

УДК 621.372.8

КОАКСИАЛЬНЫЙ ДВУМЕРНО-ПЕРИОДИЧЕСКИЙ ПЕРФОРИРОВАННЫЙ НАПРАВЛЕННЫЙ ОТВЕТВИТЕЛЬ

Ю. Ю. Данилов¹, М. И. Петелин¹, С. Тантави²

¹ Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

² Stanford Linear Accelerator Center, Stanford University, Palo Alto, CA, USA

Чтобы обеспечить селективную связь между двумя волнами, распространяющимися в двух соосных волноводах, предложено связать эти волноводы двумерно-периодической перфорацией общей стенки. В эксперименте на частоте 10 ГГц мода H_{01} внутреннего волновода преобразована во вращающуюся моду H_{51} внешнего волновода с потерей нескольких процентов мощности.

ВВЕДЕНИЕ

Чтобы в сверхразмерном волноводе возбудить единственную из распространяющихся мод, необходимо использовать распределённый источник, ортогональный ко всем модам, кроме рабочей. Таким селективным источником может служить другой волновод, связанный с возбуждаемым волноводом посредством оптимизированной двумерно-периодической перфорации в общей стенке [1]. В данной статье этот способ обсуждается применительно к волнам, распространяющимся в соосных волноводах (см. рис. 1).

1. ПЕРФОРАЦИЯ, ОБЕСПЕЧИВАЮЩАЯ СЕЛЕКТИВНУЮ СВЯЗЬ МОД

В системе, изображённой на рис. 1, используем цилиндрическую систему координат r, φ, z , где координата z совпадает с общей осью волноводов, а φ и r — азимутальная и радиальная координаты. Электромагнитное поле $\mathbf{E} = \text{Re}[\mathbf{E}_\omega(\mathbf{r}) \exp(i\omega t)]$, $\mathbf{H} = \text{Re}[\mathbf{H}_\omega(\mathbf{r}) \exp(i\omega t)]$ в каждом волноводе представляет собой волну

$$\mathbf{E}_s = C_s(z) \mathbf{E}_s(\mathbf{r}) \exp(-im_s \varphi - ih_s z), \quad \mathbf{H}_s = C_s(z) \mathbf{H}_s(\mathbf{r}) \exp(-im_s \varphi - ih_s z),$$

где индекс $s = 1, 2$, $C_s(z)$ — комплексные амплитуды, $\mathbf{E}_s, \mathbf{H}_s$ — векторы, описывающие радиальную структуру волн, h_s — постоянные распространения собственных мод волноводов. Для мод с азимутальной зависимостью вида $\exp(-im_s \varphi)$ удобно принять, что

$$\mathbf{E}_{-s} = -\mathbf{E}_s^*, \quad \mathbf{H}_{-s} = \mathbf{H}_s^*,$$

где звёздочка обозначает комплексное сопряжение.

Для соосных волноводов с общей перфорированной стенкой селективную связь мод с азимутальными индексами m_1 и m_2 и постоянными распространения h_1 и h_2 можно обеспечить по аналогии с дифракционной решёткой [2] и гофрированным волноводом [3]. А именно, центры отверстий перфорации целесообразно расположить в виде достаточно частых цепочек, образующих совокупность винтовых линий (см. рис. 2, 3) в количестве

$$m_p = m_2 - m_1 \tag{1}$$

и с расстоянием d между винтовыми линиями вдоль оси z , удовлетворяющим условию

$$2\pi/d \equiv h_p \approx h_2 - h_1. \tag{2}$$

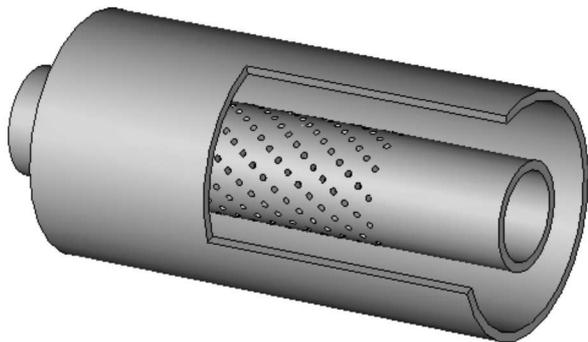


Рис. 1. Коаксиальный двумерно-периодический перфорированный направленный ответвитель

