

### ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВОГО СДВИГА МЕЖДУ ВОЛНАМИ, ОТВЕТВЛЯЕМЫМИ ЩЕЛЯМИ, ПРОРЕЗАННЫМИ В ШИРОКОЙ СТЕНКЕ ПЛОСКОГО ПОЛУОТКРЫТОГО МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА

Передача электромагнитной энергии сантиметрового диапазона волн осуществляется, в основном, по волноводам прямоугольного сечения и полосковыми линиями. Недостатками указанных линий передач являются сложность изготовления и дороговизна волноводов, а также открытый характер полосковой линии, приводящий к потерям энергии волны на излучение. Альтернативой полному волноводу прямоугольного сечения и полосковой линии может служить плоский полуоткрытый металлодиэлектрический волновод (ППМДВ) [1]. Он представляет собой диэлектрическую пластину с металлизацией широких стенок 1, расположенную между двумя металлическими плоскостями 2 (рис. 1).

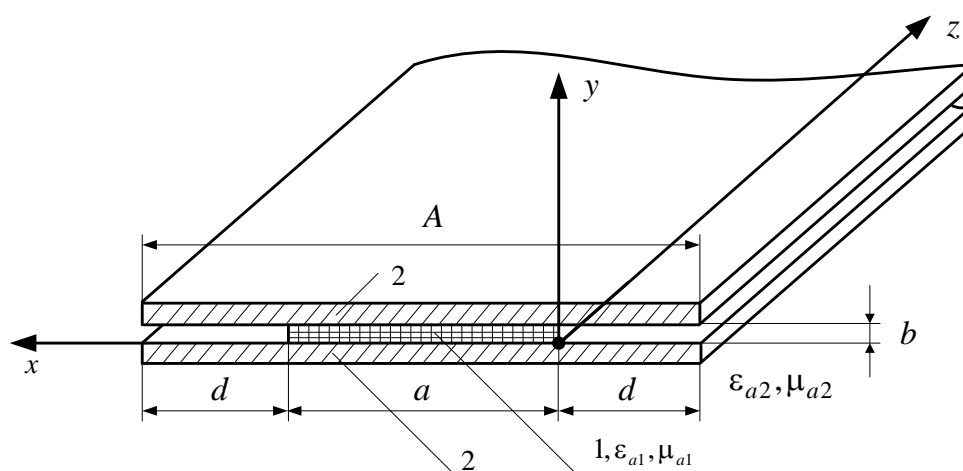


Рис. 1. Плоский полуоткрытый металлодиэлектрический волновод

Теория такого волновода изложена в работе [2]. Помимо простоты изготовления, ППМДВ практически полностью закрыт для излучения электромагнитной энергии. Для определения параметров устройств, разработанных на базе этого волновода, предложен измеритель, основой микроволновой части которого является двухдетекторный волноводно-щелевой преобразователь (ВЩП) [3]. Щели прорезаны в широкой стенке металлизированной пластины и возбуждают запердельные волноводы детекторных головок, установленных торцом над щелями (рис. 2).

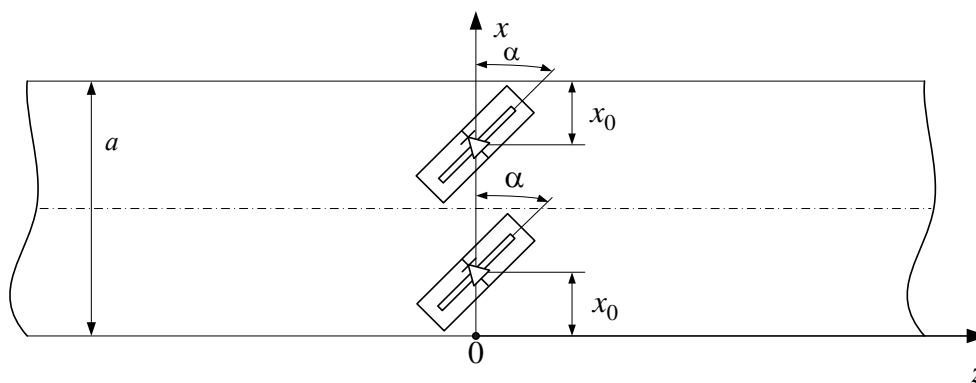


Рис. 2. Схематическое изображения двухдетекторного волноводно-щелевого преобразователя

Центры щелей находятся в одной поперечной плоскости, их наклон относительно оси  $Oz$  составляет угол  $\alpha$ , а смещение относительно боковых узких стенок пластины –  $x_0$ .

