

01;09

## РАССЕЯНИЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕЙ ПОЛУПЛОСКОСТЬЮ

Ю. И. Беспятых, И. Е. Дикштейн, А. Д. Симонов

Исследовано рассеяние магнитостатических волн (МСВ) идеально проводящей полуплоскостью, расположенной на конечном расстоянии от поверхности ферритовой пленки. Для произвольных направлений поля подмагничивания и волнового вектора падающей МСВ методом сопряжения получено решение интегрального уравнения, связывающего магнитную индукцию и поверхностный ток в плоскости проводящего экрана. Показано, что коэффициенты отражения и прохождения МСВ по энергии в общем случае выражаются в виде произведения дробно-линейных функций действительных корней дисперсионных соотношений для МСВ в ферритовой пленке без проводящего экрана и в ферритовой пленке с бесконечным проводящим экраном. Установлено, что при определенных ориентациях поля подмагничивания и полного вектора падающей МСВ модуль коэффициента отражения достигает величины порядка единицы. Поскольку дисперсионные поверхности для МСВ в ферритовых пленках с бесконечным проводящим экраном могут иметь особенности типа складки, то в системе возможны явления, аналогичные двулучепреломлению и двулучестражению на границе раздела двух анизотропных сред. Установлено, что наличие складки на дисперсионной поверхности для поверхностных МСВ может приводить к полному внутреннему отражению поверхностной МСВ даже при нормальном падении ее на край проводящей полуплоскости.

1. В последнее время вопросам распространения и возбуждения медленных волн, в частности магнитостатических волн (МСВ) в ферритовых пленках, уделяется большое внимание (см., например, [1]). Распространение поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в касательно намагниченной ферритовой пленке, на поверхности которой без зазора лежит металлическая полуплоскость (или полоска) с краем, ориентированным параллельно полю подмагничивания, исследовалось в ряде работ [2-6]. В [2, 6] методом сопряжения рассчитывалось отражение ПМСВ при нормальном падении на край идеально проводящей полуплоскости. Было установлено, что коэффициент отражения ПМСВ  $R$  при нормальном падении всегда мал ( $|R| \leq 1/9$ ). В [4] с помощью метода возмущения анализировался коэффициент отражения ПМСВ от металлической полоски с толщиной, много меньшей толщины скин-слоя. Для объемных магнитостатических волн (ОМСВ) удалось вычислить лишь парциальный коэффициент отражения основной моды для нормально намагниченной ферритовой пленки с идеально проводящей полуплоскостью, лежащей на ее поверхности без зазора [3].

Целью данной работы является исследование рассеяния МСВ в ферритовой пленке на крае идеально проводящей полуплоскости, расположенной на конечном расстоянии от поверхности пленки, при произвольном направлении поля подмагничивания и волнового вектора падающей МСВ. В приближении магнитостатики методом сопряжения получено решение интегрального уравнения, связывающего магнитную индукцию и поверхностный ток в плоскости проводящего экрана. Показано, что энергетические коэффициенты отражения и прохождения МСВ в общем случае выражаются в виде произведения дробно-линейных функций действительных корней дисперсионных соотношений для МСВ в ферритовой пленке без проводящего экрана и в пленке с бесконечным проводящим экраном. Метод расчета позволяет вычислить коэффициенты отра-

жения и прохождения медленных электростатических волн и поляритонов в анизотропных полупроводниках и диэлектриках с проводящей полуплоскостью.

2. Пусть параллельно поверхности ферритовой пленки толщиной  $d$  на расстоянии  $h$  от нее расположена идеально проводящая полуплоскость  $y > 0$  (рис. 1). Ферритовая пленка намагничена до насыщения постоянным внешним полем  $H_0$ , ориентация которого относительно плоскости пленки и края проводящей полуплоскости произвольна. Для рассматриваемого нами случая распространения медленных волн применимо приближение магнитостатики. Поскольку система однородна по координате  $z$ , то магнитостатический потенциал  $\psi$  и поверхностный ток  $\mathbf{J}$  можно считать зависящими от  $z$  как  $\exp(ik_z z)$ :  $\Psi(x, y, z) = \tilde{\Psi}(x, y) \exp(ik_z z)$ ,  $\mathbf{J}(x, y, z) = \sim(x, y) \exp(ik_z z)$ . По аналогии с [2] задачу о распространении МСВ в ферритовой пленке с проводящей полуплоскостью сведем к задаче сопряжения [7]. Из решения уравнений магнитостатики совместно с граничными условиями на поверхностях  $x=0$ ,  $x=-d$ ,  $x=h$  следует, что величины  $X^+(k_y) = -i\tilde{\delta}_x(x=h, k_y)$ ,  $X^-(k_y) = 4\pi/c \tilde{J}_x(x=h, k_y)$  на контуре интегрирования  $L$  в комплексной плоскости  $k_y$  связаны уравнением

$$X^+(k_y) = G(k_y) X^-(k_y), \quad (1)$$

где  $\tilde{\delta}_x(x=h, k_y)$  и  $\tilde{J}_x(x=h, k_y)$  — Фурье-образы  $x$ -компоненты амплитуды магнитной индукции  $\tilde{\delta}_x(x, y)$  и  $z$ -компоненты поверхностного тока  $\tilde{J}_x(x, y)$  на поверхности  $x=h$  соответственно, определяемые соотношением типа

$$\tilde{\delta}_x(x=h, k_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\delta}_x(x=h, y) \exp(-iky) dy,$$

$$G(k_y) = \frac{|k|}{k_y} \frac{\tilde{D}(k_y)}{D(k_y)}, \quad \tilde{D}(k_y) = e^{-|k|h} [(\mu_{xm} k_m^{(2)} + i|k|)(\mu_{xn} k_n^{(1)} \operatorname{ch}|k|h - i|k| \operatorname{sh}|k|h) - (\mu_{xm} k_m^{(1)} + i|k|)(\mu_{xn} k_n^{(2)} \operatorname{ch}|k|h - i|k| \operatorname{sh}|k|h) e^{i(k_{x2} - k_{x1})d}],$$

