АНОМАЛЬНАЯ ДИСПЕРСИЯ ВОЛН, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В МНОГОСЛОЙНЫХ МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

Б. А. Мурмужев, Р. Н. Денисюк
Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН (Фрязинский филиал)
ro-d@yandex.ru

Исследованы дисперсионные характеристики металлодиэлектрических структур с двумя электромагнитно-связанными волноведущими слоями, имеющие одинаковую высоту и диэлектрическую проницаемость. Показана возможность реализации широкополосных ответвителей и делителей высоких уровней мощности в объёмном исполнении в миллиметровом диапазоне волн.

Многослойные металлодиэлектрические структуры (МДС), содержащие расположенные между металлическими экранами (МЭ) волноведущие, разделительные и промежуточные слои (соответственно, ВС, РС и ПС) диэлектриков, находят применение в объёмных интегральных схемах [1], устройствах с распределённым взаимодействием [2] и функциональных элементах диэлектрических интегральных схем миллиметрового диапазона [3]. На основе МДС, содержащих два и более электромагнитно-связанных ВС, могут быть реализованы широкополосные ответвители и делители высоких уровней мощности оптического и миллиметрового диапазонов волн.

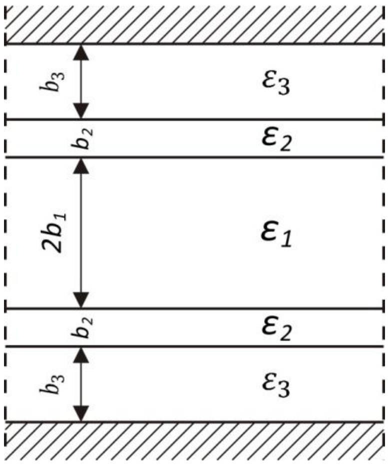

Рис.1. Многослойная металлодиэлектрическая структура.

В настоящей работе исследуются дисперсионные характеристики (ДХ) МДС (Рис. 1) с двумя электромагнитно-связанными ВС с одинаковой высотой b_2 и диэлектрической проницаемостью ε_2. Между ВС расположен РС высотой $2b_1(\varepsilon_1)$. Каждый ВС отделён от МЭ двумя ПС высотой $b_3(\varepsilon_3)$. Соблюдается соотношение $\varepsilon_2 > \varepsilon_1 \geq \varepsilon_3$.

Ранее в работе [4] для обобщённой модели МДС, содержащей расположенные между МЭ центральный ВС с диэлектрической проницаемостью ε_1 и высотой $2b_1$, два ПС с диэлектрическими проницаемостями ε_2 и ε_3 с высотами b_2 и b_3 с верхней стороны ВС и два других ПС с диэлектрическими проницаемостями ε_4 и ε_5 и с высотами b_4 и b_5 с нижней стороны ВС $(\varepsilon_1 > \varepsilon_2 \geq \varepsilon_3 \geq \varepsilon_4 \geq \varepsilon_5)$, было получено обобщённое дисперсионное уравнение (ДУ) для ортогонально поляризованных нечётных $(m = 1,3,5)$ и чётных $(n = 2,4,6)$ $E^{x,y}_{m,n}$-волн в виде:

$$tg\left(2K_{y_1}^{x,y}b_1\right)_{m,n} = \frac{K_{y_1}^{x,y}\left(b^{x,y}c^{x,y}K_{y_2}^{x,y} + a^{x,y}d^{x,y}K_{y_4}^{x,y}\right)}{a^{x,y}b^{x,y}\left(K_{y_1}^{x,y}\right)^2 - c^{x,y}d^{x,y}K_{y_2}^{x,y}K_{y_4}^{x,y}}, \quad (1)$$

где $K_{y_{1,2,3,4,5}}^{x,y}$ - поперечные волновые числа, $a^{x,y}$, $b^{x,y}$, $c^{x,y}$ и $d^{x,y}$ - коэффициенты, зависящие от поперечных волновых чисел.