Возбуждаются щели касательными к поверхности широкой стенки составляющими вектора напряженности магнитного поля  $\vec{H} - H_x$  и  $H_z$ .

Как показано в [2], основным типом волны в плоском полуоткрытом металлодиэлектрическом волноводе является  $E_y^{00}$ . Составляющие  $H_x$  и  $H_z$  этой волны:

$$H_x = i E_{ym} \sqrt{\frac{\epsilon_{a1}}{\mu_{a1}}} \sin \theta_x \cos \left( k_x x_0 - \frac{\varphi_{x0}}{2} \right) e^{i \left( \omega t - k_z z + \frac{\varphi_{x0}}{2} \right)}; \quad (1)$$

$$H_z = - E_{ym} \sqrt{\frac{\epsilon_{a1}}{\mu_{a1}}} \cos \theta_x \sin \left( k_x x_0 - \frac{\varphi_{x0}}{2} \right) e^{i \left( \omega t - k_z z + \frac{\varphi_{x0}}{2} \right)}; \quad (2)$$

где  $E_{ym}$  – амплитуда напряженности электрического поля;  $\epsilon_{a1}$  – абсолютная диэлектрическая проницаемость диэлектрической пластины;  $\mu_{a1}$  – абсолютная магнитная проницаемость диэлектрика;  $\theta_x$  – угол падения плоской парциальной волны ППМДВ на границу раздела диэлектрик-воздух;  $k_x = \frac{2\pi\sqrt{\epsilon_1}}{\lambda} \cos \theta_x$  – поперечное волновое число;  $\epsilon_1$  – относительная диэлектрическая проницаемость пластины;  $\lambda$  – длина волны генератора;  $\varphi_{x0}$  – фаза комплексного коэффициента отражения от границы раздела диэлектрик-воздух;  $k_z$  – продольное волновое число.

При угле поворота щели  $\alpha = 0^\circ$  она возбуждается составляющей  $H_x$ , при  $\alpha = 90^\circ - H_z$ .

При угле  $\alpha$  отличном от  $0^\circ$  и  $90^\circ$  щели возбуждаются двумя составляющими  $H_x \cos \alpha$  и  $H_z \sin \alpha$ , сдвинутыми по фазе на девяносто градусов (1, 2).

Результирующая напряженность магнитного поля

$$H = - E_{ym} \sqrt{\frac{\epsilon_{a1}}{\mu_{a1}}} \cos \theta_x \sin \left( k_x x_0 - \frac{\varphi_{x0}}{2} \right) e^{i \left( \omega t - k_z z + \frac{\varphi_{x0}}{2} \right)} \sin \alpha + \\ + i E_{ym} \sqrt{\frac{\epsilon_{a1}}{\mu_{a1}}} \sin \theta_x \cos \left( k_x x_0 - \frac{\varphi_{x0}}{2} \right) e^{i \left( \omega t - k_z z + \frac{\varphi_{x0}}{2} \right)} \cos \alpha. \quad (3)$$

Изобразим составляющие  $H - \text{Re}(H)$  и  $\text{Im}(H)$  на комплексной плоскости (рис. 3)

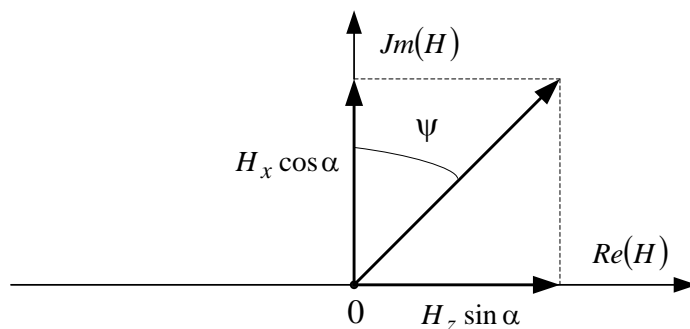


Рис. 3. К определению фазового сдвига  $\psi$  между волнами, ответвляемыми поперечной и наклонной щелями