Расстояние b между двумя ближайшими отверстиями и расстояние D между двумя соседними винтовыми линиями (см. рис. 2) следует согласно [4] ограничить условиями

$$b < \lambda/2, \quad \lambda/2 < D < \lambda.$$

Очевидно, что селекция мод существенно упрощается, если зазор между стенками внешнего волновода менее $\lambda/2 = \pi c/\omega$, что позволяет учитывать во внешнем волноводе лишь моды H_{m1} .

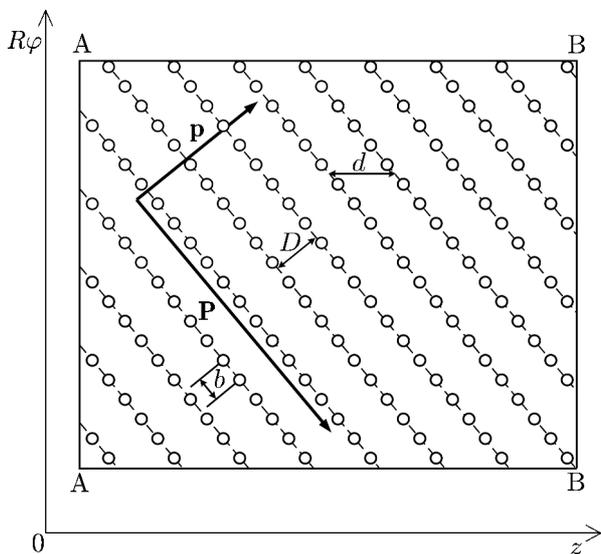


Рис. 2. Развёртка перфорированной стенки волновода: пунктиром показано направление «усреднения» перфорации, \mathbf{P} и \mathbf{p} — больший и меньший векторы обратной решётки двумерно-периодической перфорации соответственно, R — радиус перфорированной стенки

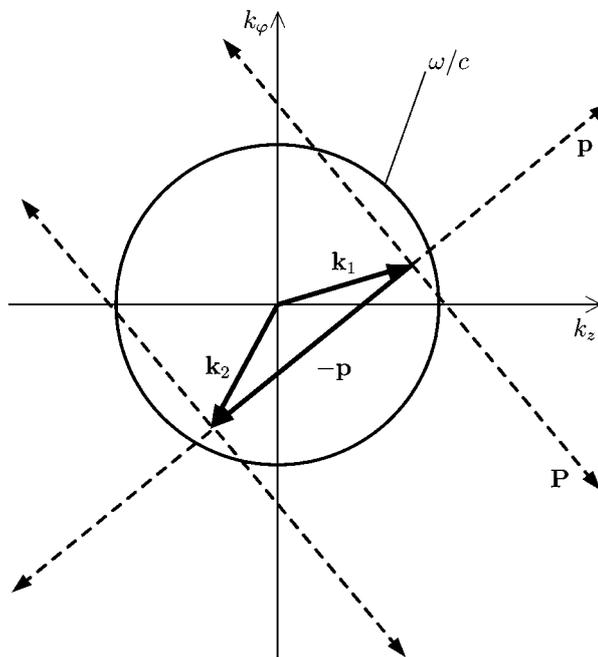


Рис. 3. Плоскость (k_z, k_φ) с волновыми векторами перфорации и проекциями волновых векторов питающей и возбуждаемой волн

2. УРАВНЕНИЯ СВЯЗИ ВОЛН

Если радиус a_0 отверстия в идеально проводящей металлической стенке мал по сравнению с длиной волны,

$$a_0 \ll \lambda,$$

то квазистатическую деформацию ближнего поля описывают введением эффективных электрического и магнитного диполей [5–8]:

$$\mathbf{d}_2 = \alpha_e \beta_e (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) = -\mathbf{d}_1, \quad \mathbf{m}_2 = \alpha_m \beta_m (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) = -\mathbf{m}_1, \quad (3)$$

