

01;05;09

Распространение обратных поверхностных магнитостатических волн в структуре феррит–диэлектрик–металл, намагниченной линейно неоднородным магнитным полем

© В.И. Зубков, В.И. Щеглов

Институт радиотехники и электроники РАН,
141120 Фрязино, Московская область, Россия

(Поступило в Редакцию 19 мая 1997 г. В окончательной редакции 15 декабря 1997 г.)

Теоретически исследованы траектории и законы изменения величины и направления волнового вектора обратных поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) различных частот, распространяющихся в структурах феррит–диэлектрик–металл с различными толщинами диэлектрического слоя, намагниченных линейно неоднородным постоянным полем. Показано, что распространение и прямых, и обратных ПМСВ независимо от толщины диэлектрика в структуре происходит в волноведущем канале, на одной границе которого имеет место зеркальное отражение ПМСВ, а на другой — поворот направления распространения ПМСВ. Показано, что при распространении ПМСВ в неоднородном магнитном поле происходит преобразование прямой волны в обратную и при некоторых условиях преобразования обратной волны в прямую. Установлены особенности характеристик распространения обратных ПМСВ.

Возможность использования различных типов магнитостатических волн (МСВ) для создания твердотельных систем аналоговой обработки информации в СВЧ диапазоне (см., например, [1]) делает актуальным изучение дисперсии прямых и обратных поверхностных МСВ (ПМСВ), существующих в структурах феррит–диэлектрик–металл (ФДМ структурах). Дисперсия ПМСВ существенно зависит от толщины диэлектрического слоя [1–6] и может управляться, в частности, созданием неоднородного магнитного поля H_g (далее — поля H_g) на пути распространения ПМСВ [7–12]. Распространение прямых ПМСВ в ФДМ структуре, намагниченной одномерным линейно неоднородным постоянным полем H_g , изучено в [13]. Ниже приведены результаты исследования траекторий и законов изменения величины и направления волнового вектора \mathbf{k} обратных ПМСВ, распространяющихся в такой ФДМ структуре.

Рассмотрим бесконечную в плоскости yz ФДМ структуру, состоящую из ферритовой пленки (ФП) толщиной d , намагниченной до насыщения, идеально проводящего металлического слоя и диэлектрического слоя между ними толщиной s . Пусть плоскость $x = 0$ — поверхность ФП, ближайшая к металлическому слою ФДМ структуры, которая помещена в слабо неоднородное поле $\mathbf{H}_g = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_n$, где H_0 — однородное поле (далее — поле H_0), а H_n — неоднородная добавка к нему, которая много меньше поля H_0 и медленно меняется на длине ПМСВ. Тогда поле \mathbf{H}_0 можно считать одномерным [8–14] и для определенности направленным вдоль оси Oz и в случае линейной неоднородности записать в виде [13]

$$H_g = H_z(z) = H_0 + 4\pi M_0 z a^{-1} = 4\pi M_0 (\Omega_H + z a^{-1}), \quad (1)$$

где $\Omega_H = H_0(4\pi M_0)^{-1}$, $4\pi M_0$ — намагниченность насыщения ФП.

Линии уровня поля H_g в плоскости ФП представляют собой семейство прямых, параллельных оси Oy .

Пусть в ФДМ структуре распространяется ПМСВ с частотой $\omega_i = 2\pi f_i$, волновой вектор \mathbf{k} и групповая скорость \mathbf{v}_g которой направлены под углами φ и ψ к оси Oy . Поскольку $H_n \ll H_0$, то дисперсионное соотношение для ПМСВ в ФДМ структуре имеет тот же вид, что и для ПМСВ в поле H_0 [2,5], и может быть записано в виде суммы двух слагаемых, первое из которых — дисперсионное соотношение для ПМСВ в ФП, а второе — добавка к нему, обусловленная наличием диэлектрического и металлического слоев [13],

$$[\beta - 2\mu\alpha \operatorname{cth}(\alpha kd)] + (\beta + 2 - 2p\nu \cos \varphi) \exp(-2ks) = 0, \quad (2)$$

где $\alpha = [\mu^{-1} \sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi]^{1/2}$, $\beta = (\nu^2 - \mu^2 + \mu) \times \cos^2 \varphi - \mu - 1$, $\mu = 1 + \Omega_g(\Omega_g^2 - \Omega_i^2)^{-1}$, $\nu = \Omega_i \times (\Omega_g^2 - \Omega_i^2)^{-1}$, $\Omega_i = \omega_i(4\pi|\gamma|M_0)^{-1}$, $\Omega_g = H_g(4\pi M_0)^{-1}$, γ — гироманнитное отношение для электрона, $p = 1$ при распространении ПМСВ в плоскости $x = 0$ и $p = -1$ при распространении ПМСВ в плоскости $x = -d$, неоднородность поля H_g в (2) учтена подстановкой нужного значения из (1) в компоненты тензора магнитной проницаемости μ и ν .

Поскольку при $p = -1$ обратных ПМСВ не существует [4], то рассмотрим случай $p = 1$, когда в ФДМ структуре существуют как прямые ПМСВ (с положительной проекцией групповой скорости \mathbf{v}_g на направление фазовой скорости \mathbf{v}_{ph}), так и обратные ПМСВ (с отрицательной проекцией групповой скорости \mathbf{v}_g на направление фазовой скорости \mathbf{v}_{ph}). Соотношение (2) получено в магнитостатическом приближении, поэтому диэлектрическая проницаемость диэлектрического слоя в (2) не входит и этот слой тождествен вакуумному

зазору. При $s = \infty$ (2) переходит в дисперсионное соотношение для ПМСВ в ФП, а при $s = 0$ — в дисперсионное соотношение для ПМСВ в структуре феррит-металл (ФМ структуре). Ниже функциям, зависящим от s , присвоим индекс s , который будем заменять для ФП на ∞ и для ФМ структуры на 0.