При повороте щели на угол  $\alpha$  фазовый сдвиг  $\psi$  возрастает. При  $\alpha = 0^\circ$ ,  $\psi = 0^\circ$ ; при  $\alpha = 90^\circ$  —  $\psi = 90^\circ$ , при произвольном угле  $\alpha$  —  $\psi \neq \alpha$ . Как видно из рис. 3,

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{-H_z \sin \alpha}{H_x \cos \alpha} = \frac{-\cos \theta_x \sin \left( k_x x_0 - \frac{\varphi_{x_0}}{2} \right) \sin \alpha}{\sin \theta_x \cos \left( k_x x_0 - \frac{\varphi_{x_0}}{2} \right) \cos \alpha} = \frac{-\operatorname{tg} \left( k_x x_0 - \frac{\varphi_{x_0}}{2} \right) \operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \theta_x},$$

откуда

$$\psi = \operatorname{arctg} \left[ \frac{-\operatorname{tg} \left( k_x x_0 - \frac{\varphi_{x_0}}{2} \right) \operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \theta_x} \right], \quad (4)$$

Для полого металлического волновода прямоугольного сечения параметры, входящие в соотношение (4) для волны типа  $H_{10}$  [2]:

$$\cos \theta_x = \frac{\lambda}{2a}; \quad k_x = \frac{2\pi}{\lambda} \cos \theta_x = \frac{\pi}{a}; \quad \varphi_{x_0} = \pi; \quad \sin \theta_x = \sqrt{1 - \left( \frac{\lambda}{2a} \right)^2}.$$

Подставляя их в (4), получаем

$$\psi = \operatorname{arctg} \left[ \frac{\operatorname{ctg} \frac{\pi x_0}{a} \cdot \operatorname{tg} \alpha \cdot \lambda}{2a \sqrt{1 - \left( \frac{\lambda}{2a} \right)^2}} \right] = \operatorname{arctg} \left( \frac{\lambda_\epsilon \cdot \operatorname{tg} \alpha}{2a \cdot \operatorname{tg} \frac{\pi x_0}{2}} \right). \quad (5)$$

Выражение для фазового сдвига  $\psi$  (5) полностью совпадает с результатом, известным из литературы [4].

В плоском полуоткрытом металлодиэлектрическом волноводе величина  $\varphi_{x_0}$  определяется соотношением [2]:

$$\varphi_{x_0} = 2 \operatorname{arctg} \left[ \frac{\mu_1}{\mu_2} \cdot \frac{\sqrt{\sin^2 \theta_x - \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}}}{\cos \theta_x} \right] = k_x a = \frac{2\pi \sqrt{\epsilon_1} \cdot a}{\lambda} \cos \theta_x, \quad (6)$$

где  $\epsilon_2 = 1$  — относительная диэлектрическая проницаемость воздуха;  $\mu_1 = 1$ ,  $\mu_2 = 1$  — относительные магнитные проницаемости диэлектрической пластины и воздуха.

Для удобства расчета фазового сдвига  $\psi$  (4) при различных углах  $\alpha$  поворота щели в полосе рабочих длин волн преобразуем множитель  $-\operatorname{tg} \left( k_x x_0 - \frac{\varphi_{x_0}}{2} \right)$  в квадратных скобках (4). Учитывая (6),

$$-\operatorname{tg} \left( k_x x_0 - \frac{\varphi_{x_0}}{2} \right) = \operatorname{ctg} \left[ \frac{\pi}{2} - \frac{2\pi \sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_x}{\lambda} \left( \frac{a}{2} - x_0 \right) \right]. \quad (7)$$

Чтобы результат расчета фазового сдвига  $\psi$  не зависел от ширины рабочей стенки диэлектрической пластины  $a$ , целесообразно в формулы подставлять не абсолютные длины волн  $\lambda$ , а относительные, нормированные относительно размера  $a$ , то есть  $\lambda_n = \frac{\lambda}{a}$ . Тогда выражение (7) приобретает вид

$$\operatorname{ctg} \left[ \frac{\pi}{2} - \frac{2\pi\sqrt{\varepsilon_1} \cos\theta_x \left( \frac{a}{2} - x_0 \right)}{\lambda_n a} \right], \quad (8)$$

