

3. Бубнов В. А., Киселев Ю. В., Куприянов С. М., Митякова Э. Е. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 9, с. 1077.
4. Альперт Я. Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. — М.: Наука, 1972. — 563 с.
5. Клавдиев В. В. — Радиотехника и электроника, 1971, 16, № 11, с. 2048.
6. Кондратьев И. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 5, с. 798.
7. Никольский В. В. — Радиотехника и электроника, 1958, 3, № 6, с. 756.
8. Platzman P. M., Ozaki H. T. — J. Appl. Phys., 1960, 31, № 9, p. 1597.
9. Шеффилд Дж. Рассеяние электромагнитных волн в плазме. — М.: Атомиздат, 1978. — 311 с.
10. Днестровский Ю. Н., Костомаров Д. П. — Радиотехника и электроника, 1963, 8, № 3, с. 408.
11. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. — М.: Наука, 1971. — 576 с.
12. Иванов Е. А. Дифракция электромагнитных волн на двух телах. — Минск: Наука и техника, 1968. — 584 с.
13. Селезов И. Т., Яковлев В. В. Дифракция волн на симметричных неоднородностях. — Киев: Наукова думка, 1978. — 148 с.
14. Гильденбург В. Б., Жидко Ю. М., Кондратьев И. Г., Миллер М. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1967, 10, № 9—10, с. 1358.

Харьковский государственный университет

Поступила в редакцию
24 сентября 1984 г.

УДК 691.396.677.001.24

СОГЛАСОВАНИЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ И ЗЕРКАЛЬНОЙ ЩЕЛЕВЫХ ЛИНИИ С ПРЯМОУГОЛЬНЫМ ВОЛНОВОДОМ

Г. И. Комарь, Ю. Н. Нефедов

В [1, 2] предложены новые перспективные (миниатюрные и широкополосные) линии передачи (ЛП) миллиметрового (ММ) диапазона: цилиндрическая и зеркальная щелевые линии (ЦЩЛ и ЗЩЛ). ЦЩЛ представляет собой круговой диэлектрический стержень (с диэлектрической проницаемостью ϵ) диаметром $2a$, частично экранированный тонким проводящим слоем толщиной $2d_2$ с узкой продольной щелью угловой ширины 2θ ; ЗЩЛ — модификация ЦЩЛ, в которой часть проводящего слоя выполнена в виде подложки, а щель шириной $2d_1$ образована краем экрана и подложкой. Диэлектрический стержень ЗЩЛ чаще изготавливается прямоугольной формы ($2a \times 2b$). В настоящее время ЗЩЛ — самая миниатюрная ЛП [2], ее погонное затухание в миллиметровом диапазоне составляет величину порядка единиц $дБ/м$ [2, 3].

В процессе экспериментального исследования ЦЩЛ и ЗЩЛ возбуждались от волноводно-щелевых переходов (ВЩП), однако результаты исследования ВЩП до сих пор не публиковались. При разработке ВЩП следует учитывать, что электромагнитная энергия в ЦЩЛ (ЗЩЛ) сосредоточена в малой окрестности щели так, что область концентрации потока вектора Умова—Поинтинга не превышает $\sim 0,01 \lambda_0^2$ (λ_0 — рабочая длина волны) [1–3]. ЦЩЛ (ЗЩЛ) — открытые ЛП, и при определенных условиях [4] из них возможно излучение как на основной щелевой (квази- H_{00}) моде, так и на высших модах (H_{11} , H_{01} и др.). Поэтому простое сужение волновода с одновременным прорезанием щели не может служить высокоэффективным ВЩП, так как при этом неизбежны участки с сильным излучением H_{11} - или H_{01} -мод. ВЩП обычно конструируется с применением промежуточной закрытой ЛП, амплитудное распределение поля в которой похоже на случай ЦЩЛ (ЗЩЛ). Диэлектрик вводится еще в закрытой линии.