$$D(k_y) = (\mu_{xm} k_m^{(2)} + i|k|)(\mu_{xn} k_n^{(1)} - i|k|) - (\mu_{xm} k_n^{(1)} + i|k|)(\mu_{xn} k_n^{(2)} - i|k|) e^{i(k_{x2} - k_{x1})d},$$

$$\mathbf{k}^{(1,2)} = \{k_{x1,2}, k_y, k_z\}, \quad \mathbf{k} = \{k_y, k_z\}, \quad |k| = (k_y^2 + k_z^2)^{1/2},$$

$$k_{x1,2} = Q_1 \pm iQ_2, \quad Q_1 = -[(\mu_{xy} + \mu_{yx})k_y + (\mu_{xz} + \mu_{zx})k_z] / (2\mu_{xx}),$$

$$Q_2 = \{4\mu_{xx}[\mu_{yy}k_y^2 + \mu_{zz}k_z^2 + (\mu_{yz} + \mu_{zy})k_y k_z] - [(\mu_{xy} + \mu_{yx})k_y + (\mu_{xz} + \mu_{zx})k_z]^2\}^{1/2} / (2\mu_{xx}),$$

где  $\hat{\mu}$  — тензор магнитной проницаемости феррита,  $c$  — скорость света в вакууме; уравнения

$$\tilde{D}(k_y) = 0, \quad (2)$$

$$D(k_y) = 0 \quad (3)$$

представляют собой дисперсионные соотношения для МСВ в ферритовой пленке с проводящей плоскостью  $x=h$  и в ферритовой пленке без проводящего экрана соответственно. Легко показать, что комплексные корни дисперсионных уравнений (2), (3) соответственно в плоскости  $k_y$  попарно сопряжены. Поскольку  $z$ -компоненты волновых векторов  $\mathbf{k}$  для падающей и рассеянных МСВ совпадают, то действительные корни дисперсионных уравнений (2) и (3) могут быть найдены как точки пересечения изочастотных кривых для МСВ с прямой, параллельной оси  $k_y$ , пересекающей ось  $k_z$  в точке  $k_z$ .

Перейдем для удобства в (1)–(3) к безразмерной переменной  $q = k_y d$ . Допустим, что число действительных корней  $\tilde{N}$  уравнения (2) и число действительных корней  $N$  уравнения (3) являются четными числами. Для этого случая введем следующие обозначения:  $\tilde{q}_n$  ( $n=1, 2, \dots, \tilde{N}/2$ ) — действительные корни уравнения (2), а  $q_m$  ( $m=1, 2, \dots, N/2$ ) — действительные корни уравнения (3), соответствующие МСВ с положительной проекцией групповой скорости на ось  $y$ ;  $\tilde{p}_n$  ( $n=1, 2, \dots, \tilde{N}/2$ ) — действительные корни уравнения (2), а  $p_m$  ( $m=1, 2, \dots, N/2$ ) — действительные корни уравнения (3), соответствующие МСВ