а выражение для фазового сдвига  $\psi$  (4) с учетом (7) и (8)

$$\psi = \operatorname{arctg} \left\{ \frac{\operatorname{tg}\alpha}{\operatorname{tg} \left[ \frac{\pi}{2} - \frac{2\pi\sqrt{\varepsilon_1} \cos\theta_x \left( \frac{a}{2} - x_0 \right)}{\lambda_n a} \right] \operatorname{tg}\theta_x} \right\}. \quad (9)$$

Нормированная длина волны  $\lambda_n$  с углом  $\theta_x$  связана дисперсионным уравнением [2]:

$$\lambda_n = \frac{\lambda}{a} = \frac{2\pi\sqrt{\varepsilon_1} \cos\theta_x}{2\operatorname{arctg} \left[ \frac{\sqrt{\sin^2\theta_x - \frac{1}{\varepsilon_1}}}{\cos\theta_x} \right]}. \quad (10)$$

Каждому значению  $\lambda_n$  соответствует своя величина угла  $\theta_x$ .

Рабочая полоса длин волн (частот) плоского полукрытого металлодиэлектрического волновода  $\Delta\lambda = \lambda_{\max} - \lambda_{\min}$ . Минимальная длина волны не должна быть меньше критической длины ближайшей к  $E_y^{00}$  моды. Такой модой (типом волны) является  $E_y^{10}$ . Ее критическая длина волны

$$\lambda_{кр}^{10} = 2a\sqrt{\varepsilon_1 - 1}. \quad (11)$$

Если выбрать  $\lambda_{\min} = \lambda_{кр}^{10}$ ; тогда  $\lambda_{\min} = 2a\sqrt{\varepsilon_1 - 1}$ , откуда размер широкой стенки

$$a = \frac{\lambda_{\min}}{2\sqrt{\varepsilon_1 - 1}}; \text{ или } \lambda_{n \min} = 2\sqrt{\varepsilon_1 - 1}. \quad (12)$$

Задаем рабочий диапазон ППМДВ:

$$f_{\min} = 2750 \text{ МГц}, \quad f_{\max} = 3750 \text{ МГц} \text{ или } \lambda_{\max} = 10,91 \text{ см}, \quad \lambda_{\min} = 8 \text{ см}.$$

Относительная диэлектрическая проницаемость диэлектрической пластины равна 2,5.

В соответствии с (12) размер широкой стенки  $a = 3,27 \text{ см}$ , тогда получаем следующие значения нормированных длин волн:  $\lambda_{n \min} = 2,44$ ,  $\lambda_{n \max} = 2,93$ ,  $\lambda_{n \text{cp}} = 2,685$ .

Уравнение (10) позволяет получить график зависимости  $\theta_x = f(\lambda_n)$  (рис. 4).

На графике (рис. 4) снимаем следующие значения угла падения плоской парциальной волны:  $\theta_{x \max} = 62,60^\circ$ ;  $\theta_{x \text{cp}} = 61,12^\circ$ ;  $\theta_{x \min} = 59,54^\circ$ .

В рабочем диапазоне нормированных волн угол  $\theta_x$  меняется от  $\theta_{x \max}$  до  $\theta_{x \min}$ .