На рис. 1 приведены схемы конструкции ВЩП от стандартного волновода к ЦЩЛ и ЗЩЛ через несимметричный Н-образный волновод, через П-образный волновод и экранированную ЗЩЛ (ЭЗЩЛ). В случае рис. 1а, б проводящая ламель 2 разделяет волновод на две частные полости 1 и 3, одна из которых (1) переходит в объем ЦЩЛ (ЗЩЛ), а другая (3) раскрывается как миниатюрный рупор. В случае рис. 1в строится ЭЗЩЛ, которую образует отрезок ЗЩЛ в режиме излучения ($\epsilon = 1$) и отрезок прямоугольного волновода, причем надо согласовать угол излучения (приема) ЗЩЛ [4] с бриллюэновским углом H_{01} -моды прямоугольного волновода. Для расчета конструкции ВЩП необходимо определить дисперсию h'_z и волновое сопротивление Z_w всех названных ЛП. Для несимметричного Н-образного волновода

$$h'_{zH} = k\sqrt{\epsilon_0\epsilon\phi - \pi/k^2\eta_n L_0}, \quad (1)$$

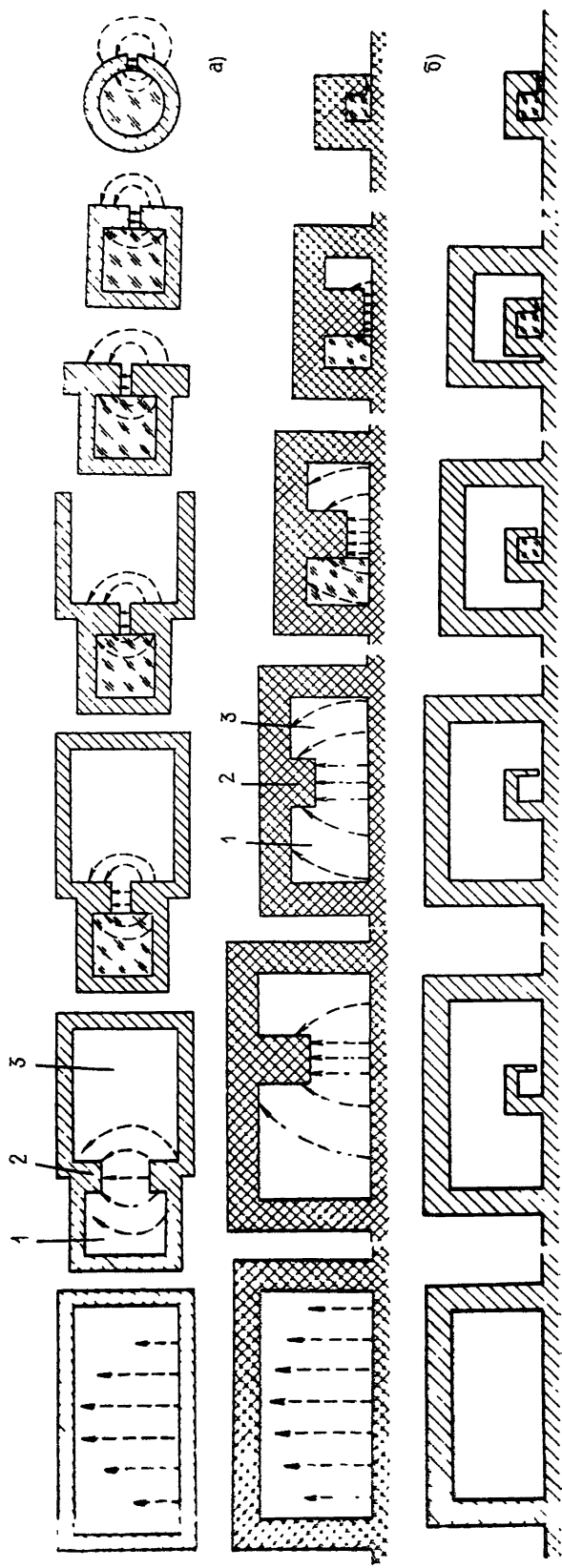


Рис. 1

в)

где $\epsilon_{\text{эфф}}$ — эффективная диэлектрическая проницаемость [2], $L_0 = a_1 b_1 a_2 b_2 / (a_1 b_1 + a_2 b_2)$, $a_1 \times b_1$ и $a_2 \times b_2$ — геометрические параметры двух несимметричных полостей 1 и 3 (см. рис. 2):

$$Z_{\text{ВЛ}} = 120\pi^2 \eta_{\text{н}} k / h'_{\text{ЗН}} \text{ (Ом)}, \quad (2)$$

$$\tau_{\text{н}} = t - q_1 + q_2, \quad t = 0,693 + \pi d_1' d_1, \quad q_1 = 0,5 \ln(1 - \sqrt{1 - \pi d_1'^2 / 4 a_1 b_1}).$$