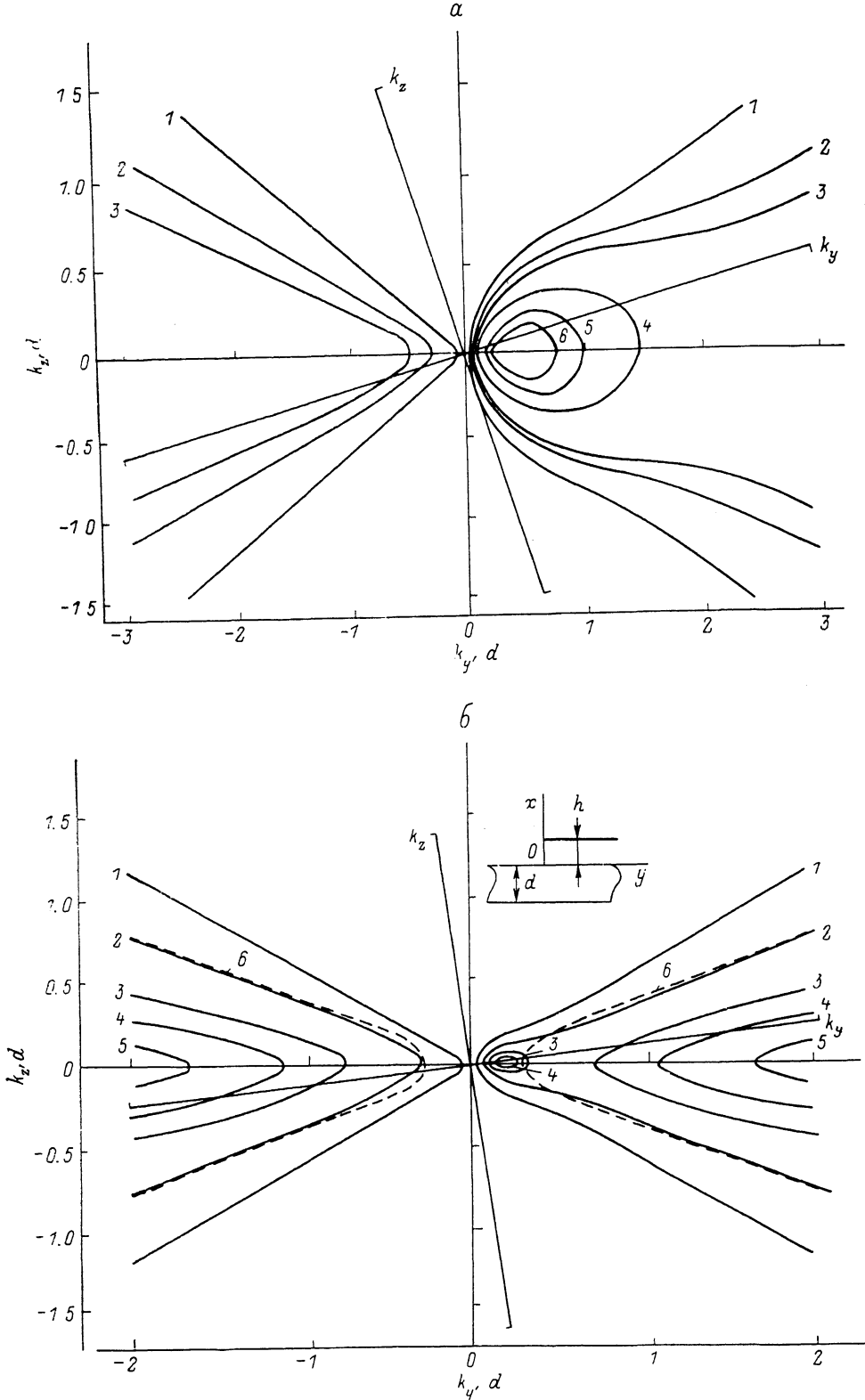


Рис. 1. Изочастотные кривые ПМСВ в системе координат  $(k_y, k_x)$ , связанной с полем подмагничивания, и в системе координат  $(k_y, k_x)$ , связанной с металлической полуплоскостью.

$H_0 = 3$  кЭ,  $4\pi M_0 = 1750$  Э,  $d = 10$  мкм.

а:  $h < h_k$ ,  $h = 10$  мкм;  $f$ , ГГц: 1 — 10.6, 2 — 10.7, 3 — 10.75, 4 — 10.95, 5 — 11.1, 6 — 11.2. б:  $h > h_k$ ,  $h = 40$  мкм;  $f$ , ГГц: 1 — 10.6, 2 — 10.7, 3 — 10.79, 4 — 10.82, 5 — 10.84, 6 — 10.7,  $h = \infty$ . На вставке дана геометрия задачи схематически.

с отрицательной проекцией групповой скорости на ось  $y$ ;  $\tilde{q}_n$  ( $n=N/2+1, \dots$ ) и  $q_m$  ( $m=N/2+1, \dots$ ) — соответственно комплексные корни уравнений (2) и (3) в верхней полуплоскости комплексного переменного  $q$ ;  $\tilde{p}_n$  ( $n=N/2+1, \dots$ ) и  $p_m$  ( $m=N/2+1, \dots$ ) — соответственно комплексные корни уравнений (2) и (3) в нижней полуплоскости. Для комплексных корней потребуем также выполнения условий  $\tilde{q}_n^* = \tilde{p}_n$  и  $q_n^* = p_n$ .

Будем искать решение однородной задачи сопряжения (1) в классе функций  $X(q)$ , ограниченных в точках  $q=0$  и  $q=\infty$ . При этом контур интегрирования  $L$  выбираем, исходя из предполагаемой структуры решения в дальней волновой зоне ( $y \rightarrow \pm\infty$ ). Как видно из (1), функция  $G(q)$  имеет полюс в точке  $q=0$ , так что  $X(q)$  ограничена лишь в случае, если контур интегрирования обходит точку  $q=0$  снизу. Кроме того, функция  $G(q)$  имеет точки ветвления  $q = \pm i|k_x|d$  и  $q=\infty$ , а также простые нули в точках  $\tilde{q}_n$  и  $\tilde{p}_n$  и простые полюса в точках  $q_m, p_m$ . Точка  $q=\infty$  контура  $L$  является неособенным узлом, поэтому из ограниченности решения вытекает следующее условие при  $q=\infty$ :

$$\arg G(+\infty) - \arg G(-\infty) = \pi. \quad (4)$$

Отметим, что нули функции  $Q_2(q)$  в (1) не являются точками ветвления, поскольку функция  $G(q)$  зависит от квадрата  $Q_2(q)$ .

Из физических соображений ясно, что все собственные магнитостатические моды в ферритовой пленке с проводящей полуплоскостью могут быть описаны решениями однородной задачи сопряжения класса 0 (индекс  $\kappa=0$ ).

Если из полупространства  $y < 0$  на проводящую полуплоскость падает МСВ с компонентой волнового вектора  $k_y = q_1/d$ , то в дальней зоне  $y \rightarrow -\infty$  должны существовать отраженные МСВ с компонентами волнового вектора  $k_y = p_i/d$  ( $i=1, \dots, N/2$ ), а в дальней зоне  $y \rightarrow +\infty$  — проходящие МСВ с компонентами волнового вектора  $k_y = \tilde{q}_j/d$  ( $j=1, \dots, N/2$ ). Поэтому контур интегрирования  $L$  в комплексной плоскости  $q$  выберем так, чтобы он обходил корни (2) и (3)  $q_1, p_1, \dots, p_{N/2}, \tilde{p}_1, \dots, \tilde{p}_{N/2}$  сверху, а корни  $q_2, \dots, q_{N/2}, \tilde{q}_1, \dots, \tilde{q}_{N/2}$  — снизу. С учетом условия (4) и условия обхода точки  $q=0$  индекс функции  $G(q)$  на контуре  $L$  оказывается равным нулю ( $\kappa=0$ ). Аналогичным образом выбирается контур интегрирования и в случае падения МСВ на край проводящей полуплоскости из полупространства  $y > 0$ .

Решение однородной задачи сопряжения (1) для класса функций  $X(q)$  с индексом  $\kappa=0$ , не имеющих особенностей в точке  $q=-i$ , имеет вид

$$X(q) = A \exp \Gamma(q), \quad (5)$$

$$\Gamma(q) = \frac{q+i}{2\pi i} \int_L \frac{dt \ln G(t)}{(t-q)(t+i)}, \quad (6)$$

где  $A$  — произвольная постоянная.