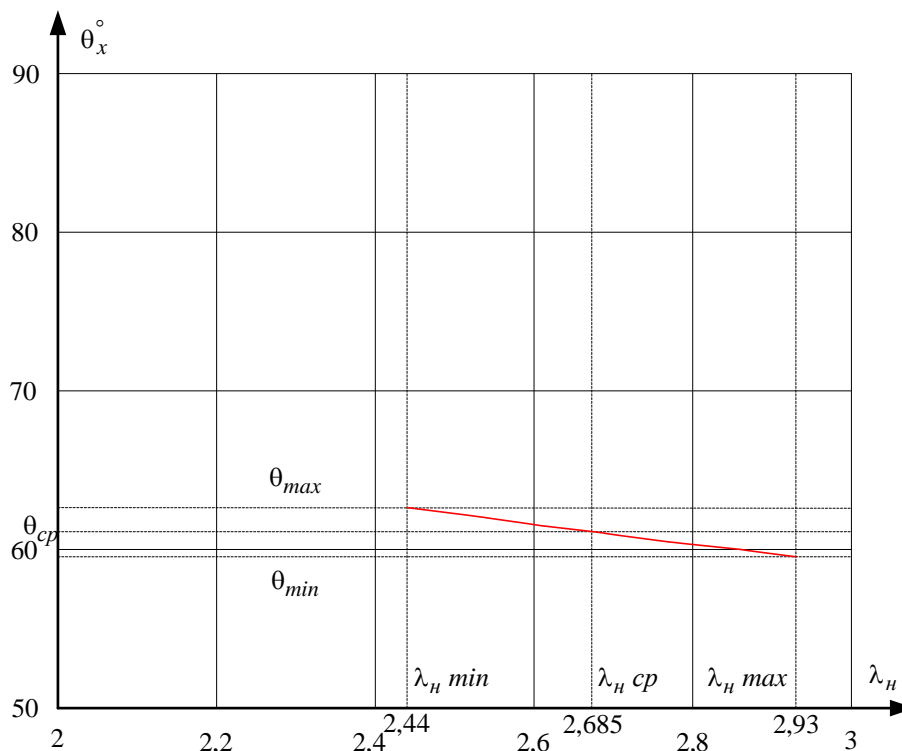


Рис. 4. Зависимость угла падения  $\theta_x$  плоской парциальной волны от нормированной длины волны  $\lambda_n$  в рабочей полосе

Критический угол (угол полного внутреннего отражения)  $\theta_{xкр} = \arcsin \sqrt{\frac{1}{\epsilon_1}}$  – соответствует  $\lambda_{нкр} = \infty$ . Таким образом, одноволновый режим работы плоского полукрытого металлодиэлектрического волновода соответствует неравенству  $\lambda_{н min} < \lambda_n < \infty$ .

Кроме угла  $\theta_x$  нормированной длины волны  $\lambda_n$  фазовый сдвиг  $\psi$  (9) зависит также от угла поворота щели  $\alpha$  и поперечной координаты  $x_0$ . Для получения достаточно большой амплитуды ответвляемой щелью волны, т.е. для уменьшения переходного затухания между ППМДВ и волноводом детекторной головки, протяженность щели должна быть сравнительно большой. Этого можно добиться, если положить  $x_0 = \frac{a}{4}$ . На средней частоте рабочей полосы фазовый сдвиг  $\psi_{ср}$  обычно задается, тогда при заданном значении  $x_0$  и рассчитанных  $\lambda_{н ср}$  и  $\theta_{x ср}$ , определяется угол наклона щели  $\alpha$ . При найденном угле  $\alpha$  далее рассчитываются величины фазовых сдвигов на крайних и промежуточных частотах.

Допустим  $\psi_{ср} = 45^\circ$ , тогда в соответствии с (9)

$$\operatorname{tg} \alpha = \operatorname{tg} \psi_{ср} \cdot \operatorname{tg} \left[ \frac{\pi}{2} - \frac{2\pi\sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_x \left( \frac{a}{2} - x_0 \right)}{\lambda_n a} \right] \cdot \operatorname{tg} \theta_x = \operatorname{tg} \left[ \frac{\pi}{2} - \frac{2\pi\sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_x \left( \frac{a}{2} - x_0 \right)}{\lambda_n a} \right] \cdot \operatorname{tg} \theta_x. \quad (13)$$

При заданных значениях  $a$ ,  $x_0$  и рассчитанных  $\lambda_{н ср}$  и  $\theta_{x ср}$  угол наклона щели  $\alpha = 75,09^\circ$ .

Принцип работы измерительного двухдетекторного волноводно-щелевого преобразователя требует квазипостоянства фазового сдвига в полосе частот. С увеличением отклонения  $\Delta\psi$  от  $\psi_{ср}$  возрастает частотная погрешность.

При зеркальном расположении щелей, имеющих общий центр, фазовый сдвиг удваивается. Тот же эффект получается, если щели будут параллельными, но расположенными по обеим сторонам от осевой линии волновода, как показано на рис. 2.