Задача о распространении ПМСВ в ФП и ФДМ структуре, намагниченных полем H_g произвольного вида, решается по методу Гамильтона [11,12] и сводится к решению системы трех дифференциальных уравнений:

$$\frac{dk}{dy} = -k \left(\frac{\partial k}{\partial y} \cos \varphi + \frac{\partial k}{\partial z} \sin \varphi \right) \left(k \cos \varphi + \frac{\partial k}{\partial \varphi} \sin \varphi \right)^{-1},$$

$$\frac{d\varphi}{dy} = \left(\frac{\partial k}{\partial y} \sin \varphi - \frac{\partial k}{\partial z} \cos \varphi \right) \left(k \cos \varphi + \frac{\partial k}{\partial \varphi} \sin \varphi \right)^{-1},$$

$$\frac{dz}{dy} = \left(k \sin \varphi - \frac{\partial k}{\partial z} \cos \varphi \right) \left(k \cos \varphi + \frac{\partial k}{\partial \varphi} \sin \varphi \right)^{-1}, \quad (3)$$

где частные производные $\partial k/\partial y$, $\partial k/\partial z$ и $\partial k/\partial \varphi$ вычисляются из соотношения (2).

Начальные условия при решении уравнений (3) заданы в точке $y = z = 0$ и для ПМСВ с частотой Ω_i записываются в виде

$$\Omega = \Omega_i, \quad \varphi = \varphi_0, \quad H_g = H_0, \quad k = k_{0,i}, \quad (4)$$

где $k_{0,i}$ — находится из (2) при выполнении первых трех условий (4).

Знание траекторий ПМСВ $z(y)$ и зависимостей волнового числа $k(y)$ и угла $\varphi(y)$ от координаты y , полученное из решения (3), позволяет получить полное представление о распространении ПМСВ. Однако это решение, справедливое как для прямых, так и обратных ПМСВ, не различает тип волны. Поэтому при изучении распространения ПМСВ будем исследовать и изменение направления распространения энергии ПМСВ (направления групповой скорости \mathbf{v}_g), т.е. зависимости $\psi(y)$, которые определяются из траекторий ПМСВ $z(y)$, исходя из того, что касательные к $z(y)$ в каждой точке поверхности ФП совпадают с направлением групповой скорости \mathbf{v}_g . Одновременный анализ зависимостей $\varphi(y)$ и $\psi(y)$ позволяет судить о типе ПМСВ.

При использовании широкополосных преобразовательных возбуждаются преимущественно прямые ПМСВ с наименьшим значением $k_{y,i}$ [13]. Для возбуждения как прямых, так и обратной волн необходимы отдельные узкополосные преобразователи, каждый из которых возбуждает ПМСВ со своим значением $k_{y,i}$ ($k_{yf,i}$ — для прямых и $k_{yb,i}$ — обратных волн).

При распространении ПМСВ с заданной частотой Ω_i в поле H_g проекция волнового вектора \mathbf{k} на линию уровня поля H_g сохраняется постоянной ($k_{y,i} = C_{f(b),i}(s)$), что ведет к изменению угла φ в пределах $-\varphi_{c,s} \ll \varphi < \varphi_{c,s}$ и росту волнового числа k с увеличением модуля φ [8-13].

Напомним свойства ПМСВ в поле H_g , вытекающие из (2) и условия $k_{y,i} = C_{f(b),i}(s)$ [13]. Частота нижней

границы Ω_l не зависит от угла φ , зазора s и $k_{y,i}$ и равна

$$\Omega_l = \sqrt{\Omega_g(\Omega_g + 1)}. \quad (5)$$

Частота верхней границы $\Omega_{u,s}(k_y, \varphi)$ зависит от угла φ , зазора s и $k_{y,i}$ и имеет максимальную величину при $\varphi = 0$ и $k_{y,i} = C_{f(b),i}(s)$, при этом ее наименьшее значение $\Omega_{u,\infty}(k_y, 0)$ при зазоре $s = \infty$ и наибольшее значение $\Omega_{u,0}(k_y, 0)$ при $s = 0$ равны [13]

$$\Omega_{u,\infty}(k_y, 0) = \sqrt{(\Omega_g + 0.5)^2 - 0.25 \exp(-2k_{u,i}d)}, \quad (6)$$

$$\Omega_{u,0}(k_y, 0) = \left\{ 1 + \sqrt{(3+4\Omega_g)^2 + 4\kappa_{-1}(1+\Omega_g) \times [(1+4\Omega_g) + \kappa_{-1}\Omega_g]} \right\} \times (2\kappa_{+1})^{-1}, \quad (7)$$

где $\kappa_{-1} = \text{cth } k_{y,i}d - 1$ и $\kappa_{+1} = \text{cth } k_{y,i}d + 1$.

При $k_{y,i} \rightarrow \infty$ (6) и (7) переходят в известные соотношения

$$\Omega_{u,\infty}(\infty, 0) = \Omega_g + 0.5, \quad (6a)$$

$$\Omega_{u,0}(\infty, 0) = \Omega_g + 1. \quad (7a)$$

ПМСВ существуют в интервале углов $\varphi = \pm\varphi_{c,s}$, где $\varphi_{c,s}$ — углы "отсечки" ограниченные пределами $\varphi_{c,\infty} \leq \varphi_{c,s} \leq \varphi_{c,0}$,

$$\varphi_{c,\infty} = \arccos \left\{ \left[\Omega_i + \sqrt{\Omega_i^2 - \Omega_g(\Omega_g + 1)} \right] (\Omega_g + 1)^{-1} \right\}, \quad (8)$$

$$\varphi_{c,0} = \arccos \sqrt{[\Omega_i^2 - \Omega_g(\Omega_g + 1)] (\Omega_g + 1)^{-1}}. \quad (9)$$

Положение верхней z_u и нижней $z_{l,s}(k_y)$ границ траекторий ПМСВ $z(y)$ на плоскости yOz определяется из следующих соображений. ПМСВ с заданными частотой Ω_i и углом φ_0 в поле H_g может распространяться только при изменении поля H_f от $H_{gl,s}(k_y)$ до H_{gu} ; $H_{gl,s}(k_y)$ и H_{gu} определяются из дисперсионного соотношения (2) при $\Omega_i = \text{const}$. Подставляя их в (1), рассчитывают границы z_u и $z_{l,s}(k_y)$, которые заключены в пределах $z_{l,\infty}(k_y) \leq z_{l,s}(k_y) \leq z_{l,0}(k_y)$, где z_u , $z_{l,\infty}(k_y)$ и $z_{l,0}(k_y)$ равны [13]

$$z_u = 0.5a \left(\sqrt{4\Omega_i^2 + 1} - 1 - 2\Omega_d \right), \quad (10)$$

$$z_{l,\infty}(k_y) = 0.5a \times \left(\sqrt{4\Omega_i^2 + \exp(-2k_{y,i}d)} - 1 - 2\Omega_g \right), \quad (11)$$

$$z_{l,0}(k_y) = 0.5a \left\{ \left[-1 + \sqrt{(2\kappa_{+1}\Omega_i - 1)^2 + \kappa_{+1}\kappa_{-1}} \right] \times (\kappa_{+1})^{-1} - 1 - 2\Omega_g \right\}. \quad (12)$$

Нижние границы $z_{l,s}(k_y)$ для прямых и обратных ПМСВ различны, поскольку значение $k_{y,f,i}$ для прямой волны отлично от значения $k_{f,b,i}$ для обратной волны.