Поскольку значение постоянной  $A$  не влияет на описываемые ниже результаты, то положим  $A=1$ . Схема последующих вычислений во всех частных случаях одинакова, поэтому приведем ее лишь для случая падения на проводящую полуплоскость из полупространства  $y < 0$  МСВ с компонентой волнового вектора  $k_y = q_1/d$ . Для расчета  $X^\pm(q)$  перейдем в (6) от интегрирования по контуру  $L$  к интегрированию по контурам  $L^\pm$  (рис. 2). В результате получаем

$$\begin{aligned} X^+(q) &= \frac{q_1+i}{q_1-q} \prod_{n=1}^{\infty} \left( \frac{p_n+i}{p_n-q} \right) \prod_{m=1}^{\infty} \left( \frac{\tilde{p}_m-q}{\tilde{p}_m+i} \right) e^{\Omega^+(q)}, \\ X^-(q) &= iq \prod_{n=1}^{\infty} \left( \frac{\tilde{q}_n+i}{\tilde{q}_n-q} \right) \prod_{m=2}^{\infty} \left( \frac{q_m-q}{q_m+i} \right) e^{\Omega^-(q)}, \\ \Omega^\pm(q) &= \frac{q+i}{2\pi i} \int_{C^\pm} \frac{dt \ln G(t)}{(t-q)(t+i)}, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $C^+$  — часть контура  $L^+$ , огибающая точку ветвления  $-i|k_x|d$  и полюс подынтегрального выражения (6) в точке  $-i$ , а  $C^-$  — часть контура  $L^-$ , огибающая точку ветвления  $i|k_x|d$  (рис. 2). Особыми точками функции  $X^+(q)$

в нижней полуплоскости являются простые полюса в точках  $q_1$  и  $p_n$ , а также точки ветвления  $-i|k_z|d$  и  $-i\infty$ , соединенные вертикальным разрезом. Особыми точками функции  $X^-(q)$  в верхней полуплоскости являются простые полюса в точках  $\tilde{q}_n$  и точки ветвления  $i|k_z|d$ ,  $i\infty$ , соединенные вертикальным разрезом.

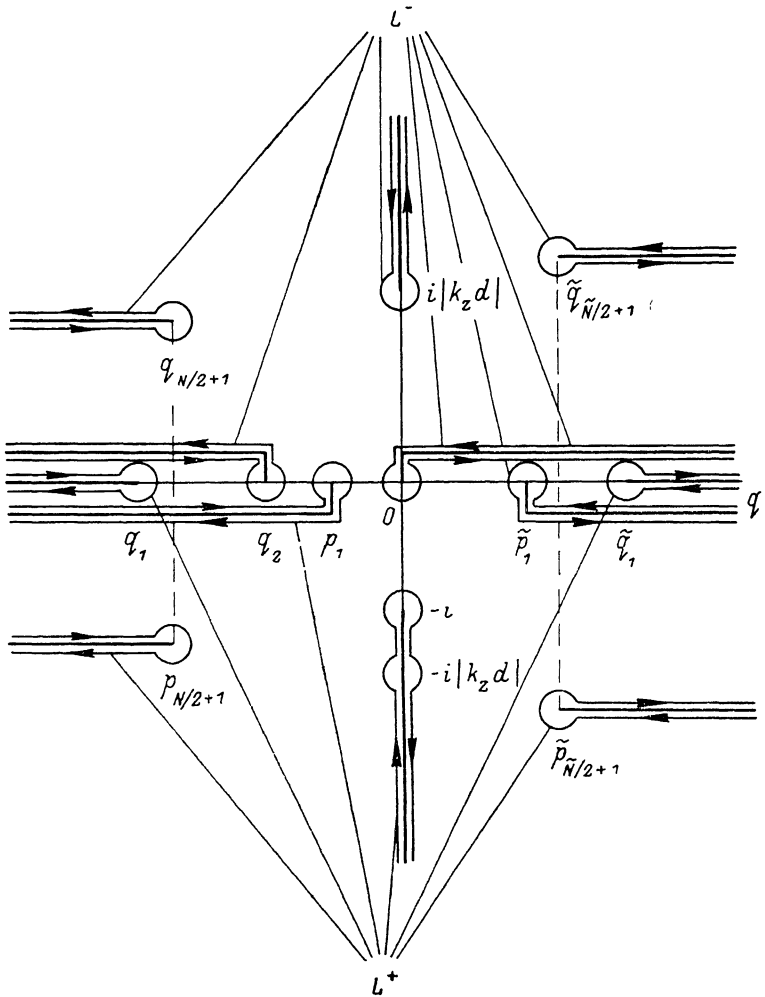


Рис. 2. Контуры интегрирования  $L^\pm$ .

Компонента магнитной индукции  $b_x(x=h, y, z)$  равна

$$b_x(x=h, y, z) = \frac{i}{2\pi d} \int_L dq X^+(q) \exp[i(qy/d + k_z z)] \quad (8)$$

и выражается в дальней зоне  $y \rightarrow -\infty$  через вычеты в полюсах (7) в точках  $q_1, p_1, \dots, p_{N/2}$ . Аналогичным выражением описывается компонента поверхностного тока  $J_z(x=h, y, z)$ , причем в дальней зоне  $y \rightarrow \infty$  она выражается через вычеты функции (7) в точках  $\tilde{q}_1, \dots, \tilde{q}_{N/2}$ . Определим парциальные коэффициенты отражения  $R_{ij}$  ( $i, j=1, \dots, N/2$ ) и прохождения  $T_{ij}$  ( $i=1, \dots, N/2; j=1, \dots, \tilde{N}/2$ ) в виде

$$R_{ij} = |\Pi_y(p_j)/\Pi_y(q_i)|, \quad (9)$$

$$T_{ij} = |\Pi_y(\tilde{q}_j)/\Pi_y(q_i)|, \quad (10)$$

где  $\Pi(p_j)$ ,  $\Pi(q_j)$ , и  $\Pi(\tilde{q}_j)$  — соответственно потоки энергии отраженной, проходящей и падающей МСВ.

