

УДК 621.372.8

С.Н. Бердышев; А.Г. Лукьянчук, доцент, канд. техн. наук;

В.В. Саламатин, доцент, канд. техн. наук

*Кафедра радиотехники, Севастопольский национальный технический университет
Студгородок, г. Севастополь, Украина, 99053*

E-mail: s-berdyshev@mail.ru

АНАЛИЗ ПОЛЯ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ СТЕРЖНЕ ПОЛОСКОВОГО МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА

Представлено математическое описание составляющих векторов поля в прямоугольном стержне полоскового металлодиэлектрического волновода с потерями.

В последние годы активизировалось освоение диапазонов крайне высоких и гипервысоких частот в телекоммуникационных и радиолокационных системах, поэтому создание оптимальных линий передачи в этих

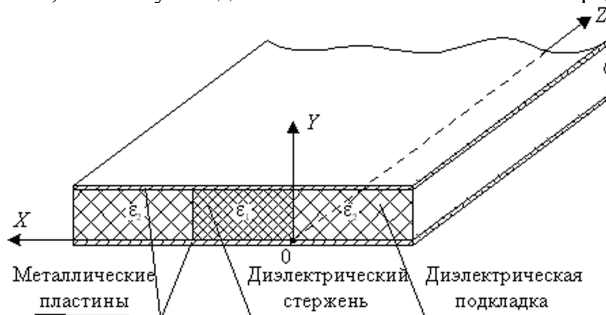


Рисунок 1 — Полосковый металлодиэлектрический волновод

диапазонах является актуальной задачей. Одним из весьма перспективных волноводов для миллиметровых волн может являться полосковый металлодиэлектрический волновод (ПМДВ), который изображен на рисунке 1.

Бегущую волну произвольного типа в волноведущем стержне ПМДВ можно представить как результат сложения четырех плоских однородных парциальных волн, многократно отраженных от его граничных поверхностей [1, 2]. При этом любая составляющая векторов поля в диэлектрическом стержне волновода определяется выражением [2]

$$A = A_m \cdot e^{-a_z \cdot z} \cdot B \cdot \sin(\omega t + \psi), \quad (1)$$

где A_m — амплитудная составляющая, независимая от пространственных координат;

$$\begin{aligned}
B &= \sqrt{B_1^2 + B_2^2 + 2B_1B_2 \cos(\psi_2 - \psi_1)}; \\
\psi &= \arctg \frac{B_1 \sin(\psi_1) + B_2 \sin(\psi_2)}{B_1 \cos(\psi_1) + B_2 \cos(\psi_2)}; \\
B_1 &= \sqrt{2 \cdot [\text{ch}(2(\alpha_x x + \alpha_y y)) + \cos(2\beta_x x + 2\beta_y y - \phi_{x0} - \phi_{y0})]}; \\
\psi_1 &= \arctg \frac{C_1 \sin(\xi_1) + C_1^{-1} \sin(\xi_2)}{C_1 \cos(\xi_1) + C_1^{-1} \cos(\xi_2)}; \quad C_1 = e^{\alpha_x x + \alpha_y y}; \\
B_2 &= \sqrt{2 \cdot [\text{ch}(2(\alpha_x x - \alpha_y y)) + \cos(2\beta_x x - 2\beta_y y - \phi_{x0} + \phi_{y0})]}; \\
\psi_2 &= \arctg \frac{C_2 \sin(\xi_3) + C_2^{-1} \sin(\xi_4)}{C_2 \cos(\xi_3) + C_2^{-1} \cos(\xi_4)}; \quad C_2 = e^{\alpha_x x - \alpha_y y}; \\
\xi_1 &= \frac{\pi}{2} + \beta_x x + \beta_y y - \beta_z z; \quad \xi_2 = \frac{\pi}{2} - \beta_x x - \beta_y y - \beta_z z + \phi_{x0} + \phi_{y0}; \\
\xi_3 &= \frac{\pi}{2} + \beta_x x - \beta_y y - \beta_z z + \phi_{y0}; \quad \xi_4 = \frac{\pi}{2} - \beta_x x + \beta_y y - \beta_z z + \phi_{x0}; \\
\alpha_x &= \alpha \cos(\theta_x), \quad \alpha_y = \alpha \cos(\theta_y), \quad \alpha_z = \alpha \cos(\theta_z) - \text{поперечные и продоль-} \\
&\text{ный коэффициенты затухания; } \beta_x = \beta \cos(\theta_x), \quad \beta_y = \beta \cos(\theta_y), \\
\beta_z &= \beta \cos(\theta_z) - \text{поперечные и продольный фазовые коэффициенты; } \theta_x, \theta_y, \\
&\theta_z - \text{направляющие углы вектора Пойнтинга парциальной волны; } \phi_{x0} \text{ и } \phi_{y0} - \\
&\text{аргументы коэффициентов отражения от границы раздела двух диэлектри-} \\
&\text{ков и от металлических поверхностей соответственно.}
\end{aligned}$$