Для симметричной МДС поперечные волновые числа $K_{y_2}^{x,y} = K_{y_4}^{x,y}$, $b_2 = b_4$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_4$, для ПС, прилегающих к ВС и $K_{y_3}^{x,y} = K_{y_5}^{x,y}$, $b_3 = b_5$, $\varepsilon_3 = \varepsilon_5$ для ПС, прилегающих к МЭ.

В этом случае коэффициенты $a^{x,y} = b^{x,y}$, $c^{x,y} = d^{x,y}$, а уравнение (1) имеет два решения относительно $tg\left(K_{y_1}^{x,y} b_1\right)_{m,n}$ одинарного аргумента:

$$tg\left(K_{y_1}^{x,y} b_1\right)_m = c^{x,y} K_{y_2}^{x,y} / \left(a^{x,y} K_{y_1}^{x,y}\right),$$
$$tg\left(K_{y_1}^{x,y} b_1\right)_n = -a^{x,y} K_{y_1}^{x,y} / \left(c^{x,y} K_{y_2}^{x,y}\right), \qquad (2)$$

где $a^x = K_{y_2}^x th\left(K_{y_3}^x b_3\right) + K_{y_3}^x th\left(K_{y_2}^x b_2\right)$, $c^{x,y} = K_{y_3}^x + K_{y_2}^x th\left(K_{y_2}^x b_2\right) th\left(K_{y_3}^x b_3\right)$,

$a^y = \varepsilon_3 K_{y_2}^y + \varepsilon_2 K_{y_3}^y th\left(K_{y_2}^y b_2\right) th\left(K_{y_3}^y b_3\right)$,

$b^y = \varepsilon_{12}\left[\varepsilon_3 K_{y_2}^y th\left(K_{y_2}^y b_2\right) + \varepsilon_2 K_{y_3}^y th\left(K_{y_3}^y b_3\right)\right]$,

$\varepsilon_{12} = \varepsilon_1/\varepsilon_2$, $\varepsilon_1 > \varepsilon_2 \geq \varepsilon_3$.

В данной работе рассматривается обратная дисперсионная задача, когда два ПС с высотой b_2 и диэлектрической проницаемостью ε_2 выполняют функции ВС с гармоническим распределением амплитуд полей, а ВС высотой $2b_1(\varepsilon_1)$ является РС с гиперболическим распределением полей. При этом соблюдается соотношение $\varepsilon_2 > \varepsilon_1 \geq \varepsilon_3$.

В этом случае в ДУ (2) действительные значения поперечных волновых чисел $K_{y_{1,2}}^{x,y}$ необходимо заменить на мнимые, то есть произвести подстановки $K_{y_{1,2}}^{x,y} = iK_{y_{1,2}}^{x,y}$. В этом случае происходит замена тригонометрических функций на гиперболические и, наоборот, гиперболических функций на тригонометрические, так как:

$$tg\left(iK_{y_1}^{x,y} b_1\right)_{m,n} = ith\left(K_{y_1}^{x,y} b_1\right)_{p,q},$$
$$th\left(iK_{y_2}^{x,y} b_2\right) = itg\left(K_{y_2}^{x,y} b_2\right)_{m,n} \qquad (3)$$

Индексы “p” и “q” означают число нечетных $(ch\,x)$ и четных $(sh\,x)$ гиперболических вариаций амплитуд полей в РС.

Для решения дисперсионной задачи в симметричной МДС с двумя ВС необходимо учесть соотношения между поперечными волновыми числами, которые следуют из условия разделения переменных в уравнении Гельмгольца [4]:

$$-\left(K_{y_2}^{x,y}\right)^2 + K_0^2 \varepsilon_2 - K_z^2 = 0,$$
$$\left(K_{y_{1,3}}^{x,y}\right)^2 + K_0^2 \varepsilon_{1,3} - K_z^2 = 0. \qquad (4)$$

Из ДУ (2) с учётом уравнений (3) и (4) получим систему ДУ, которую удобно записать в параметрическом виде:

$$tg\left(F_{m,n}^{x,y}/2\right) = \pm\left(T_{p,q}^{x,y} \pm S_{p,q}^{x,y}\right)/N_{p,q}^{x,y}, \qquad (5)$$