где $\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_1$ — невозмущённая нормальная компонента электрического поля и тангенциальная компонента магнитного поля с одной стороны металлической стенки, а $\mathbf{E}_2, \mathbf{H}_2$ — с другой стороны металлической стенки,

$$\alpha_e = -a_0^3/(3\pi), \quad \alpha_m = 2a_0^3/(3\pi),$$

а коэффициенты

$$\beta_e = \exp[-s \sqrt{(\nu_{01}/a_0)^2 - (\omega/c)^2}], \quad \beta_m = \exp[-s \sqrt{(\mu_{11}/a_0)^2 - (\omega/c)^2}]$$

описывают ослабление связи между полями полупространств вследствие того, что цилиндрический канал в стенке с толщиной s представляет собой отрезок волновода, запердельного для мод E_{01} ($\nu_{01} = 2,405$) и H_{11} ($\mu_{11} = 1,841$).

Высокочастотным диполям (3) соответствуют электрические и магнитные токи

$$\mathbf{j}_e = i\omega \mathbf{d}\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0), \quad \mathbf{j}_m = i\omega \mathbf{m}\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0),$$

где \mathbf{r}_0 — координаты центров отверстий. Подставим эти токи в формулы для комплексных амплитуд волн $C_s(z)$ [9]:

$$\frac{dC_s(z)}{dz} = -\frac{1}{4P_s} \int_{S_s} (\mathbf{j}_m \mathbf{H}_s^* + \mathbf{j}_e \mathbf{E}_s^*) dS_s, \quad (4)$$

где индекс $s = 1, 2$, интегрирование в (4) проводится по поверхностям волноводов, $P_s = c/(8\pi) \operatorname{Re} \int_{S_{\perp s}} [\mathbf{E}_s, \mathbf{H}_s^*] \mathbf{z}_0 dS_{\perp s}$ — мощности собственных мод питающего и возбуждаемого волноводов, интегрирование проводится по поперечным сечениям волноводов. Полагая расстройку синхронизма между волнами $\Delta = h_2 - h_1 - h_p$ достаточно малой, усредним правую часть (4) по продольному и азимутальному периодам перфорации. Получаемые в результате уравнения подобны уравнениям бинарной связи осцилляторов, но несколько различны для случаев связи взаимно попутных и взаимно встречных волн [10].

2.1. Связь попутных волн

В этом случае после усреднения (4) получаем уравнения

$$\frac{dA_1}{dz} - i\delta_+ A_1 = -i\sigma_{12} A_2, \quad \frac{dA_2}{dz} + i\delta_+ A_2 = -i\sigma_{21} A_1, \quad (5a)$$

где $A_1(z) = C_1(z) \exp[i(\delta_+ - \gamma_1)z]$, $A_2(z) = C_2(z) \exp[-i(\delta_+ + \gamma_2)z]$, $\delta_+ = (\Delta - \gamma_2 + \gamma_1)/2$. Коэффициенты $\gamma_1, \sigma_{12}, \sigma_{21}$ и γ_2 согласно (3) и (4) имеют вид

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= M_1 (\alpha_m \beta_m |\mathbf{H}_1|^2 + \alpha_e \beta_e |E_1|^2)|_z, & \sigma_{12} &= M_1 (\alpha_m \beta_m \mathbf{H}_2 \mathbf{H}_1^* + \alpha_e \beta_e E_2 E_1^*)|_z, \\ \sigma_{21} &= M_2 (\alpha_m \beta_m \mathbf{H}_1 \mathbf{H}_2^* + \alpha_e \beta_e E_1 E_2^*)|_z, & \gamma_2 &= M_2 (\alpha_m \beta_m |\mathbf{H}_2|^2 + \alpha_e \beta_e |E_2|^2)|_z, \end{aligned}$$

и определяются нормальной компонентой электрических полей E_1, E_2 и тангенциальной компонентой магнитных полей $\mathbf{H}_1, \mathbf{H}_2$ собственных мод питающего и возбуждаемого волноводов, $M_1 = \omega N/(4LP_1)$, $M_2 = \omega N/(4LP_2)$, где N — полное число отверстий перфорации, L — длина перфорированного участка.