Аргументы коэффициентов отражения ϕ_{y0} в выражении (1) равны либо 0° , либо 180° для различных составляющих поля. Аргументы коэффициентов отражения ϕ_{x0} для составляющих поля с перпендикулярной поляризацией волны определяются выражением [3]

$$\begin{aligned}
\varphi_{x01} &= \arctg \frac{\frac{\mu_1}{\mu_2} \cdot \sqrt[4]{R^2 + S^2} \cdot \cos\left(\frac{1}{2} \arctg \frac{S}{R}\right)}{\cos \theta_{x1} + \frac{\mu_1}{\mu_2} \cdot \sqrt[4]{R^2 + S^2} \cdot \sin\left(\frac{1}{2} \arctg \frac{S}{R}\right)} + \\
&\quad + \arctg \frac{\frac{\mu_1}{\mu_2} \cdot \sqrt[4]{R^2 + S^2} \cdot \cos\left(\frac{1}{2} \arctg \frac{S}{R}\right)}{\cos \theta_{x1} - \frac{\mu_1}{\mu_2} \cdot \sqrt[4]{R^2 + S^2} \cdot \sin\left(\frac{1}{2} \arctg \frac{S}{R}\right)}, \quad (2)
\end{aligned}$$

где $R = \sin^2 \theta_x - \frac{\varepsilon_2 \mu_2 (1 + \operatorname{tg} \delta_1 \operatorname{tg} \delta_2)}{\varepsilon_1 \mu_1 (1 + \operatorname{tg}^2 \delta_1)}$; $S = \frac{\varepsilon_2 \mu_2 (\operatorname{tg} \delta_2 - \operatorname{tg} \delta_1)}{\varepsilon_1 \mu_1 (1 + \operatorname{tg}^2 \delta_1)}$; $\varepsilon_1, \mu_1, \operatorname{tg} \delta_1, \varepsilon_2, \mu_2, \operatorname{tg} \delta_2$ – диэлектрическая и магнитная проницаемости, тангенс угла диэлектрических потерь материала стержня и подложки ПМДВ соответственно.

Аргументы коэффициентов отражения ϕ_{x0} для составляющих поля с параллельной поляризацией волны определяются выражением [3]

$$\phi_{x0\parallel} = \operatorname{arctg} \frac{\chi_3 - \chi_4}{\cos \theta_x + \chi_1 + \chi_2} + \operatorname{arctg} \frac{\chi_3 - \chi_4}{\cos \theta_x - \chi_1 - \chi_2}, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \text{где } \chi_1 &= \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \cdot \frac{\operatorname{tg} \delta_2 - \operatorname{tg} \delta_1}{1 + \operatorname{tg}^2 \delta_2} \cdot \sqrt[4]{R^2 + S^2} \cdot \cos \left(\frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{S}{R} \right); \\ \chi_2 &= \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \cdot \frac{1 + \operatorname{tg} \delta_1 \cdot \operatorname{tg} \delta_2}{1 + \operatorname{tg}^2 \delta_2} \cdot \sqrt[4]{R^2 + S^2} \cdot \sin \left(\frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{S}{R} \right); \\ \chi_3 &= \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \cdot \frac{1 + \operatorname{tg} \delta_1 \cdot \operatorname{tg} \delta_2}{1 + \operatorname{tg}^2 \delta_2} \cdot \sqrt[4]{R^2 + S^2} \cdot \cos \left(\frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{S}{R} \right); \\ \chi_4 &= \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \cdot \frac{\operatorname{tg} \delta_2 - \operatorname{tg} \delta_1}{1 + \operatorname{tg}^2 \delta_2} \cdot \sqrt[4]{R^2 + S^2} \cdot \sin \left(\frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{S}{R} \right). \end{aligned}$$

Для составляющих векторов аргументы (2) и (3), равны либо ϕ_{x0} , либо $\pi + \phi_{x0}$.