где $\left(F_{m,n}^{x,y}\right)_{p,q} = \left(A_{m,n}^{x,y}\right)_{p,q} / \sqrt{1 + M_{x,y}^2}$, $\left(A_{m,n}^{x,y}\right)_{p,q} = \left[(k_0 b_2)_{m,n}^{x,y}\right]_{p,q} \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}$,

$M_{x,y} = K_{y_1}^{x,y}/K_{y_2}^{x,y}$, $T_p^x = \sqrt{\left[M_x^2 + \left(a_p^x\right)^2\right]\left[B_x^2 + \left(b_p^x\right)^2\right]}$,

$$T_q^x = \sqrt{\left[1 + M_x^2 \left(a_q^x\right)^2\right]\left[B_x^2 + \left(b_q^x\right)^2\right]}, T_p^y = \sqrt{\left[M_y^2 + \varepsilon_{12}^2 \left(a_p^y\right)^2\right]\left[\varepsilon_3^2 + \varepsilon_2^2 B_y^2 \left(b_p^y\right)^2\right]},$$
$$T_q^y = \sqrt{\left[\varepsilon_{12}^2 + M_y^2 \left(a_q^x\right)^2\right]\left[\varepsilon_3^2 + \varepsilon_2^2 B_y^2 \left(b_q^y\right)^2\right]}, S_p^x = M_x B_x - a_x^p b_x^p, S_q^x = M_x B_x a_q^x - b_q^x,$$
$$S_p^y = \varepsilon_2 M_y B_y b_y^p - \varepsilon_{12}\varepsilon_3 a_p^y, S_q^y = \varepsilon_2 M_y B_y a_y^q b_q^y - \varepsilon_{12}\varepsilon_3, \quad N_p^x = M_x b_p^x + B_x a_p^x,$$
$$N_q^x = B_x + M_x a_q^x b_q^x, \quad N_p^y = \varepsilon_3 M_y + \varepsilon_1 B_y a_p^y b_p^y, N_q^y = \varepsilon_1 B_y b_q^y + \varepsilon_3 M_y a_q^y,$$
$$a_{p,q}^{x,y} = th\left(t_1 F_{m,n}^{x,y} M_{x,y}\right), \; b_{p,q}^{x,y} = th\left(t_3 F_{m,n}^{x,y} B_{x,y}\right), \; B_{x,y} = \sqrt{B\left(1 + M_{x,y}^2\right) - 1},$$
$$B = (\varepsilon_2 - \varepsilon_3)/(\varepsilon_2 - \varepsilon_1), t_{1,3} = b_{1,3}/b_2.$$

Знаки «+» и «-» в системе ДУ (5) соответственно относятся к нечетным и четным $\left(E_{m,n}^{x,y}\right)_{p,q}$-волнам.

Действительные решения систем ДУ (5) существуют при изменении параметров $M_{x,y}$ в пределах $0 < M_{x,y} < \infty$. Левый предел $M_{x,y}$ = 0 соответствует низкочастотным границам спектра, а условия $M_{x,y} \to \infty$ определяют высокочастотную границу $\left(E_{m,n}^{x,y}\right)_{p,q}$- волн. При анализе уравнений в системе ДУ (5) установлено, что основные $(E_1^x)_{p,q}$ и $\left(E_1^y\right)_q$-волны имеют отсечку распространения $(A_1^x)_{p,q} > 0$ и $\left(A_1^y\right)_p$ > 0 при $K_{z\,q}/K_0 = \sqrt{\varepsilon_1}$. Аномальной особенностью обладает $\left(E_1^y\right)_p$-волна, которая при $\left(A_1^y\right)_p = 0$ имеет отсечку распространения по замедлению, так как согласно работе [4]:

$$\left(K_{z\,1}^y\right)_p / K_0 = \sqrt{\varepsilon_2 (1 + t_1 + t_3)/[1 + \varepsilon_{21}(t_1 + t_3)]} \qquad (6)$$