Между взаимно попутными волнами имеют место пространственные биения. При граничных условиях $A_1(0) = 1$ и $A_2(0) = 0$ решение системы (5a) имеет вид [10]:

$$|A_1(z)|^2 = \cos^2(\sigma_+ z) + \frac{\delta_+^2}{\sigma_+^2} \sin^2(\sigma_+ z), \quad |A_2(z)|^2 = \frac{\sigma_+^2}{\sigma_+^2} \sin^2(\sigma_+ z), \quad (6a)$$

где $\sigma = \sqrt{\sigma_{12}\sigma_{21}}$, $\sigma_{\pm}^2 = \sigma^2 + \delta_{\pm}^2$. Согласно (6а) при точном синхронизме ($\Delta = \gamma_2 - \gamma_1$) собственная мода питающего волновода на соответствующей длине перфорированного участка полностью преобразуется в собственную моду возбуждаемого волновода.

2.2. Связь встречных волн

В этом случае после усреднения (4) получаем уравнения

$$\frac{dA_1}{dz} + i\delta_- A_1 = -i\sigma_{12}A_2, \quad \frac{dA_2}{dz} - i\delta_- A_2 = i\sigma_{21}A_1, \quad (5б)$$

где $A_1(z) = C_1(z) \exp[-i(\delta_- + \gamma_1)z]$, $A_2(z) = C_2(z) \exp[i(\delta_- + \gamma_2)z]$, $\delta_- = (\Delta - \gamma_2 - \gamma_1)/2$.

Собственные функции системы уравнений (5б) являются экспоненциальными функциями координаты z . При граничных условиях $A_1(0) = 1$ и $A_2(L) = 0$ решение системы (5б) имеет вид [10]:

$$|A_1(z)|^2 = \frac{\sigma_-^2}{\sigma_-^2 \operatorname{ch}^2(\sigma_- z) + \delta_-^2 \operatorname{sh}^2(\sigma_- z)}, \quad |A_2(z)|^2 = \frac{\sigma_-^2 \operatorname{sh}^2(\sigma_- z)}{\sigma_-^2 \operatorname{ch}^2(\sigma_- z) + \delta_-^2 \operatorname{sh}^2(\sigma_- z)}, \quad (6б)$$

где $\sigma_-^2 = \sigma^2 - \delta_-^2$. Таким образом, при достаточно большой длине перфорированного участка коэффициент преобразования первой волны во вторую стремится к единице: $|A_2(z)|^2 \rightarrow 1$.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

На основе изложенной выше теории был реализован направленный ответвитель моды H_{01} внутреннего волновода во вращающуюся моду H_{51} внешнего волновода, распространяющуюся во встречном направлении, на частоте 10 ГГц.

Волноводы (см. рис. 4) имели следующие параметры: $R_1 = 26,9$ мм, $R_{i2} = 30$ мм, $R_{e2} = 35$ мм. В соответствии с условиями (1) и (2) перфорация состояла из пяти винтовых линий ($m_p = 5$) с расстоянием d между винтовыми линиями вдоль оси z , равным 20,7 мм. Согласно (6б) для преобразования моды H_{01} в моду H_{51} с коэффициентом преобразования, близким к 99% (в пренебрежении омическими потерями), были выбраны радиус отверстий $a_0 = 5,75$ мм, длина перфорированного участка $L = 869,4$ мм и полное число отверстий $N = 635$.