Поскольку решение задачи о распространении ПМСВ в ФДМ структурах по методу Гамильтона [11,12] не различает прямых и обратных ПМСВ, то необходимо непосредственно анализировать дисперсионное соотношение для ПМСВ в ФДМ структурах (2). Дисперсионное соотношение (2) описывает дисперсионную поверхность $\Omega_s(k, \varphi)$ или $\Omega_s(k_y, k_z)$, где $k_y = k \cos \varphi$, $k_z = k \sin \varphi$ [2,6]. Вид поверхности $\Omega_s(k_y, k_z)$ деформируется с изменением зазора s . Существование обратных ПМСВ возможно, если выпуклости поверхности $\Omega_s(k_y, k_z)$ секутся плоскостью $\varphi = \varphi_0$, где угол φ_0 задан направлением распространения ПМСВ (возбуждающей ПМСВ антенной). Сложный вид поверхности $\Omega_s(k_y, k_z)$ заставляет анализировать ее с помощью различных сечений [6,10,14]. Полное представление о ней можно получить с помощью сечений плоскостью $k_z = 0$ (дисперсионная кривая $\Omega_s(k_y, 0)$) и набором плоскостей $\Omega_i = \text{const}$ (кривые $k_z(k_y)$ на плоскости волновых чисел ПМСВ). Обратные ПМСВ в принципе существуют, если кривая $\Omega_s(k_y, 0)$ имеет максимум, а кривые k_z, k_y — хотя бы одну касательную, проходящую через точку $k_y = k_z = 0$. Условия возбуждения на плоскости k_y, k_z описываются пересечением прямой, исходящей из начала координат под заданным углом φ_0 , с кривой $k_z(k_y)$, соответствующей полю H_g в месте возбуждения. Такое пересечение возможно в двух или трех точках. Перпендикуляры на ось k_y из точек пересечения определяют проекции волнового вектора $k_{y,f(b),i}$ для прямых и обратной волн, а перпендикуляры к касательным к кривым $k_z(k_y)$ в этих точках — направления переноса энергии ПМСВ (углы $\psi_{0f(b)}$). По соотношению углов φ_0 и ψ_0 можно утверждать, что первая и третья точки пересечения, нумеруемые от начала координат, соответствуют прямым волнам, а вторая точка пересечения — обратной волне.

Изучим дисперсионную поверхность $\Omega_s(k_y, k_z)$ в ФДМ структурах в поле H_g . Для возможного сравнения с экспериментом конкретизируем обобщенные переменные Ω_i , Ω_H , φ , kd , ks в (2) и дадим расчет дисперсионных поверхностей и характеристик распространения ПМСВ в ФДМ структурах с ФП из железиттриевого граната с намагниченностью насыщения $4\pi M_0 = 1750$ Gs и толщиной $d = 15 \mu\text{m}$ в поле H_g с $\Omega_H = 0.25$ и $a = 32$. Напомним, что в поле H_0 дисперсионные поверхности $\Omega_s(k_y, k_z)$ различны для ПМСВ в ФДМ структурах с малым ($s \leq s_b(\Omega_H)$) и большим ($s > s_b(\Omega_H)$) зазорами [6]. В поле H_g вид дисперсионных кривых $\Omega_s(k_y, 0)$ качественно такой же, как и в поле H_0 . В ФДМ структурах с малым зазором s дисперсионная кривая $\Omega_s(k_y, 0)$ начинается на частоте Ω_l , имеет максимум на частоте $\Omega_{u,s}(k_y, 0)$ и при $k \rightarrow \infty$ стремится к частоте $\Omega_{u,\infty}(\infty, 0)$. В ФДМ структурах с большим зазором s дисперсионная кривая $\Omega_s(k_y, 0)$ начинается на частоте Ω_l , имеет максимум на частоте $\Omega_{u,s}(k_y, 0)$, минимум на частоте $\Omega_{\text{min},s}(k_y, 0)$ и при $k \rightarrow \infty$ стремится к частоте $\Omega_{u,\infty}(\infty, 0)$ [6].

На рис. 1 приведены зависимости $k_z(k_y)$ для ПМСВ с частотой 3600 МГц в ФДМ структурах с малым зазором $s = d/3$ (рис. 1, *a*) и для ПМСВ с частотой 3650 МГц в ФДМ структуре с большим зазором $s = (5/3)d$ (рис. 1, *b*) в различных полях H_g (в поле $\Omega_H = 0.25$ зазор $s_b(\Omega_H) \approx (4/3)d$). Выбор значений поля H_g связан с характерными точками траекторий ПМСВ $z(y)$ (верхняя z_u и нижняя $z_{l,s}(k_y)$ границы по (10)–(12) и другие, объясняемые на рис. 2 и 5). Кривая $k_z(k_y)$ для поля $\Omega_H = 0.25$, в котором происходит возбуждение ПМСВ, сделана для наглядности штрихпунктиром.

