

УДК 621.396.677.71 001 24

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ И ЗЕРКАЛЬНОЙ ЩЕЛЕВЫХ ЛИНИЯХ

Г. И. Комарь, В. П. Шестопалов

Разработана экспериментальная методика, основанная на применении двухкоординатной измерительной линии, и проведено исследование амплитудного распределения электрического поля в поперечном сечении цилиндрической и зеркальной щелевых линий миллиметрового диапазона длин волн в режиме медленных поверхностных волн

В [1, 2] обсуждаются свойства новой перспективной цилиндрической щелевой линии (ЦЩЛ) для волоконной техники миллиметровых (мм) и субмиллиметровых волн. ЦЩЛ представляет собой круглый диэлектрический стержень диаметром  $2a$  с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$ , частично экранированный проводящим экраном толщиной  $2d_2 \ll 2a$  с узкой продольной щелью угловой ширины  $2\theta$ . ЦЩЛ обладает малыми габаритами  $2a \sim \lambda_0/10$  ( $\lambda_0$  — рабочая длина волны), что в пять раз меньше ширины планарной щелевой [3] и полосковой [4] линий. Полоса пропускания ЦЩЛ в одномодовом режиме составляет величину порядка двух актав.

Основной волной, распространяющейся вдоль ЦЩЛ, является щелевая волна продольно-щелевого цилиндра. Знание формы распределения поля основной волны необходимо для определения эффективных габаритов и построения элементной базы на ее основе. Поле щелевой волны исследовано в основном теоретически [1, 2], если не считать краткого сообщения [5].

### 1. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ И ЗЕРКАЛЬНОЙ ЩЕЛЕВЫХ ЛИНИЙ

Дисперсионное соотношение для основной моды ЦЩЛ при  $ka < 1$  и  $d_2 \neq 0$  [5] описывается выражением

$$h_z' = k \sqrt{\epsilon_{\text{эфф}} - 0,5(ka)^{-2}\eta^{-1}}, \quad (1)$$

где  $k = 2\pi/\lambda_0$ ,  $\eta = \pi d_2/2a \sin \theta + \ln \sin^{-1} \theta/2$ ,  $\epsilon_{\text{эфф}}$  — эффективная диэлектрическая проницаемость ЦЩЛ, учитывающая неоднородность заполнения линии диэлектриком,

$$\epsilon_{\text{эфф}} = v\varepsilon + 1 - v, \quad (2)$$

а  $v = [2 + 2\pi d_2/a \sin \theta (2\eta - \pi d_2/a \sin \theta)^{-1}]^{-1}$  — коэффициент заполнения ЦЩЛ диэлектриком. Магнитное поле ЦЩЛ  $H$  сосредоточено в объеме проводящего экрана, играющего роль индуктивности  $L_0$ ; электрическое поле  $E$  сконцентрировано на щели, образующей емкость  $C_0$ . Резонансная длина волны последовательного колебательного контура, образованного емкостью  $C_0$  и индуктивностью  $L_0$ , соответствует одному из характеристических значений  $\lambda_0$  соотношения (1), называемому критической длиной волны  $\lambda_{\text{кр}}$ ,

$$\lambda_{\text{кр}} = 2\pi a \sqrt{2 \epsilon_{\text{эфф}} \eta}, \quad (3)$$

причем  $h'_z(\lambda_{\text{кр}}) = 0$ . Второе характеристическое значение  $\lambda_0$  принято называть переходной длиной волны  $\lambda_{\text{пер}}$ , для которой  $h'_z(\lambda_{\text{пер}}) = k$ :

$$\lambda_{\text{пер}} = 2\pi a \sqrt{2(\epsilon_{\text{эфф}} - 1)\eta}, \quad (4)$$

при этом  $\lambda_{\text{пер}}$  определяет точку перехода щелевой волны из режима медленной поверхностной волны в режим быстрой вытекающей волны (ВВ) [7]. Ширина полосы одномодового режима поверхностной волны  $\Delta\lambda_m = \lambda_{\text{пер}} - \lambda_{\text{огр}}$  (где  $\lambda_{\text{огр}} \approx 2\pi a \sqrt{\epsilon} / 1,84$  — критическое значение  $\lambda_0$  первого высшего  $H_{11}$ -типа колебания [1]) удовлетворяет соотношению

$$\Delta\lambda_m/\lambda_{\text{пер}} = 1 - 0,38 \sqrt{\epsilon/\eta (\epsilon_{\text{эфф}} - 1)}. \quad (5)$$