Мода H_{01} формировалась преобразователем Марье. Мощность моды H_{01} на выходе ответвителя измерялась с помощью другого преобразователя Марье и микроволнового детектора, калиброванного методом замещения [11]. Отличие теоретической и экспериментальной зависимостей составило величину порядка 1% (см. рис. 5).

Мощность моды H_{51} во внешнем волноводе была измерена посредством её обратного преобразования в моду H_{01} , распространяющуюся в направлении микроволнового источника. Для этого к внешней трубе ответвителя со стороны микроволнового источника присоединялся рассчитанный по методике [3] брэгговский рефлектор — круглая труба, на стенку которой был нанесён десятизаходный винтовой гофр с направлением вращения, противоположным «направлению вращения» перфорации. Брэгговский рефлектор осуществлял полное отражение и изменение направления вращения моды H_{51} , которая после повторного прохода через направленный ответвитель преобразовывалась в моду H_{01} .

Измеренная мощность отражённой моды H_{01} была пересчитана в мощность моды H_{51} внешнего волновода. Отличие теоретических и экспериментальных зависимостей для моды H_{51} составило величину порядка 7% (см. рис. 6) и может быть объяснено, главным образом, омическими потерями во внешнем волноводе.

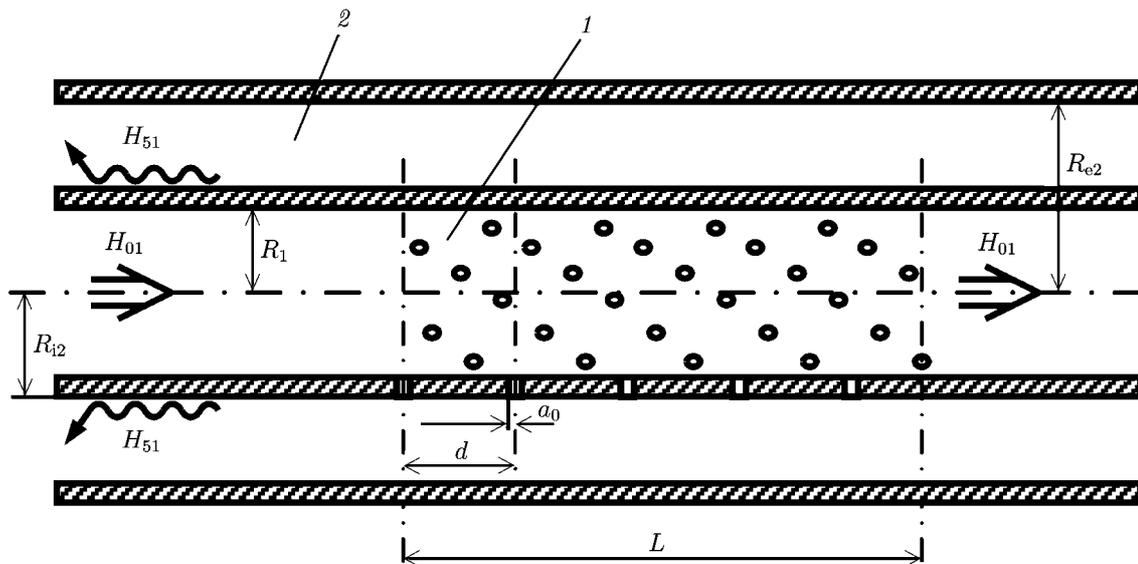


Рис. 4. Схема направленного ответвителя с двумерно-периодической перфорированной стенкой: 1 — питающий волновод, 2 — возбуждаемый волновод