Фазовый сдвиг между волнами, ответвляемыми двумя наклонными щелями

$$\psi_{\alpha} = 2 \arctg \left\{ \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \left[ \frac{\pi}{2} - \frac{2\pi\sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_x}{\lambda_n a} \left( \frac{a}{2} - x_0 \right) \right] \operatorname{tg} \theta_x} \right\}. \quad (14)$$

График зависимости  $\psi_{\alpha} = f_1(\lambda_n)$  в рабочей полосе частот представлен на рис. 5.

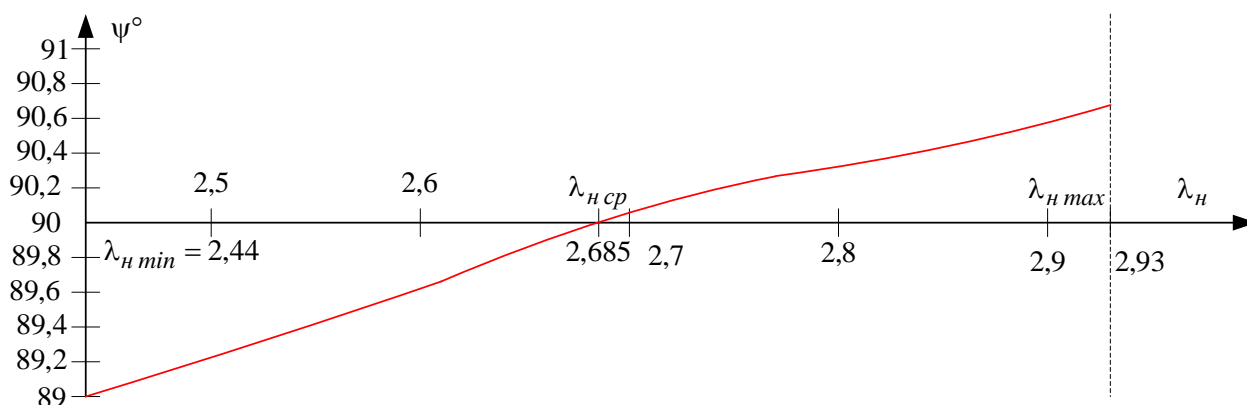


Рис. 5. Зависимость фазового сдвига  $\psi_{cp}$  от нормированной длины волны

При изменении угла наклона щели  $\alpha$  фазовый сдвиг  $\psi_{\alpha}$  (14) на средней длине волны будет отклоняться от  $90^{\circ}$ , так при изменении угла  $\alpha$  от  $45^{\circ}$  до  $80^{\circ}$ , угол  $\psi_{\alpha ср}$  меняется от  $29,7^{\circ}$  до  $112,9^{\circ}$ . График зависимости  $\psi_{\alpha=f_2}(\alpha)$  при  $\lambda_n = \lambda_{n ср}$ ,  $\theta_x = \theta_{x ср}$  показан на рис. 6.