Поскольку энергия в системе сохраняется, то парциальные коэффициенты отражения и прохождения связаны соотношением

$$\sum_{j=1}^{N/2} R_{ij} + \sum_{j=1}^{N/2} T_{ij} = 1. \quad (11)$$

Парциальный коэффициент отражения  $R_{11}$  выражается через отношение модулей амплитуд  $x$ -проекции магнитной индукции отраженной и падающей МСВ при  $x=h$ , которое равно

$$\left| \frac{\tilde{b}_{xp_1}(x=h)}{\tilde{b}_{xq_1}(x=h)} \right| = \left| \frac{\tilde{p}_1 - p_1}{\tilde{p}_1 - q_1} \prod_{n=2}^{\infty} \left( \frac{p_n - q_1}{\tilde{p}_n - q_1} \frac{\tilde{p}_n - p_1}{p_n - p_1} \right) \right| e^{\operatorname{Re}[\Omega^+(p_1) - \Omega^+(q_1)]}. \quad (12)$$

Правая часть (12) содержит в показателе экспоненты величину

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}[\Omega^+(p_1) - \Omega^+(q_1)] &= \operatorname{Re} g = \frac{g + g^*}{2} = \operatorname{Re} \left[ \frac{1}{2\pi i} \int_{C^+} dt \left( \frac{1}{t - p_1} - \frac{1}{t - q_1} \right) \ln G(t) \right] = \\ &= \frac{1}{4\pi i} \int_C dt \left( \frac{1}{t - p_1} - \frac{1}{t - q_1} \right) \ln G(t), \end{aligned} \quad (13)$$

где  $C$  — контур интегрирования в комплексной плоскости  $t$ , являющийся объединением контуров  $C^+$  и  $C^-$ , при этом направление обхода контура  $C^+$ , совпадает, а направление обхода контура  $C^-$  противоположно показанному на рис. 2. Замыкая  $C$  на бесконечности, сведем интеграл (13) к сумме интегралов по берегам разрывов в плоскости  $t$ , соединяющих точки ветвления  $0, q_i, p_i, \tilde{q}_j, \tilde{p}_j$  функции  $\ln G(t)$  с бесконечно удаленной точкой. Вычисляя эти интегралы, получаем выражение

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} g &= \frac{1}{2} \ln \left\{ \prod_{n=1}^{\infty} \left( \frac{\tilde{p}_n - q_1}{\tilde{p}_n - p_1} \frac{\tilde{q}_n - q_1}{q_n - p_1} \right) \prod_{m=2}^{\infty} \left( \frac{p_m - p_1}{p_m - q_1} \frac{q_m - p_1}{q_m - q_1} \right) \times \right. \\ &\quad \left. \times \frac{(p_1^2 + k_2^2 d^2)^{1/2}}{(q_1^2 + k_2^2 d^2)^{1/2}} \frac{\partial D / \partial q|_{q_1}}{\partial D / \partial q|_{p_1}} \frac{\tilde{D}(p_1)}{\tilde{D}(q_1)} \right\}, \end{aligned} \quad (14)$$

с помощью которого (12) приводится к виду

$$\begin{aligned} \left| \frac{b_{xp_1}(x=h)}{b_{xq_1}(x=h)} \right|^2 &= \left| \frac{(p_1^2 + k_2^2 d^2)^{1/2}}{(q_1^2 + k_2^2 d^2)^{1/2}} \frac{\partial D / \partial q|_{q_1}}{\partial D / \partial q|_{p_1}} \frac{\tilde{D}(p_1)}{\tilde{D}(q_1)} \prod_{n=1}^{N/2} \left( \frac{\tilde{p}_n - p_1}{\tilde{p}_n - q_1} \frac{\tilde{q}_n - q_1}{q_n - p_1} \right) \times \right. \\ &\quad \left. \times \prod_{m=2}^{N/2} \left( \frac{p_m - q_1}{p_m - p_1} \frac{q_m - p_1}{q_m - q_1} \right) \right|. \end{aligned} \quad (15)$$

Отметим, что вследствие попарной сопряженности комплексных корней (2), (3) отношение (15) зависит лишь от действительных корней (2), (3). Кроме того, (15) имеет особенности на частотах, при которых проекции на ось  $y$  групповых скоростей падающей  $\mathbf{V}(q_1)$  или отраженной  $\mathbf{V}(p_1)$  МСВ обращаются в нуль.

Парциальный коэффициент прохождения  $T_{11}$  выражается через модуль отношения амплитуды  $z$ -компоненты поверхностного тока проходящей МСВ к амплитуде  $x$ -компоненты магнитной индукции падающей МСВ, которое равно

$$\begin{aligned} \left| \frac{4\pi}{c} \frac{\tilde{J}_{z\tilde{q}_1}(x=h)}{\tilde{b}_{xq_1}(x=h)} \right|^2 &= \left| \frac{q_1^2}{(q_1^2 + k_2^2 d^2)^{1/2} (\tilde{q}_1^2 + k_2^2 d^2)^{1/2}} \frac{(p_1 - q_1)(\tilde{p}_1 - \tilde{q}_1)}{(\tilde{p}_1 - q_1)(p_1 - \tilde{q}_1)} \frac{\partial D / \partial q|_{q_1}}{\partial \tilde{D} / \partial q|_{\tilde{q}_1}} \times \right. \\ &\quad \left. \times \frac{D(\tilde{q}_1)}{\tilde{D}(q_1)} \prod_{n=2}^{N/2} \left( \frac{\tilde{q}_n - q_1}{\tilde{q}_n - \tilde{q}_1} \frac{\tilde{p}_n - \tilde{q}_1}{\tilde{p}_n - q_1} \right) \prod_{m=2}^{N/2} \left( \frac{q_m - \tilde{q}_1}{q_m - q_1} \frac{p_m - q_1}{p_m - \tilde{q}_1} \right) \right|. \end{aligned} \quad (16)$$