Видно, что кривые $k_z(k_y)$ для ПМСВ в ФДМ структуре с малым зазором s похожи либо на эллипсы неканонического вида (кривые 1–3, как это имело место в поле H_0 для ПМСВ с частотами $\Omega_i > \Omega_{u,\infty}(\infty, 0)$ [6]), либо являются незамкнутыми кривыми, находящимися между двумя кривыми, похожими на гиперболы, и соответствующими зазорами $s = 0$ и ∞ (кривые 4–6, что имело место в поле H_0 для ПМСВ с частотами

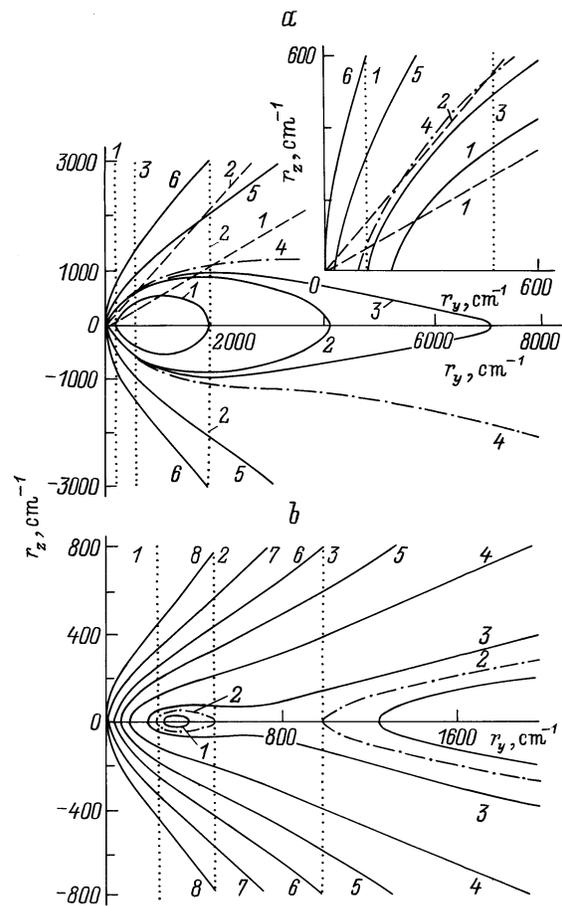


Рис. 1. Зависимости $k_z(k_y)$ для ПМСВ в ФДМ структуре: *a* — $f_i = 3600$ МГц, $s = d/3$, сплошные кривые — $H_g, \text{Ос}$: 1 — 278.4, 2 — 395, 3 — 410, 4 — 437.5, 5 — 611, 6 — 680; *b* — $f_i = 3650$ МГц, $s = 5d/3$, сплошные кривые — $H_g, \text{Ос}$: 1 — 433.8, 2 — 437.5, 3 — 445, 4 — 492.2, 5 — 546.9, 6 — 601.6, 7 — 656.2, 8 — 694. На вставке к рис. 1, *a* развернут квадрат со сторонами $(0-600)k_z$ и $(0-600)k_y$.

$\Omega_i < \Omega_{u,\infty}(\infty, 0)$ [6]). Это означает, что дисперсионная поверхность $\Omega_s(k_y, k_z)$ в поле H_g по сравнению с полем H_0 [6] расплывается. Изменение вида кривых $k_z(k_y)$ с уменьшением поля H_g качественно такое же, какое имеет место в поле H_0 с увеличением частоты ПМСВ. Исчезает характерная для поля H_0 связь между видом кривой $k_z(k_y)$ и частотным диапазоном и интервалами углов φ , в которых существуют ПМСВ [6]. Из вида кривых $\Omega_s(k_y, 0)$ и $k_z(k_y)$ следует, что в таких ФДМ структурах существуют одна прямая и одна обратная ПМСВ, при этом ПМСВ с одной и той же частотой Ω_i в малых полях H_g существуют в интервале углов $-\varphi_{c,0} < \varphi < \varphi_{c,0}$, а в больших полях H_g — в интервалах углов $-\varphi_{c,0} < \varphi < -\varphi_{c,\infty}$ и $\varphi_{c,\infty} < \varphi < \varphi_{c,0}$.

Кривые $k_z(k_y)$ для ПМСВ в ФДМ структуре с большим зазором s — или комбинация из фигуры, похожей на эллипс неканонического вида, и кривой, похожей на гиперболу и соответствующей зазору $s = \infty$ (кривые 1 и 2, как это имело место в поле H_0 для ПМСВ с частотой $\Omega_i \approx \Omega_{u,\infty}(\infty, 0)$ [6]), или незамкнутые кривые, находящиеся между двумя кривыми, похожими на гиперболы, соответствующие зазорам $s = 0$ и $s = \infty$ и имеющие выпуклость и вогнутость, которые с уменьшением зазора s сдвигаются по кривой, похожей на гиперболу, соответствующую зазору $s = \infty$, в сторону меньших значений k_y (кривые 3–8, что имело место в поле H_0 для ПМСВ с частотами $\Omega_i < \Omega_{u,\infty}(\infty, 0)$ [6]). Из вида кривых $\Omega_s(k_y, 0)$ и $k_z(k_y)$ следует, что в таких ФДМ структурах существуют две прямые и одна обратная волны, при этом ПМСВ с одной и той же частотой Ω_i в малых полях H_g существуют в интервале углов $-\varphi_{c,\infty} < \varphi < \varphi_{c,\infty}$, а в больших полях H_g — в интервалах углов $-\varphi_{c,\infty} - \delta\varphi_s < \varphi < -\varphi_{c,\infty}$ и $\varphi_{c,\infty} < \varphi < \varphi_{c,\infty} + \delta\varphi_s$, где $\delta\varphi_s > 0$ и $\delta\varphi_s \rightarrow 0$.

По кривым $k_z(k_y)$ можно изучать распространение ПМСВ. Возбуждение ПМСВ начинается в точках пересечения прямой, исходящей из начала координат под заданным углом φ_0 (штриховые прямые на рис. 1), с кривой $k_z(k_y)$, соответствующей полю H_g в месте возбуждения ПМСВ. Из точек пересечения строятся прямые $k_{y,i} = k_{y,f,i}$ и $k_{y,i} = k_{y,b,i}$, по которым движется конец волнового вектора \mathbf{k} при распространении ПМСВ в поле H_g . При этом конец волнового вектора \mathbf{k} попадает на кривые $k_z(k_y)$ для разных полей H_g , определяя точки траектории (по (1)), полную величину волнового числа k и углы φ и $\psi_{f(b)}$ в каждой точке траектории ПМСВ [10,14].