Для ЭЗЦЛ (см. рис. 2) —

$$h'_{\text{ЗЭ}} = k \sqrt{\epsilon_{\text{эфф}} - \pi d c / 16 k^2 a b (d c - a b) \eta_1}. \quad (3)$$

Волновое сопротивление ЭЗЦЛ определяется из (2) с учетом (3), где $\eta_1 = t + q_0$, $q_0 = \ln(1 - \sqrt{1 - \pi d_1'^2 / 4 a b})$; ЦЩЛ и ЗЩЛ характеризуются малым поперечным сечением: $2a$ достигает $\lambda_0 / 10$ [1-3]. Важно, чтобы длина устройства на основе ЗЩЛ соответствовала ее поперечным габаритам. В случае ВЩП это достигается применением ступенчатых переходов, например, с чебышевской характеристикой [4].

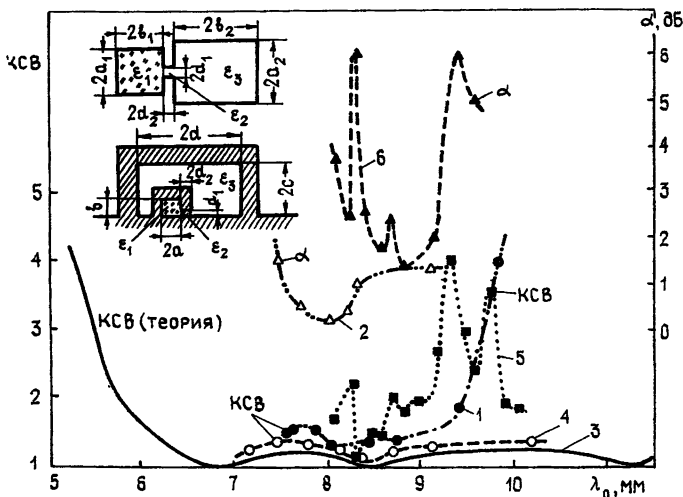


Рис. 2.

На рис. 2 приведена экспериментально полученная зависимость собственного КСВ плавного ВЩП к ЦЩЛ (кривая 1). КСВ не превышает 1,2 при $8 \text{ мм} < \lambda_0 < 8,6 \text{ мм}$ ($\sim 7\%$) и составляет не более 1,5 для $7,6 \text{ мм} < \lambda_0 < 8,8 \text{ мм}$ ($\sim 13,6\%$). Это вполне приемлемые значения для ВЩП длиной 39 мм. Потери на преобразование моды H_{01} в H_{00} -моду приведены на рис. 2 светлыми треугольниками (кривая 2), они составляют величину порядка 1 дБ. Ступенчатый ВЩП к ЗЩЛ, рассчитанный по [4], имеет 4 ступеньки и общую длину 8 мм. Расчетная зависимость собственного КСВ приведена на рис. 2 (кривая 3), а экспериментальная обозначена светлыми кружками (кривая 4). Экспериментальные значения собственного КСВ лежат в пределах от 1,04 до 1,25 (теоретическое значение $\text{КСВ} < 1,1$). Исследование ступенчатого ВЩП, имевшего 4 ступеньки и общую длину 14 мм, к ЗЩЛ через ЭЗЦЛ (теоретическая кривая собственного КСВ соответствует кривой 3), показало, что он имеет несколько худшие параметры (экспериментальный $\text{КСВ} \sim 1,6$ — кривая 5: $\alpha \sim 2 \div 3 \text{ дБ}$ — кривая 6), чем ВЩП через П-образный волновод. Однако ВЩП через ЭЗЦЛ проще технологически, и при изготовлении интегральных схем ему следует отдавать предпочтение.