Система ДУ (5) имеет действительные решения и при мнимых значениях $M_{x,y}$. В этом случае при подстановке в параметры $T_{p,q}^{x,y}$, $S_{p,q}^{x,y}$, и $N_{p,q}^{x,y}$ значений $M_{x,y} = iM_{x,y}$ реализуется система ДУ для первых волноводных мод, имеющих гармоническое распределение амплитуд полей в ВС и РС. Анализ этой системы ДУ показал, что дисперсионные кривые (ДК) волноводных мод $(E_m^x)_{p,q}^{\varepsilon}$ и $\left(E_{m,n}^y\right)_q^{\varepsilon}$ являются продолжением в область относительных замедлений $K_z^{\varepsilon}/k_0 < \sqrt{\varepsilon_1}$ ДК $\left(E_{m,n}^x\right)_{p,q}$ и $\left(E_{m,n}^y\right)_q$-волн. Спектр волноводных мод $\left(E_{m,n}^y\right)_p$ имеет аномальную особенность, которая заключается в том, что спектр нечетных волн $\left(E_m^y\right)_p$ при замедлении $K_z^y/k_0 = \sqrt{\varepsilon_1}$ преобразуется в спектр четных волноводных мод $\left(E_{m+1}^y\right)_p^{\varepsilon}$, а спектр четных $\left(E_n^y\right)_p$-волн трансформируется в спектр нечётных волноводных мод $\left(E_{n-1}^y\right)_p^{\varepsilon}$. Указанные аномалии спектра волноводных мод показаны на рис. 2, из которого видно, что спектр основных и высших типов $\left(E_{m,n}^{x,y}\right)_{p,q}$-волн ограничен пределами замедлений $\sqrt{\varepsilon_1} \le K_z^y/k_0 < \sqrt{\varepsilon_2}$, а первых волноводных мод пределами $\sqrt{\varepsilon_3} \le \left(K_z^y\right)_1^{\varepsilon}/k_0 < \sqrt{\varepsilon_1}$. В области замедлений $0 \le \left(K_z^y\right)_2^{\varepsilon}/k_0 < \sqrt{\varepsilon_3}$ происходит распространение вторых волноводных мод, для которых в системе ДУ (5) производится последующая подстановка параметров $B_{x,y} = i\sqrt{1 - \left(1 - M_{x,y}^2\right)B}$. При замедлении $\left(K_z^y\right)_2^{\varepsilon}/k_0 = 0$ вторые волноводные моды трансформируются в реактивные запредельные волны с мнимой величиной постоянной распространения.

При фазовом синхронизме $\left(E_{m,n}^{x,y}\right)_p$ и $\left(E_{m,n}^{x,y}\right)_q$ волн параметры $\left(F_{m,n}^{x,y}\right)_p = \left(F_{m,n}^{x,y}\right)_q$ и из равенства правых частей ДУ из системы ДУ (5) для этих волн следуют условия:

$$t\square^2\left[t_1\left(F_{m,n}^{x,y}\right)_{p,q} M_{x,y}\right] = 1 \qquad (7)$$