Из рис. 1, *a* видны два неизвестных ранее эффекта. Первый из них заключается в том, что прямая ПМСВ в ФДМ структурах с малым зазором s преобразуется в обратную в некотором поле H_g . Это следует из изменения кривых $k_z(k_y)$ (от кривых 1–4 ($H_g < H_{gfb}$) к кривым 5, 6 ($H_g > H_{gfb}$)), пересекаемых пунктирной прямой 1 ($k_y = k_{yf}$), проходящей через точку пересечения штриховой прямой 1, исходящей из начала координат под углом $\varphi_0 = 30^\circ$, с штрихпунктирной кривой $k_z(k_y)$ (рис. 1, *a* и вставку к нему). Этот эффект имеет место

для ПМСВ любых частот. Вторым эффектом является в том, что обратная ПМСВ, направленная под углом $|\varphi_0| = |\varphi_{c,s}| - |\delta\varphi_s|$, где $\delta\varphi_s \approx 0$, в ФДМ структурах с малым зазором s преобразуется в прямую в некотором поле H_{gbf} . Это следует из изменения кривых $k_z(k_y)$ (от кривых 2–6 ($H_g > H_{gbf}$) к кривой 1 ($H_g < H_{gbf}$)), пересекаемых пунктирной прямой 3 ($k_y = k_{yb}$), проходящей через точку пересечения штриховой прямой 2, исходящей из начала координат под углом $\varphi_0 = 50^\circ$, со штрихпунктирной кривой $k_z(k_y)$ (рис. 1, *a* и вставка к нему). Этот эффект тоже имеет место для ПМСВ любых частот. Обратная при $|\varphi_0| < |\varphi_{c,s}|$ ПМСВ всегда остается обратной волной (см. изменение кривых $k_z(k_y)$, пересекаемых пунктирной прямой 2 $k_y = k_{yb}$). Из рис. 1, *b* следует, что указанные эффекты имеют место и для ПМСВ в ФДМ структурах с большим зазором s . Первый эффект выражен тем заметнее, чем меньше угол $|\varphi_0|$ (на рис. 1, *b* $\varphi_0 = 0$ и штриховые прямые совпадают с осью k_y). Видно, что первая прямая ПМСВ преобразуется в обратную волну в меньших полях H_g , чем вторая прямая ПМСВ (ср. пересечение пунктирными прямыми 1 и 3 кривых $k_z(k_y)$). Вторым эффектом проявляется лишь в тех случаях, когда кривая $k_z(k_y)$ для поля H_g , в котором происходит возбуждение ПМСВ, неразрывна и в примере на рис. 1, *b* не имеет места.

Как известно [12,13,15], ПМСВ в ФДМ структуре, намагниченной линейно неоднородным полем H_g , распространяются в волноведущем канале первого типа, который характеризуется тем, что ПМСВ достигают обеих границ: $z_{l,s}(k_y)$, и z_u . На границе $z_{l,s}(k_y)$ происходит поворот направления распространения ПМСВ, а на границе z_u — зеркальное отражение ПМСВ. Это справедливо как для прямых, так и для обратных ПМСВ. Поведение ПМСВ на границах определяет вид траектории $z(y)$ и зависимостей $\psi(y)$, $k(y)$ и $\varphi(y)$. Из соображений, изложенных в [12—15], следует, что при распространении ПМСВ в волноведущем канале первого типа траектории $z(y)$ и зависимости $\psi(y)$, $k(y)$ и $\varphi(y)$ представляют собой периодические функции с одинаковым периодом L_y , различным для прямых (L_{yf}) и обратных (L_{yb}) волн. Вид особых точек на краях периода L_y определяется законом зеркального отражения на границе z_u : это точки излома у траекторий ПМСВ $z(y)$ и функций $k(y)$ и точки разрыва у функций $\psi(y)$ и $\varphi(y)$ [12,13], координаты которых $y = y_{sp,n}$ (n — номер особой точки) совпадают между собой. Периоды L_{yf} и L_{yb} проще всего определять по траекториям ПМСВ $z(y)$ как расстояние по оси Oy между двумя отражениями ПМСВ от границы z_u . Поворот направления распространения ПМСВ на границе $z_{l,s}(k_y)$ обуславливает появление минимумов у функций $z(y)$ и $k(y)$ при $y = y_{e,n}$ (n — номер точек минимума) и точек $y_{\varphi n}$ и $y_{\psi n}$, в которых $\varphi(y) = 0$ и $\psi(y) = 0$ для прямых ПМСВ и $\varphi(y) = 180^\circ$ для обратных ($y = y_{e,n} = y_{\varphi n} = y_{\psi n}$). Функции $z(y)$ и $k(y)$ симметричны относительно прямых, параллельных оси ординат и проходящих через точки $y = y_{e,n}$. Функции $\varphi(y)$ и $\psi(y)$ симметричны относительно поворота на 180° вокруг точек $y = y_{e,n}$, $\varphi = 0$ и $y = y_{e,n}$, $\psi = 0$