Дальнейшее совершенствование точности расчета, развитие теории компенсации дополнительной емкости ступеньки [4] для ЗЩЛ, повышение точности изготовления (до 11—12 класса) и чистоты поверхности ВЩП позволит улучшить их электродинамические параметры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Носич А. И., Шестопапов В. П., — Радиотехника и электроника, 1978, 24, вып. 10, с. 1949.
2. Комарь Г. И., Носич А. И., Шестопапов В. П., — Докл. АН УССР. Сер. А, 1983, № 5, с. 57.

3. Комарь Г. И., Шестопапов В. П. Препринт ИРЭ АН УССР № 230 — Харьков, 1983.
4. Комарь Г. И. В кн.: Физика и техника миллиметровых и субмиллиметровых волн. — Киев: Наукова думка, 1983, с. 138.
5. Фельдштейн А. Л., Явич Л. Р., Смирнов В. П. Справочник по элементам волноводной техники. — М.: Сов. радио, 1967, с. 270.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
12 марта 1984 г.,
после доработки
8 октября 1984 г.

УДК 621 372.09

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ МОД В КРУГЛОМ ГОФРИРОВАННОМ ВОЛНОВОДЕ

М. А. Шапиро

Волновод с прямоугольной гофрировкой может быть использован для преобразования мод [1]. Существенное влияние на работу такого преобразователя оказывает отражение взаимодействующих волн от гофрированного участка. В настоящей работе на основе метода матриц передач [2] построена теория взаимодействия двух парциальных мод с учетом отражений. На основе этой теории рассмотрен преобразователь с такими параметрами, чтобы в полосе преобразования волн отражения были минимальны. Проведено экспериментальное исследование преобразователя моды E_{01} круглого волновода в моду E_{02} .

1. Будем рассматривать распространение в круглом гофрированном волноводе двух мод, продольные волновые числа которых $h_{1,2}$ на центральной частоте преобразования ω_0 удовлетворяют условию

$$h_1(\omega_0) - h_2(\omega_0) = \bar{h}, \quad (1)$$

$h_{1,2} = \sqrt{k^2 - \mu_{1,2}^2 a^2}$, $\bar{h} = 2\pi/d$, a — средний радиус волновода, d — период гофра, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число в свободном пространстве, λ — длина волны, $\mu_{1,2}$ — соответствующие рассматриваемым модам корни функции Бесселя. Центральные частоты полос запаривания мод определяются соотношениями

$$2h_1(\omega_m) = m\bar{h}, \quad 2h_2(\omega_n) = n\bar{h}, \quad (2)$$

m, n — целые положительные числа.

Будем предполагать, что частота колебаний в волноводе удовлетворяет условию $\mu_2 < ka < \mu_3$, при этом волновое число достаточно отличается от критических значений для высшей из взаимодействующих мод μ_2/a и низшей из нераспространяющихся — μ_3/a . В этих условиях справедливо двухмодовое рассмотрение. В рамках метода матриц передачи регулярные участки преобразователя, имеющие длину $l = d/2$ и поперечные сечения с радиусами $a \pm b$ (b — амплитуда гофрировки), представляют собой восьмиполосники с двухблочными матрицами 4×4 вида

$$A^{+,-} = \begin{pmatrix} B_{11}^{+,-} & 0 \\ 0 & B_{22}^{+,-} \end{pmatrix}, \quad B_{1,2}^{+,-} = \begin{pmatrix} \cos h_{1,2}^{+,-} l & iZ_{1,2}^{+,-} \sin h_{1,2}^{+,-} l \\ i \frac{1}{Z_{1,2}^{+,-}} \sin h_{1,2}^{+,-} l & \cos h_{1,2}^{+,-} l \end{pmatrix}.$$

Здесь $h_{1,2}^{+,-} = \sqrt{k^2 - \mu_{1,2}^2/(a \pm b)^2}$, $Z_{1,2}^{+,-} = (4\pi/c) h_{1,2}^{+,-}/k$ — характеристические импедансы (рассматриваем E -моды). Преобразование мод на одной ступеньке гофрированного участка описывается матрицей

$$D^{+,-} = \begin{pmatrix} D_{11}^{+,-} & 0 & D_{12}^{+,-} & 0 \\ 0 & D_{11}^{+,-} & 0 & D_{12}^{+,-} \\ D_{21}^{+,-} & 0 & D_{22}^{+,-} & 0 \\ 0 & D_{21}^{+,-} & 0 & D_{22}^{+,-} \end{pmatrix},$$