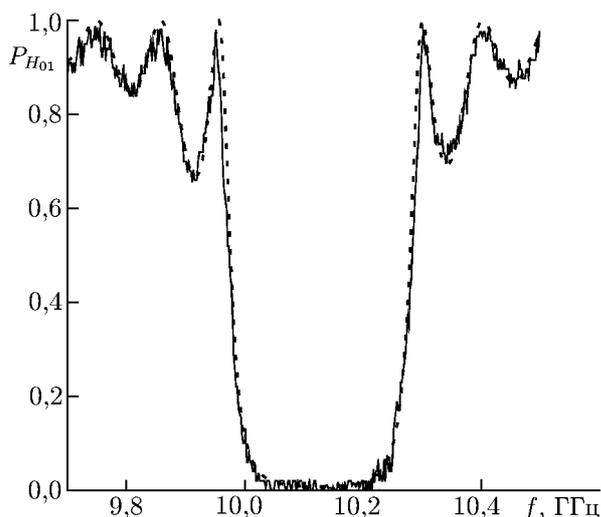


Рис. 5. Мощность моды H_{01} на выходе направленного ответвителя, нормированная на её исходную мощность, как функция частоты: пунктирная линия соответствует теоретическому расчёту, сплошная линия — эксперименту

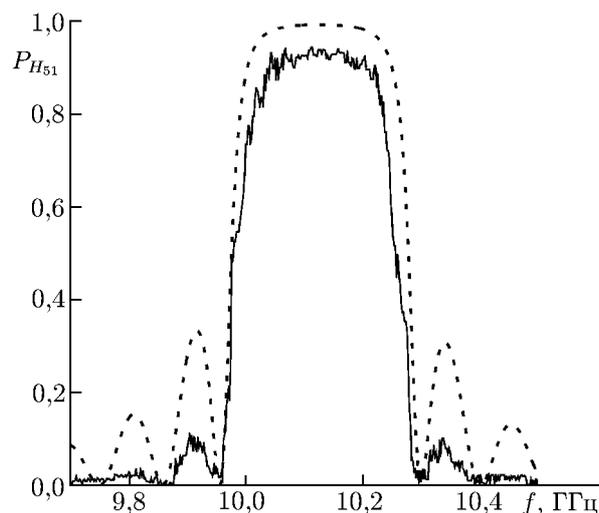


Рис. 6. Мощность селективно возбуждённой моды H_{51} на входе направленного ответвителя, нормированная на исходную мощность моды H_{01} , как функция частоты: пунктирная линия соответствует теоретическому расчёту, сплошная линия — эксперименту

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Двумерно-периодические перфорированные ответвители и их комбинации могут функционировать как сумматоры/делители взаимно когерентных волн, а также как мультиплексеры и сумматоры/делители разночастотных волн.

Авторы благодарны А. В. Гапонову-Грехову за ценные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Petelin M., Tantawi S., Danilov Yu. // AIP Conf. Proc. 2006. V. 807. P. 416.
2. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Мир, 1970. 856 с.
3. Ковалёв Н. Ф., Орлова И. М., Петелин М. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1968. Т. 11, № 5. С. 783.
4. Богдашов А. А., Голов М. Ю., Данилов Ю. Ю., Петелин М. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2006. Т. 49, № 8. С. 673.
5. Манделъштам Л. И. // ЖЭТФ. 1945. Т. 15, № 9. С. 471.
6. Bethe H. A. // Phys. Rev. 1944. V. 66, No. 7–8. P. 163.
7. Вайнштейн Л. А. Электроника больших мощностей. М.: Наука, 1964. Вып. 3. С. 216.
8. Данилов Ю. Ю., Петелин М. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42, № 10. С. 977.
9. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988. 440 с.
10. Когельник Г. Интегральная оптика. М.: Мир, 1978. С. 27.
11. Гинзтон Э. Л. Измерения на сантиметровых волнах. М.: Изд-во иностр. лит., 1960. 620 с.

Поступила в редакцию 12 октября 2011 г.; принята в печать 24 ноября 2011 г.

A COAXIAL 2D-PERIODIC PERFORATED DIRECTED COUPLER

Yu. Yu. Danilov, M. I. Petelin, and S. Tantawi

We propose to couple two coaxial guide by using 2D periodic perforation in the common wall in order to ensure selective coupling between the two waves propagating in them. In the experiment at a frequency of 10 GHz, the H_{01} mode of the internal waveguide was converted into the rotating H_{51} mode of the external waveguide with a loss of several percent of the power.