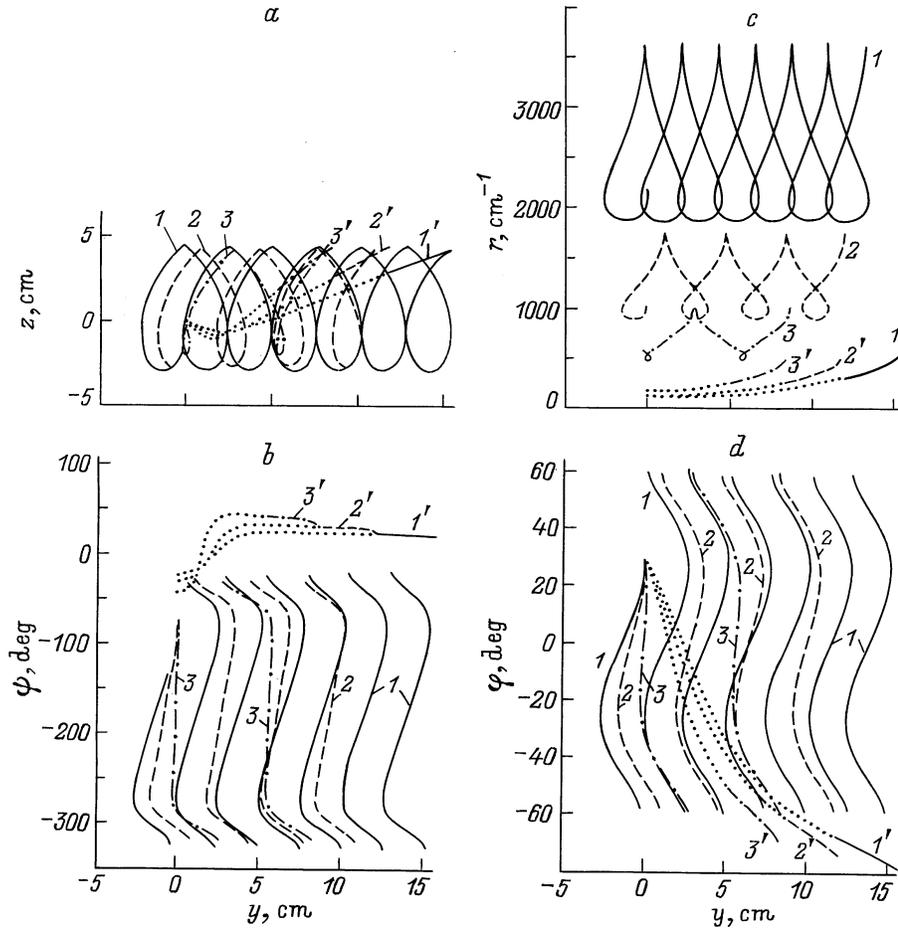


Рис. 2. Траектории ПМСВ (кривые 1'–3') $z(y)$ (а) и зависимости $\psi(y)$ (б), $k(y)$ (с) и $\varphi(y)$ (д) для ПМСВ с частотой $f_i = 3600$ МГц в ФДМ структурах: 1 (сплошная) — $s = d/3$, 2 (штриховая) — $2d/3$, 3 (штрихпунктир) — d .

для прямых ПМСВ и $\psi(y) = 180^\circ$ для обратных. При $0 \leq \varphi_0 \leq \varphi_{c,s}$ начало первого периода функций сдвинуто относительно начала координат на $y_0 < 0$.

На рис. 2–5 приводятся характеристики распространения ПМСВ. Поскольку имеет место преобразование прямых ПМСВ в обратные и наоборот, то на рис. 2–5 участки характеристик, которые соответствуют прямым ПМСВ, выделены пунктиром, а участки характеристик, которые соответствуют обратным ПМСВ на рис. 3–5, показаны сплошной линией. Характеристики прямых (в точке возбуждения) ПМСВ совпадают с приведенными в [13].

На рис. 2 приведены траектории ПМСВ $z(y)$ (а) и зависимости $\psi(y)$ (б), $k(y)$ (с) и $\varphi(y)$ (д) для ПМСВ с частотой $f_i = 3600$ МГц, распространяющихся в ФДМ структурах с различными зазорами s ($s \leq s_b$), при $\varphi_0 = 30^\circ$. Точкой начала траекторий ПМСВ является точка $y = 0, z = 0$. Траектории обратных ПМСВ похожи на удлиненную циклоиду, отличаясь от нее тем, что вершины являются точками излома. С ростом зазора s площадь каждой из петель удлиненной циклоиды и протяженность петли в пределах периода L_{yb} уменьшаются.

Между видом траектории ПМСВ $z(y)$ и видом кривых $k_z(k_y)$ на рис. 1, а существует корреляция. На рис. 1, а кривые $k_z(k_y)$ построены для полей H_g , соответствующих следующим характерным точкам на траектории ПМСВ: началу координат (кривая 4); точкам, в которых $\psi = 90^\circ$ и -270° (кривая 2); точке минимума траектории (кривая 1); точке самопересечения траектории (кривая 5) и точке, близкой к точке излома (кривая 6). Видно, что наличие петель на траектории обусловлено пересечением прямой $k_{y,i} = k_{yb,i}$ (пунктирная прямая 2 на рис. 1, а) с кривыми $k_z(k_y)$, похожими на эллипсы неканонического вида. Минимум траектории соответствует касанию прямой $k_{y,i} = k_{yb,i}$ с кривой $k_z(k_y)$ (кривая 1), похожей на эллипс неканонического вида. В точках траектории, где $\psi = -90^\circ$ и -270° , прямая $k_{y,i} = k_{yb,i}$ пересекает кривую $k_z(k_y)$, похожую на эллипс неканонического вида (кривая 2), в точках, где $k_z(k_y)$ имеет горизонтальные касательные. Прямая $k_{y,i} = k_{yb,i}$ пересекает незамкнутую кривую $k_z(k_y)$ (кривая 6) в точке, где прямая, проведенная в эту точку из начала координат, наклонена к оси k_y под углом $\varphi_{c,\infty}$, что соответствует на траектории точке излома. Зависимость $k(y)$ в пределах периода L_{yb}

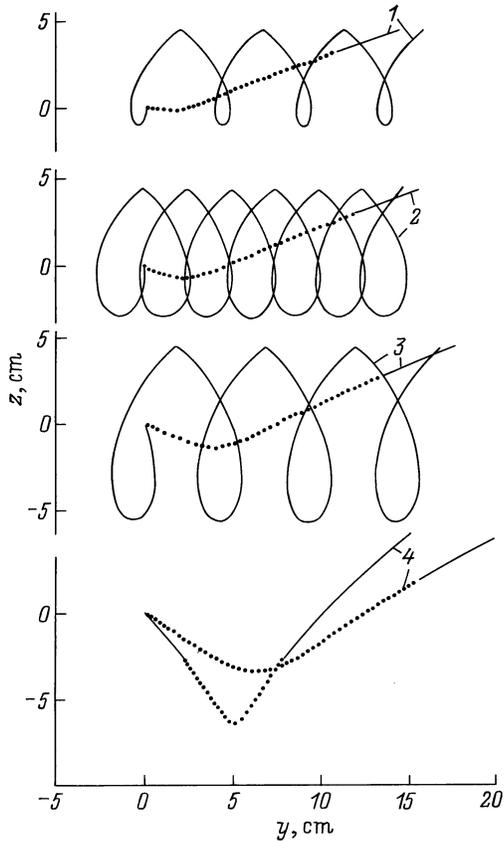


Рис. 3. Траектории ПМСВ $z(y)$ в ФДМ структуре при различных углах φ_0 : 1 — 20, 2 — 30, 3 — 40, 4 — 50, $s = d/3$.

