э.Г.* // Радиотехн. и электрон. 2012. Т. 57. № 5. С. 541; *Vashkovskii A.V., Lokk E.G.* // J. Commun. Technol. Electron. 2012. V. 57. No. 5. P. 490.
13. *Локк Э.Г.* // Радиотехн. и электрон. 2014. Т. 59. № 7. С. 711; *Lokk E.G.* // J. Commun. Technol. Electron. 2014. V. 59. No. 7. P. 767.
14. *Локк Э.Г., Луговской А.В., Герус С.В., Анненков А.Ю.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 11. С. 1546; *Lock E.H., Lugovskoi A.V., Gerus S.V., Annenkov A.Yu.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 11. P. 1209.
15. *Lock E.H., Gerus S.V.* // arXiv: 2303.08800v1. 2023.
16. *Локк Э.Г., Герус С.В.* // Радиотехн. и электрон. 2023. Т. 68. № 9. С. 884; *Lock E.H., Gerus S.V.* // J. Commun. Technol. Electron. 2023. V. 68. No. 9. P. 971.
17. *Локк Э.Г.* // Радиотехн. и электрон. 2007. Т. 52. № 2. С. 202; *Lokk E.G.* // J. Commun. Technol. Electron. 2007. V. 52. No. 2. P. 189.
18. Гуревич А.Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. М.: Физматлит, 1960.

## **Isofrequency dependences of spin waves in a tangentially magnetized ferrite plate adjoining a perfect magnetic wall**

**E. H. Lock<sup>1,\*</sup>, S. V. Gerus<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> *Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics  
of the Russian Academy of Sciences, Fryazino Branch, Fryazino, 141190, Russia*  
*\* e-mail: edwin@ms.ire.rssi.ru*

Using Maxwell's equations (without use of the magnetostatic approximation), the dispersion equation for spin waves in a tangentially magnetized ferrite plate, one of the surfaces of which borders with an ideal magnetic wall, is derived and the isofrequency dependences of these waves are calculated. It is found that the wave distribution along the plate thickness describes two wave numbers, and the isofrequency dependences for different modes of spin waves smoothly pass one into another and have sections corresponding to the volume-volume, volume-surface, and surface-surface wave distributions.