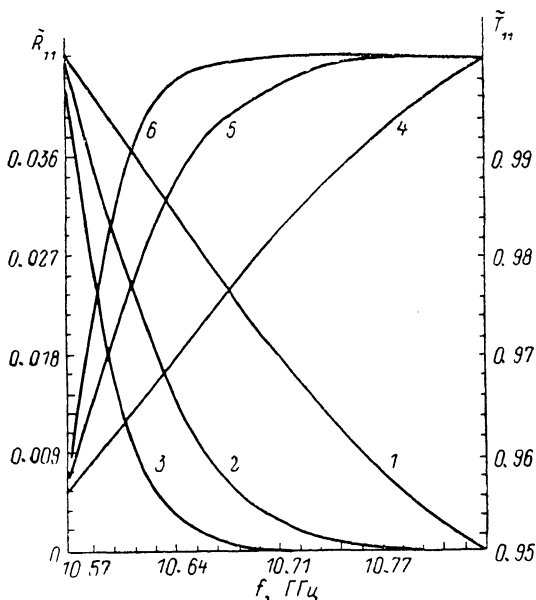
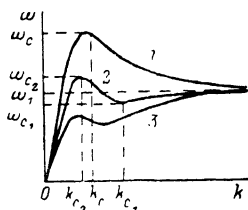
Подставляя (15), (16) в выражения для потоков энергии, представим коэффициенты  $R_{11}$  и  $T_{11}$  в следующем виде:

$$R_{11} = \left| \prod_{n=1}^{N/2} \left( \frac{\tilde{p}_n - p_1}{\tilde{p}_n - q_1} \frac{\tilde{q}_n - q_1}{q_n - p_1} \right) \prod_{m=2}^{N/2} \left( \frac{p_m - q_1}{p_m - p_1} \frac{q_m - p_1}{q_m - q_1} \right) \right|, \quad (17)$$

$$T_{11} = \left| \frac{(p_1 - q_1)(\bar{p}_1 - \bar{q}_1)}{(\bar{p}_1 - q_1)(p_1 - \bar{q}_1)} \prod_{n=2}^{N/2} \left( \frac{q_n - \bar{q}_1}{q_n - q_1} \frac{p_n - q_1}{p_n - \bar{q}_1} \right) \prod_{m=2}^{N/2} \left( \frac{\bar{q}_m - q_1}{\bar{q}_m - \bar{q}_1} \frac{\bar{p}_m - \bar{q}_1}{\bar{p}_m - q_1} \right) \right|. \quad (18)$$

Коэффициенты отражения  $R_{ij}$  получаются из (17) посредством замен  $q_1 \rightleftharpoons q_i$ ,  $p_1 \rightleftharpoons p_j$ , а коэффициенты прохождения  $T_{ij}$  получаются из (18) посредством замен  $q_1 \rightleftharpoons q_i$ ,  $\bar{q}_1 \rightleftharpoons \bar{q}_j$ . Отметим, что в (17), (18) фигурируют только действительные корни дисперсионных уравнений (2), (3).

Для того чтобы преобразовать выражения (9), (10) к виду (17), (18), необходимо проделаты громоздкие выкладки. Однако этот же результат можно полу-



чить с помощью простых рассуждений, которые проведем на примере вычисления  $R_{11}$ . Заметим, что зависимость (15) от действительных корней уравнений (2), (3), за исключением  $q_1$  и  $p_1$ , есть дробно-линейная функция. Если устремить все корни уравнений (2), (3), отличные от  $q_1$  и  $p_1$ , к бесконечности, то падающая МСВ с  $k_y = q_1/d$  преобразуется в отраженную МСВ с  $k_y = p_1/d$ , причем предельное значение  $R_{11}$  равно единице. Записывая  $R_{11}$  как отношение его к предельному значению, исключаем сложные зависимости выражения (15) и потоков энергии в (9) от  $q_1$  и  $p_1$  и приводим  $R_{11}$  к виду (17).

Рис. 3. Зависимость от частоты модуля парциальных коэффициентов отражения  $\tilde{R}_{11}$  (кривые 1—3) и прохождения  $\tilde{T}_{11}$  (кривые 4—6) для различных величин зазора  $h$ .

$H_0 = 3$  кЭ,  $4\pi M_0 = 1750$  Э,  $d = 10$  мкм.  $h$ , мкм: 1, 4 — 10, 2, 5 — 40, 3, 6 — 100. На вставке — качественные зависимости частоты от волновых чисел ПМСВ для различных значений  $h$ : 1 —  $h < h_k$ , 2 —  $h > h_k$ , 3 —  $h > h_k$ .

В случае если МСВ с компонентой волнового вектора  $k_y = \bar{p}_i/d$  падает на границу раздела из-под проводящей полуплоскости, то коэффициент отражения  $\tilde{R}_{ij}$  в МСВ с компонентой волнового вектора  $k_y = \bar{q}_j/d$  и коэффициент прохождения  $\tilde{T}_{ij}$  в МСВ с компонентой волнового вектора  $k_y = p_j/d$  могут быть получены соответственно из  $R_{ij}$  и  $T_{ij}$  с помощью замен  $p \rightleftharpoons \bar{q}$ ,  $q \rightleftharpoons \bar{p}$ ,  $N \rightleftharpoons \bar{N}$ .