похожа на цепную линию с присоединенной в вершине петель, при этом с увеличением зазора s площадь петли уменьшается. Функции $\varphi(y)$ и $\psi(y)$ в пределах периода L_{yb} имеют по две вертикальных касательных, при этом с увеличением зазора s расстояние по y между вертикальными касательными уменьшается. Период L_{yb} для обратных ПМСВ всегда меньше периода прямых ПМСВ L_{yf} и отношение $L_{yb}L_{yf}^{-1}$ тем меньше, чем меньше зазор s . Характеристики прямых и возбужденных ими обратных ПМСВ качественно похожи на таковые для прямых ПМСВ в ФП [12].

На рис. 3 приведены траектории ПМСВ $z(y)$ для ПМСВ с частотой $f_i = 3600$ МГц, распространяющихся на ФДМ структуре с зазором $s = d/3$, при углах φ_0 в интервале от $|\varphi_{c,\infty}| = 14.3^\circ$ до $|\varphi_{c,s}| = 52^\circ$, когда существуют и прямые и обратные ПМСВ (в этом легко убедиться по рис. 1, а). Качественно траектории ПМСВ $z(y)$ имеют тот же вид, что и на рис. 2. Вид зависимостей $\psi(y)$, $k(y)$ и $\varphi(y)$ однозначно связан с видом траектории ПМСВ $z(y)$. Если совпадает вид траекторий ПМСВ для каких-либо наборов параметров f , s , φ , то будет совпадать и вид зависимостей $\psi(y)$, $k(y)$ и $\varphi(y)$. Поэтому о зависимостях $\psi(y)$, $k(y)$ и $\varphi(y)$ при изменении угла φ можно качественно судить по рис. 2 и они не приводятся. Траектории $z(y)$ имеют петлю, при этом при

некотором угле φ_0 ширина петли относительно периода L_{yb} имеет максимум (ср. кривые 1 и 3 с кривой 2). В зависимости от ширины петли траектории ПМСВ $z(y)$ и зависимости $\psi(y)$, $k(y)$ и $\varphi(y)$ ведут себя так же, как на рис. 2. Исключением являются характеристики ПМСВ для угла $\varphi_0 = 50^\circ$. Это связано с тем, что при угле $\varphi_0 \approx \varphi_{c,s}$ обратные ПМСВ при распространении в сторону меньших значений поля H_g на малых расстояниях y преобразуются в прямые (кривые 4), что видно из вставки на рис. 1, а по изменению кривых $k_z(k_y)$, пересекаемых пунктирной прямой 3. Траектории обратных и возбужденных ими прямых ПМСВ качественно похожи на таковые для ПМСВ в ФП [12].

На рис. 4 приведены траектории ПМСВ $z(y)$ для ПМСВ с различными частотами, распространяющихся в ФДМ структуре с зазором $s = d/3$, при угле $\varphi_0 = 30^\circ$ (соответствие между видом зависимостей $\psi(y)$, $k(y)$ и $\varphi(y)$ и траекторий ПМСВ такое же, как и на рис. 2). Видно, что период L_{yb} имеет минимум для обратной ПМСВ, частота которой равна $\Omega_{u,\infty}(\infty, 0)$. Для этой же ПМСВ петли на траектории и зависимости $k(y)$ имеют наибольшую протяженность, а расстояние между

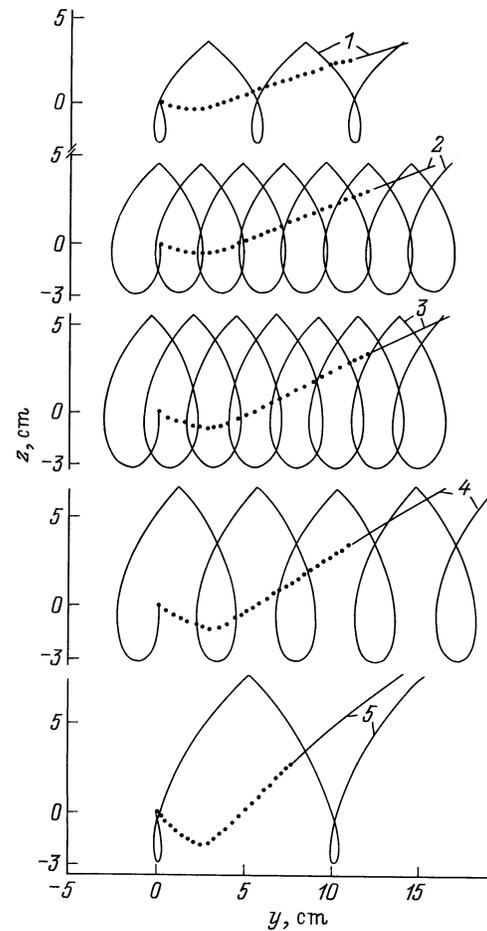


Рис. 4. Траектории обратных ПМСВ $z(y)$ для ПМСВ с различными частотами в ФДМ структуре: $s = d/3$; 1 — $f = 3400$, 2 — 3600, 3 — 3800, 4 — 4000, 5 — 4200 МГц.