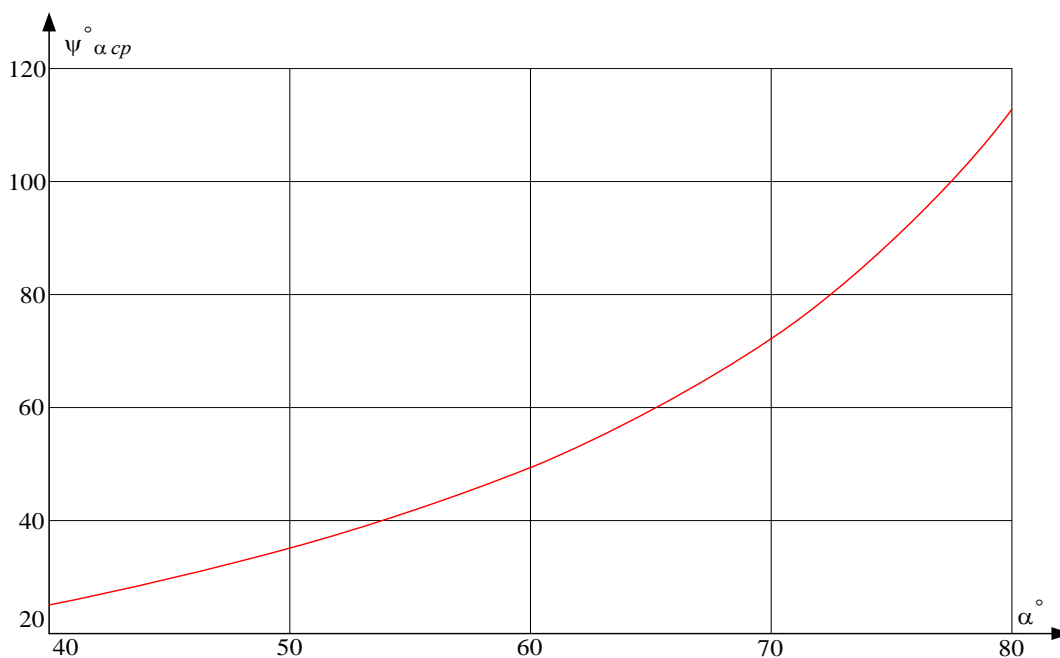


Рис. 6. Зависимость фазового сдвига  $\psi_{\alpha ср}$  от угла наклона щелей

В случае существенных отклонений  $\Delta\psi_\alpha = \psi_\alpha - \psi_{\alpha cp}$  при изменении длины волны (рис. 5) возможно его уменьшение путем разнесения центров щелей на расстояние  $z_0$  вдоль волновода, как это представлено в [4]. В этом случае фазовый сдвиг определяется двумя составляющими: за счет разноса центра щелей и поворота щелей –  $\Psi = \Psi_{z_0} + \Psi_\alpha$ .

Фазовый сдвиг  $\psi_{z_0}$

$$\psi_{z_0} = \frac{2\pi z_0}{\lambda_g} = \frac{2\pi z_0 \sqrt{\epsilon_1}}{\lambda} \sin \theta_x, \quad (15)$$

где  $\lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon_1} \sin \theta_x}$  – длина волны в плоском полукрытом металлодиэлектрическом волноводе. Таким образом,  $\psi = \psi_{z_0} + \psi_\alpha$ .

$$\psi = \frac{2\pi z_0 \sqrt{\epsilon_1} \sin \theta_x}{\lambda_H a} + 2 \arctg \left\{ \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \left[ \frac{\pi}{2} - \frac{2\pi \sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_x}{\lambda_H a} \left( \frac{a}{2} - x_0 \right) \right] \operatorname{tg} \theta_x} \right\}. \quad (16)$$

Результирующий фазовый сдвиг  $\psi$  является функцией пяти переменных  $\psi = f(\lambda_H, \theta_x, z_0, \alpha, x_0)$ . Многопараметровая оптимизация соотношения (16) по критерию минимального отклонения  $\Delta\psi = \psi - \psi_{cp}$  в полосе частот (длин волн), позволяет определить оптимальные значения геометрических параметров щелей:  $\alpha$ ,  $x_0$ ,  $z_0$ , а также отклонения  $\Delta\psi$ . Многопараметровая оптимизация будет рассмотрена в следующей работе.

**Список литературы:** 1. Боков, Г.В. Плоский полукрытый металлодиэлектрический волновод для корабельных радиоэлектронных средств // Зб. наук. праць Академії військово-морських сил імені П.С. Нахімова. – Севастополь : АВМС імені П.С. Нахімова, 2012. – Вип. 2(10). – С. 99 – 103. 2. Саламатин, В.В., Афонин, И.Л., Бердышев, С.Н. Основы геометрической электродинамики волноводов прямоугольного сечения : учеб. пособ. – Севастополь : Севастопольский нац. техн. ун-т, 2008. – 220 с. 3. Афонин, Ф.И., Боков, Г.В., Лащенко, И.В. Измеритель комплексного коэффициента отражения на основе двухканального двухдетекторного волноводно-щелевого преобразователя // Зб. наук. праць Академії військово-морських сил імені П.С. Нахімова. – Севастополь : АВМС імені П.С. Нахімова, 2011. – Вип. 3(7). – С. 52 – 57. 4. Бондаренко, И.К., Саламатин, В.В., Вертегел, В.В. Получение мало-зависимого от частоты фазового сдвига между двумя элементами связи в СВЧ устройствах // Сб. науч. тр. – Севастополь : Гос. техн. ун-т, 1997. – С. 82 – 87.

Севастопольский национальный  
технический университет

Поступила в редколлегию 17.07.2012