Рассмотрим вначале распространение ПМСВ. Изочастотные кривые для ПМСВ в ферритовой пленке с бесконечно проводящим экраном, описываемым уравнением  $x=h$ , и без него представлены на рис. 1. Система координат  $x, y, z$  связана с проводящей полуплоскостью, а система координат  $x', y', z'$  — с полем подмагничивания ( $x' = x$ ,  $z' \parallel \mathbf{H}_{01}$ ,  $\mathbf{H}_{01}$  — проекция поля подмагничивания на плоскость ферритовой пленки). Принципиальной особенностью спектра ПМСВ в пленке с металлическим экраном является наличие складки на дисперсионной поверхности ПМСВ  $\omega = \omega(k)$  в определенном интервале величины зазора  $h$ . При этом в зависимости от частоты, направления поля подмагничивания и волнового вектора падающей ПМСВ возможны следующие варианты чисел действительных корней уравнений (2), (3): а)  $\bar{N} = 2$ ,  $N = 0$ ; б)  $\bar{N} = \bar{N} = 2$ ; в)  $\bar{N} = 4$ ,  $N = 2$ .

Формулы (17), (18) описывают отражение и прохождение ПМСВ в общем случае. Однако все особенности распространения ПМСВ проявляются уже при

ее нормальном падении на край проводящей полуплоскости ( $k_x=0$ ) в касательно намагниченной ферритовой пленке ( $H_0 \parallel z'$ ). Дисперсионные зависимости  $\omega = \omega(k_y)$  для ПМСВ в пленке с бесконечным экраном в этом случае представлены на вставке к рис. 3. При малых  $h$  (кривая 1) на этой зависимости имеет место экстремум в точке  $(\omega_c, k_c)$ , а при достаточно больших  $h$  (кривые 2, 3) — два экстремума в точках  $(\omega_{c1}, k_{c1})$  и  $(\omega_{c2}, k_{c2})$  (складка). С увеличением  $h$  величина  $\omega_{c2}$  уменьшается, и при некоторых значениях  $h > h_k$  величина  $\omega_{c2}$  лежит ниже верхнего предела области существования ПМСВ в ферритовой пленке без проводящего экрана  $\omega_1$  ( $\omega_{c2} < \omega_1$ ), где  $\omega_1 = \omega_H + \omega_M/2$ ,  $\omega_H = |\gamma| H_0$ ,  $\omega_M = 4\pi |\gamma| M_0$ ,  $\gamma$  — гиромангнитное отношение,  $M_0$  — намагниченность насыщения.

Зависимости парциальных коэффициентов отражения и прохождения от частоты представлены на рис. 3—5. При малых  $h$  в полосе частот  $\omega_1 < \omega < \omega_c$

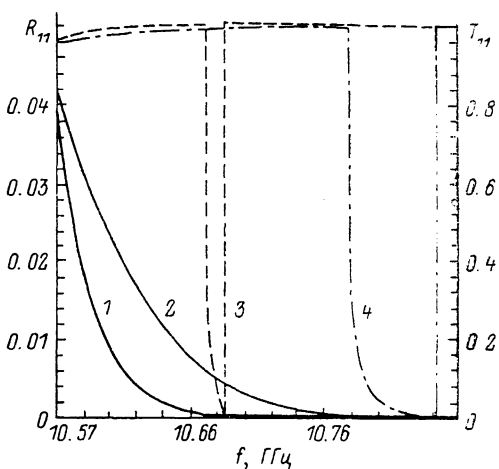
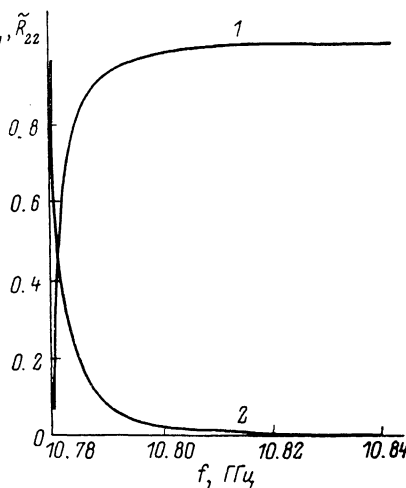


Рис. 4. Зависимость от частоты модуля парциальных коэффициентов отражения  $\tilde{R}_{22}$  (2) и  $\tilde{R}_{21}$  (1).

$H_0=3$  кЭ,  $4\pi M_0=1750$  Э,  $d=10$  мкм,  $h=40$  мкм.

Рис. 5. Зависимость от частоты модуля парциальных коэффициентов отражения  $R_{11}$  (1, 2) и прохождения  $T_{11}$  (3, 4) для различных величин зазора  $h$ .

$h$ , мкм: 1, 3 — 100, 2, 4 — 40.  $H_0=3$  кЭ,  $4\pi M_0=1750$  Э,  $d=10$  мкм.

реализуется вариант а, для которого  $\tilde{R}_{11}=1$ . В полосе частот  $\omega_0 < \omega < \omega_1$  ( $\omega_0 = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)}$ ) при всех  $h$  коэффициенты отражения  $R_{11}$  и  $\tilde{R}_{11}$  малы, а коэффициент прохождения  $\tilde{T}_{11}$  велик (рис. 3, 5, кривые 1, 2). В отсутствие зазора ( $h=0$ ) мы получаем результаты работы [2].