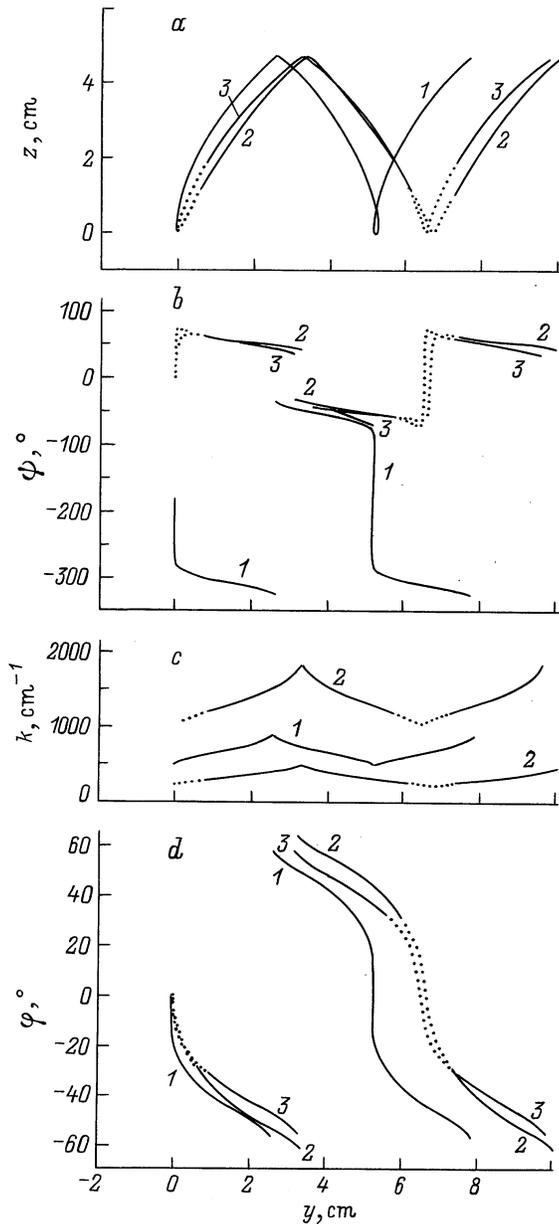


Рис. 5. Траектории ПМСВ $z(y)$ (а) и зависимости $\psi(y)$ (б), $k(y)$ (с) и $\varphi(y)$ (д) для ПМСВ в ФДМ структуре: $s = (5/3)d$; 1 — обратная волна, 2 — первая "прямая" волна, 3 — вторая "прямая" волна.

вертикальными касательными на зависимостях $\psi(y)$, $k(y)$ максимально. В связи с возможностью преобразования прямых ПМСВ в обратные сравнением с [13] легко убедиться, что описанный в [13] эффект фокусировки имеет место действительно только для прямых ПМСВ. Для обратных ПМСВ этого эффекта нет. Формально это связано с тем, что для прямых ПМСВ период L_{yf} имеет максимум на частоте $\Omega_{i,\infty}(\infty, 0)$ [12,13], а для обратных ПМСВ — минимум.

На рис. 5 приведены траектории ПМСВ $z(y)$ (а) и зависимости $\psi(y)$, $k(y)$ и $\varphi(y)$ (б–д) для ПМСВ с частотой

$f_i = 3650$ МГц, распространяющихся в ФДМ структуре с зазором $s = (5/3)d$, при угле $\varphi_0 = 0$. Из сравнения с рис. 1, б следует, что поля H_0 соответствуют следующим точкам на траектории ПМСВ: началу координат (кривая 2); точке минимума траектории (кривая 1); точкам, где $\psi = -90$ и -270° (кривая 3); точкам, где $z = 1-4$ (кривые 4–7), и точке, близкой к точке излома (кривая 8). На кривых $z(y)$ и $k(y)$ для ПМСВ, которая всегда является обратной, имеются петли, слабо выраженные в выбранном масштабе на рис. 5. Для обратных ПМСВ, возбужденных прямыми волнами, таких петель нет. Периоды зависимостей $z(y)$, $\psi(y)$, $k(y)$ и $\varphi(y)$ для всех типов ПМСВ различаются мало.

Таким образом, выяснены особенности распространения обратных ПМСВ в ФДМ структурах с различными толщинами диэлектрического слоя в случае, когда в них реализуется волноведущий канал первого типа, на одной границе которого происходит зеркальное отражение ПМСВ, а на другой — поворот направления распространения ПМСВ. При этом для обратных ПМСВ вид траекторий $z(y)$, а также зависимости волнового числа ПМСВ $k(y)$ отличаются от таковых для прямых ПМСВ наличием петель, а зависимости угла наклона групповой скорости ПМСВ $\psi(y)$ и угла наклона волнового вектора k $\varphi(y)$ — наличием двух вертикальных касательных. Установлено, что при распространении ПМСВ всегда происходит преобразование прямых ПМСВ в обратные и при некоторых условиях преобразование обратных ПМСВ в прямые. Для обратных ПМСВ отсутствует эффект пространственной фокусировки.

Полученные результаты позволяют грамотно ставить эксперименты в ФДМ структурах по непосредственному наблюдению обратных ПМСВ и их преобразованию в прямые волны и обратно и проектировать различные устройства на ПМСВ.

Авторы признательны А.В. Вашковскому за обсуждение результатов работы и советы.

Проведенные исследования финансировались Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 96-02-17283-а).

Список литературы

- [1] Исхак В.С. ТИИЭР. 1984. Т. 76. № 2. С. 86–104.
- [2] Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шаравский Ю.П. // Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Изд-во СГУ, 1993. 312 с.
- [3] Вугальтер Г.А., Гилинский И.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32. № 10. С. 1187–1220.
- [4] Беспятых Ю.И., Вашковский А.В., Зубков В.И. // РиЭ. 1975. Т. 20 № 5. С. 1003–1008.
- [5] Валяевский А.Б., Вашковский А.В., Стальмахов А.И., Тюлюкин В.А. РиЭ. 1988. Т. 33. № 9. С. 1820–1830.
- [6] Зубков В.И., Щеглов В.И. // РиЭ. 1997. Т. 42. № 9. С. 1114–1120.
- [7] Stancil D.D., Morgenthaler F.R. // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 54. N 3. P. 1613–1618.

- [8] *Вашковский А.В., Зубков В.И., Локк Э.Г., Щеглов В.И.* // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 4. С. 5–8.
- [9] *Бурлак Г.Н., Гримальский В.В., Коцаренко Н.Я.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 8. С. 32–37.
- [10] *Зубков В.И., Локк Э.Г., Щеглов В.И.* // РиЭ. 1990. Т. 35. № 8. С. 1617–1623.
- [11] *Вашковский А.В., Зубков В.И., Локк Э.Г., Щеглов В.И.* // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 7. С. 138–142.
- [12] *Вашковский А.В., Зубков В.И., Локк Э.Г., Щеглов В.И.* // РиЭ. 1991. Т. 36. № 1. С. 18–23.
- [13] *Вашковский А.В., Зубков В.И., Локк Э.Г., Щеглов В.И.* // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 8. С. 78–89.
- [14] *Вашковский А.В., Зубков В.И., Локк Э.Г., Щеглов В.И.* // РиЭ. 1995. Т. 40. № 6. С. 950–961.
- [15] *Вашковский А.В., Зубков В.И., Локк Э.Г., Щеглов В.И.* // РиЭ. 1994. Т. 39. № 2. С. 217–227.