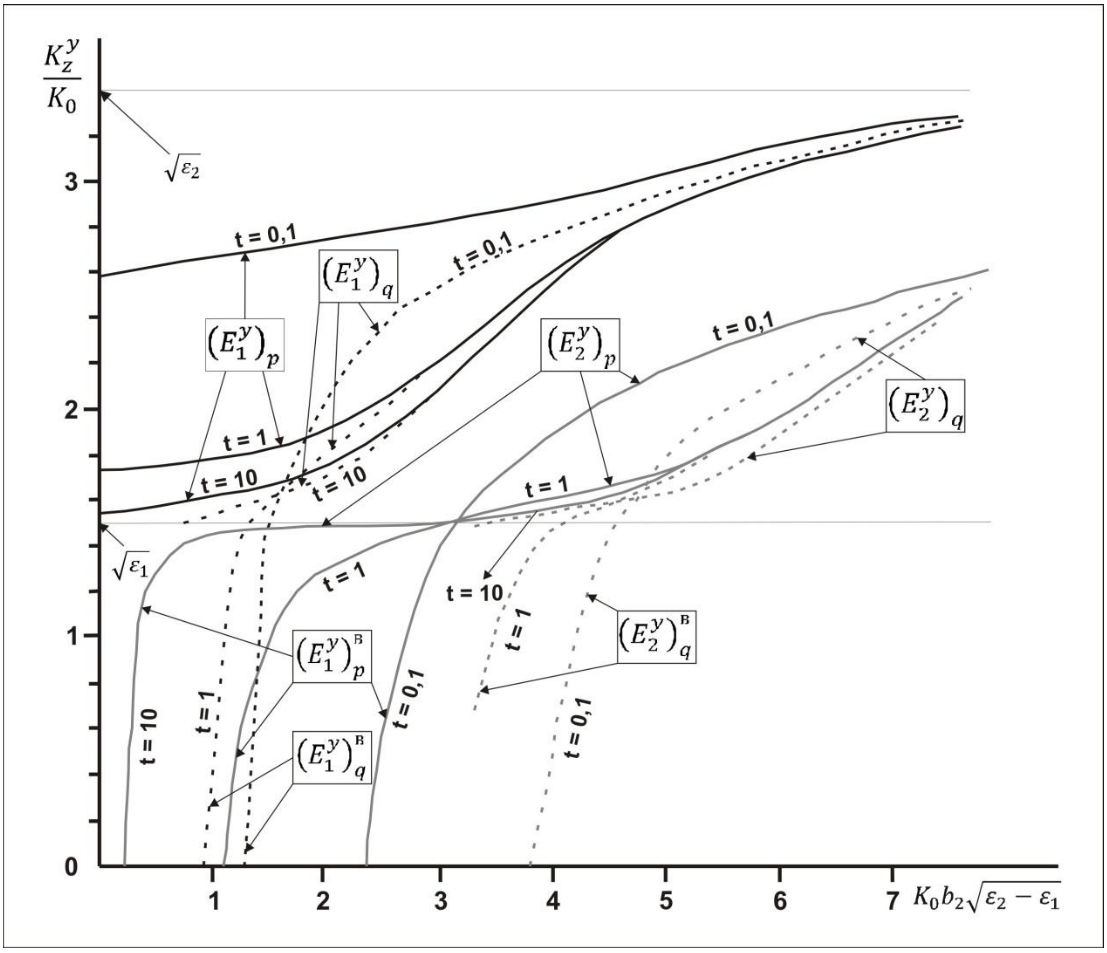

Рис. 2. Дисперсионные характеристики $\left(E^{y}_{1,2}\right)_{p,q}$ -волн

Из уравнения (7) видно, что ДК $\left(E^{x,y}_{m,n}\right)_p$ и $\left(E^{x,y}_{m,n}\right)_q$ волн не имеют общей точки пересечения, а электромагнитное взаимодействие этих волн обусловлено сближением ДК. Полный фазовый синхронизм достигается при вырождении ДК $\left(E^{x,y}_{m,n}\right)_p$ и $\left(E^{x,y}_{m,n}\right)_q$ волн, когда параметры $M_{x,y} \gg 1$, $t \gg 1$ а аргументы гиперболических функций $t_1\left(F^{x,y}_{m,n}\right)_{p,q} M_{x,y} = t_1\left(A^{x,y}_{m,n}\right)_{p,q} \to \infty$.

Результаты проведённых исследований показывают возможность реализации в миллиметровом диапазоне волн широкополосных ответвителей и делителей высоких уровней мощности в объёмном исполнении.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Гвоздев В. И., Нефёдов Е. И., «Объёмные интегральные схемы СВЧ», М. 1985.
2. Гвоздев В. И., Мурмужев Б. А., Подковырин С. И. // Микроэлектроника, 1998, т. 24, №4, с. 244.
3. Взятышев В. Ф., Нарытник Т. Н., Рябов Б. А. и др. // Обзоры по электронной технике. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1985. Вып. 13 (1440.
4. Мурмужев Б. А. // РЭ. 2005, т. 50, №7, с. 849.