При  $h < h_k$  в полосе частот  $\omega_1 < \omega < \omega_{c2}$  реализуется вариант а, для которого  $\tilde{R}_{11}=1$ . В полосе частот  $\omega_{c1} < \omega < \omega_{c2}$  ( $\omega_{c1} < \omega < \omega_1$  при  $h < h_k$ ), где реализуется вариант в, имеет место двойное лучепреломление при падении ПМСВ на проводящую полуплоскость и двойное лучеотражение при падении ПМСВ на край полуплоскости из-под металла.<sup>1</sup> При падении на край проводящей полуплоскости ПМСВ с  $k_y = \tilde{p}_1/d$  из-под металла коэффициент отражения  $\tilde{R}_{12}$  мал, так как ПМСВ распространяется по поверхности пленки  $x=-d$  и интеграл перекрытия волновых функций падающей и отраженной ПМСВ мал. Падающая же ПМСВ с компонентой волнового вектора  $k_y = \tilde{p}_2/d$ , распространяющаяся по поверхности пленки  $x=0$ , может эффективно трансформироваться в ПМСВ с  $k_y = \tilde{q}_1/d$  или  $\tilde{q}_2/d$ , поскольку интеграл перекрытия волновых функций

<sup>1</sup> Из-за образования складки на дисперсионной поверхности ПМСВ могут иметь место точки, в которых кривизна этой поверхности обращается в нуль. Вследствие этого при распространении ПМСВ в ферритовой пленке с бесконечным проводящим экраном, расположенным на расстоянии  $h$  от нее, возможна фокусировка ПМСВ, причем эта фокусировка отлична, вообще говоря, от рассмотренной в [8].



падающей и отраженной ПМСВ может быть велик. Сумма  $\tilde{R}_{21}$  и  $\tilde{R}_{22}$  практически равна единице в полосе частот  $\omega_{c_1} < \omega < \omega_{c_2}$  ( $\omega_{c_1} < \omega < \omega_1$  при  $h < h_k$ ), причем  $\tilde{R}_{21} = 1$  при  $\omega = \omega_{c_2}$  для  $h > h_k$  и  $\tilde{R}_{22} = 1$  при  $\omega = \omega_{c_1}$  (рис. 4). Таким образом, при наличии зазора  $h$  в системе возможно полное внутреннее отражение уже при нормальном падении ПМСВ на неоднородность. Коэффициенты прохождения  $T_{11}$ ,  $T_{12}$  также имеют особенности в диапазоне частот  $\omega_{c_1} < \omega < \omega_{c_2}$  (рис. 5, кривые 3, 4).

Поскольку в системе возможно полное внутреннее отражение для ПМСВ падающей из-под металла и аномалии коэффициентов прохождения при падении ПМСВ на металл (рис. 5, кривые 3, 4), то металлический полосок конечной ширины, расположенный вблизи поверхности ферритовой пленки, может выполнять функцию резонатора для ПМСВ с  $k_z = 0$  (или волновода для ПМСВ с  $k_z \neq 0$ ). В случае, когда поле подмагничивания не лежит в плоскости ферритовой пленки, зависимости  $R_{ij}(\omega)$ ,  $T_{ij}(\omega)$ ,  $R_{ij}(\omega)$ ,  $T_{ij}(\omega)$  не имеют качественных отличий от соответствующих зависимостей для случая касательного поля подмагничивания.

В области частот ОМСВ в зависимости от ориентации поля подмагничивания  $H_0$  номера моды и направления волнового вектора падающей ОМСВ числа действительных корней  $\tilde{N}$  и  $N$  могут быть как конечными, так и бесконечными. Не приводя здесь из-за недостатка места зависимости коэффициентов отражения и прохождения ОМСВ от направления  $H_0$ , частоты и направления  $k$ , заметим только, что в этом случае существует интервал углов наклона  $\theta$  поля  $H_0$  к плоскости пленки, в котором изочастотные кривые для мод с фиксированным номером имеют точки перегиба. При этом возникают особенности распространения ОМСВ, аналогичные особенностям распространения ПМСВ, связанным с возникновением складок на соответствующих дисперсионных поверхностях ПМСВ. Проведенное рассмотрение применимо, если длина МСВ  $\lambda \gg \Delta \gg \Lambda$ , где  $\Delta$  — толщина металлической пленки,  $\Lambda = c \sqrt{2\pi\sigma\omega}$  — глубина скин-слоя,  $\sigma$  — проводимость металла, так как в противном случае неоднородность нельзя считать сингулярной. Здесь не учитывалось рассеяние МСВ в спиновые и электромагнитные волны, а также собственное затухание МСВ. Влиянием неоднородного обмена можно пренебречь при условиях  $d \gg \alpha^{1/2}$ ,  $\alpha^{1/2} |k| \ll 1$  ( $\alpha$  — константа неоднородного обмена в ферритовой пленке). Рассеянием в длинные электромагнитные волны при условии  $|k| \gg \omega/c$  также можно пренебречь. Наконец, учет слабого собственного затухания МСВ мало меняет полученные результаты в области частот, где проекции групповых скоростей МСВ на нормаль к границе раздела отличны от нуля. На тех же частотах, где проекция групповой скорости какой-либо МСВ  $y$  близка к нулю, правильные результаты могут быть получены только при учете затухания МСВ.

Авторы благодарят А. В. Вашковского за интерес к работе и полезное обсуждение ее результатов.

#### Литература

- [1] Тез. докл. региональной конференции «Спин-волновые явления электроники СВЧ». Краснодар, 1987. 209 с.
- [2] Вугальтер Г. А. // РИЭ. 1981. Т. 26. Вып. 7. С. 1382—1390.
- [3] Вугальтер Г. А. // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 9. С. 1778—1786.
- [4] Гуляев Ю. В., Никитов С. А., Плесский В. П. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 4. С. 799—801.
- [5] Курушин Е. П., Нефедов Е. И. Электродинамика анизотропных волноведущих структур. М.: Наука, 1983. 224 с.
- [6] Owens J. M., Smith C. V., jr., Lee S. N., Collins J. H. // IEEE Trans. Magn. 1978. Vol. MAG-14. N 5. P. 820—822.
- [7] Мухомлишвили Н. И. Сингулярные интегральные уравнения. М., 1962. 599 с.
- [8] Вашковский А. В., Гречушкин К. В., Стальмахов А. В., Тюлюкин В. А. // РИЭ. 1986. Т. 31. Вып. 4. С. 828—840.