Амплитуды составляющих векторов поля для волны с нормальной поляризацией можно записать, используя углы Эйлера, как

$$\begin{aligned} E_{xm} &= E_m \cos \alpha, \quad E_{ym} = E_m \cos \beta, \quad E_{zm} = E_m \cos \gamma, \\ H_{xm} &= H_m \cos \alpha', \quad H_{ym} = H_m \cos \beta', \quad H_{zm} = H_m \cos \gamma', \end{aligned} \quad (4)$$

где α, β, γ – углы между вектором $\vec{E}_\perp$ и осями координат OX, OY, OZ (углы Эйлера); α', β', γ' – углы между вектором $\vec{H}_\perp$ и осями координат, косинусы которых определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} \cos \alpha &= 0, \quad \cos \beta = \frac{\cos \theta_z}{\sin \theta_x}, \quad \cos \gamma = \frac{\cos \theta_y}{\sin \theta_x}, \\ \cos \alpha' &= \sin \theta_x, \quad \cos \beta' = \frac{\cos \theta_x \cos \theta_y}{\sin \theta_x}, \quad \cos \gamma' = \frac{\cos \theta_x \cos \theta_z}{\sin \theta_x}. \end{aligned} \quad (5)$$

С учетом (5) преобразуем (4) к виду:

$$E_{xm} = 0, \quad E_{ym}, \quad E_{zm} = E_{ym} \frac{\cos \theta_y}{\cos \theta_z},$$

$$\begin{aligned}
H_{xm} &= E_{ym} \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1 \cos \delta_1}} \cdot \frac{\sin^2 \theta_x}{\cos \theta_z} \cdot e^{-i \frac{\delta_1}{2}}, \\
H_{ym} &= E_{ym} \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1 \cos \delta_1}} \cdot \frac{\cos \theta_x \cos \theta_y}{\cos \theta_z} \cdot e^{-i \frac{\delta_1}{2}}, \\
H_{zm} &= E_{ym} \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1 \cos \delta_1}} \cdot \cos \theta_x \cdot e^{-i \frac{\delta_1}{2}}.
\end{aligned} \tag{6}$$

Для параллельно поляризованной волны углы Эйлера связаны с направляющими углами вектора Пойнтинга парциальной волны выражениями:

$$\begin{aligned}
\cos \alpha &= \sin \theta_x, \quad \cos \beta = \frac{\cos \theta_x \cos \theta_y}{\sin \theta_x}, \quad \cos \gamma = \frac{\cos \theta_x \cos \theta_z}{\sin \theta_x}, \\
\cos \alpha' &= 0, \quad \cos \beta' = \frac{\cos \theta_z}{\sin \theta_x}, \quad \cos \gamma' = \frac{\cos \theta_y}{\sin \theta_x}.
\end{aligned} \tag{7}$$

Тогда амплитуды составляющих векторов поля параллельно поляризованной волны, с учетом (7), можно выразить через значение компонента E_{xm} :

$$\begin{aligned}
E_{xm}, E_{ym} &= E_{xm} \frac{\cos \theta_y \cos \theta_z}{\sin^2 \theta_x}, \quad E_{zm} = E_{xm} \frac{\cos \theta_x \cos \theta_z}{\sin^2 \theta_x}, \\
H_{xm} &= 0, \quad H_{ym} = E_{xm} \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1 \cos \delta_1}} \cdot \frac{\cos \theta_z}{\sin^2 \theta_x} \cdot e^{-i \frac{\delta_1}{2}}, \\
H_{zm} &= E_{xm} \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1 \cos \delta_1}} \cdot \frac{\cos \theta_y}{\sin^2 \theta_x} \cdot e^{-i \frac{\delta_1}{2}}.
\end{aligned} \tag{8}$$

Зная амплитуды векторных компонентов поля (6) и (8), аргументы коэффициентов отражения (2) и (3) и воспользовавшись уравнением (1), можно записать выражения для составляющих поля E_x, E_y, E_z, H_x, H_y и H_z нормально и параллельно поляризованных волн. Используя выражения (1)–(3), можно составить дисперсионные уравнения, из которых определяются величины направляющих углов [3]. Зная направляющие углы $\theta_x, \theta_y, \theta_z$ вектора Пойнтинга, можно определить критические длины волн, фазовые и групповые скорости, амплитуды векторных компонентов поля и другие параметры направляющей структуры и типов волн в ней.

Основным типом волны в ПМДВ является волна E_y^{00} . Для этой волны векторные компоненты поля в прямоугольном стержне волновода имеют вид:

$$E_y = 2E_{ym} e^{-\alpha_z z} \sqrt{2[\operatorname{ch}(2\alpha_x x) + \cos(2\beta_x x - \phi_{x_0})]} \times \sin \left(\omega t + \arctg \frac{e^{\alpha_x x} \sin \left(\frac{\pi}{2} + \beta_x x - \beta_z z \right) + e^{-\alpha_x x} \sin \left(\frac{\pi}{2} - \beta_x x - \beta_z z + \phi_{x_0} \right)}{e^{\alpha_x x} \cos \left(\frac{\pi}{2} + \beta_x x - \beta_z z \right) + e^{-\alpha_x x} \cos \left(\frac{\pi}{2} - \beta_x x - \beta_z z + \phi_{x_0} \right)} \right), \quad (9)$$

$$H_x = 2E_{ym} \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1 \cos \delta_1}} \frac{\sin^2 \theta_x}{\cos \theta_z} e^{-i \frac{\delta_1}{2}} e^{-\alpha_z z} \sqrt{2[\operatorname{ch}(2\alpha_x x) + \cos(2\beta_x x - \phi_{x_0})]} \times \sin \left(\omega t + \arctg \frac{e^{\alpha_x x} \sin \left(\frac{\pi}{2} + \beta_x x - \beta_z z \right) + e^{-\alpha_x x} \sin \left(\frac{\pi}{2} - \beta_x x - \beta_z z + \phi_{x_0} \right)}{e^{\alpha_x x} \cos \left(\frac{\pi}{2} + \beta_x x - \beta_z z \right) + e^{-\alpha_x x} \cos \left(\frac{\pi}{2} - \beta_x x - \beta_z z + \phi_{x_0} \right)} \right), \quad (10)$$

$$H_z = 2E_{ym} \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1 \cos \delta_1}} \cos \theta_x e^{-i \frac{\delta_1}{2}} e^{-\alpha_z z} \sqrt{2[\operatorname{ch}(2\alpha_x x) - \cos(2\beta_x x - \phi_{x_0})]} \times \sin \left(\omega t + \arctg \frac{e^{\alpha_x x} \sin \left(\frac{\pi}{2} + \beta_x x - \beta_z z \right) - e^{-\alpha_x x} \sin \left(\frac{\pi}{2} - \beta_x x - \beta_z z + \phi_{x_0} \right)}{e^{\alpha_x x} \cos \left(\frac{\pi}{2} + \beta_x x - \beta_z z \right) - e^{-\alpha_x x} \cos \left(\frac{\pi}{2} - \beta_x x - \beta_z z + \phi_{x_0} \right)} \right). \quad (11)$$

Компоненты E_x , E_z и H_y при распространении в волноводе волны типа E_Y^{00} равны нулю. В выражениях (9)-(11) учтено, что для волн данного типа $\cos \theta_y = 0$ [3].

Результаты расчетов нормированной амплитуды поля в диэлектрическом стержне ПМДВ и подложке, показывают, что распределение поля при малых значениях $\operatorname{tg} \delta$ в поперечном сечении незначительно отличается от распределения поля в стержне без потерь. Различие становится существенным только при больших значениях $\operatorname{tg} \delta$. Влияние величины тангенса угла диэлектрических потерь на продольный коэффициент затухания является более значительным.

Найденная математическая модель векторных компонентов позволяет получить наглядную картину поля в диэлектрическом прямоугольном стержне с учетом потерь, которые возрастают с увеличением тангенса угла диэлектрических потерь, и произвести разработку и инженерный расчет устройств на основе ПМДВ. Устройства, выполненные на основе рассмотренного волновода, могут найти применение в системах связи и радиолокации, использующих коротковолновую часть миллиметрового диапазона радиоволн. Выведенные выражения, при подстановке в них параметров идеальных диэлектриков, полностью совпадают с полученными ранее ре-

зультатами в работе [1], что свидетельствует об адекватности полученной модели.

Библиографический список

1. Анализ распространения волн в полосковом металлодиэлектрическом волноводе / В.В. Саламатин, А.В. Мельников, И.В. Кудрявченко, А.Б. Кондрашихин // Приборостроение: Респ. межведомств. научн.-техн. сб. — К., 1989. — Вып. 41. — С. 3–8.
2. Лукьянчук А.Г. Структура электромагнитного поля в металлодиэлектрическом волноводе / А.Г. Лукьянчук, В.В. Саламатин, С.Н. Бердышев // Вестн. СевГТУ. Сер. Информатика, электроника, связь: Сб. науч. тр. — Севастополь, 2002. — Вып. 41. — С. 215–222.
3. Бердышев С.Н. Дисперсионные уравнения для поперечных коэффициентов металлодиэлектрического волновода / С.Н. Бердышев, А.Г. Лукьянчук, В.В. Саламатин // Вестн. СевГТУ. Сер. Информатика, электроника, связь: Сб. науч. тр. — Севастополь, 2003. — Вып. 47. — С. 131–139.

Поступила в редакцию 13.11.2003 г.