Зеркальная щелевая линия (ЗЩЛ) [7] также представляет собой линию передачи на основе продольно-щелевого цилиндра, однако в ЗЩЛ часть экрана выполнена в виде проводящей подложки, причем щель шириной  $d_1$  образована оставшимся краем экрана и подложкой. Диэлектрический стержень обычно выполняется прямоугольной (квадратной) формы с габаритами  $(2a \times b)$ . Благодаря подложке ЗЩЛ обладает высокими эксплуатационными характеристиками и достаточной жесткостью. К ЗЩЛ применима планарная технология, хорошо развитая для полосковых линий [4] и диэлектрических волноводов [8]. Подложка может служить теплоотводом при включении в щель ЗЩЛ СВЧ диодов и транзисторов. ЗЩЛ — самая миниатюрная из известных линий (площадь ее поперечного сечения в два раза меньше, чем у ЦЩЛ). Для ЗЩЛ можно записать соотношения, аналогичные (1)–(5):

$$h'_z = k \sqrt{\epsilon_{\text{эфф}} - \pi [k^2 8ab\eta]^{-1}}, \quad (6)$$

где  $\eta = \pi d_2 / 2d_1 + 0,347 - 0,5 \ln [1 - \sqrt{1 - \pi d_2^2 / 4ab}]$ ,  $\epsilon_{\text{эфф}}$  рассчитывается согласно (2) с учетом  $v = 1 - [2 + 2\pi d_2 / d_1 (\eta - \pi d_2 / d_1)^{-1}]^{-1}$ . Характеристические длины волн для (6):

$$\lambda_{\text{кр}} = 4 \sqrt{2\pi ab \epsilon_{\text{эфф}} \eta}, \quad \lambda_{\text{пер}} = 4 \sqrt{2\pi ab (\epsilon_{\text{эфф}} - 1) \eta}. \quad (7)$$

Полоса одномодового режима поверхностной волны ЗЩЛ

$$\Delta\lambda_m/\lambda_{\text{пер}} = 1 - 0,798 \sqrt{b\epsilon / (\epsilon_{\text{эфф}} - 1)a\eta} \quad \text{при } b > a, \quad (8)$$

$$\Delta\lambda_m/\lambda_{\text{пер}} = 1 - 0,399 \sqrt{a\epsilon / (\epsilon_{\text{эфф}} - 1)b\eta} \quad \text{при } a > b$$

составляет 2–3 актавы, так что при помощи одной ЗЩЛ реально перекрыть весь миллиметровый диапазон. В качестве  $\lambda_{\text{огр}}$  здесь следует брать критическую  $\lambda_0 H_{01}$ -моду:  $\lambda_{\text{огр}} \approx 4b \sqrt{\epsilon}$  при  $b > a$ ,  $\lambda_{\text{огр}} \approx 4a \sqrt{\epsilon}$  при  $a > b$ . Наибольшей  $\Delta\lambda_m$  обладает ЗЩЛ квадратной формы поперечного сечения ( $2a = b$ ), когда

$$\Delta\lambda_m/\lambda_{\text{пер}} = 1 - 0,28 \sqrt{\epsilon/\eta (\epsilon_{\text{эфф}} - 1)}, \quad (9)$$

что в 1,36 раза больше, чем у ЦЩЛ круглой формы.

Основным типом колебания ЦЩЛ и ЗЩЛ служит разновидность щелевой волны, которая является электродинамическим аналогом акустических колебаний Гельмгольца [9] и имеет ряд особенностей. Она классифицируется как квази- $H_{00}$ -мода (строго говоря, это гибридная волна), однако имеет электрическую и магнитную компоненты, сосредоточенные в разнесенных объемах, что характерно для схем с сосредоточенными параметрами. Квази- $H_{00}$ -мода имеет длину волны отсечки ( $\lambda_{\text{кр}}$  см. (3) и (7)) в отличие от [4]. ЗЩЛ — открытая линия, волна которой может быть как поверхностной ( $\lambda_0 < \lambda_{\text{пер}}$ ), так и быстрой ВВ ( $\lambda_{\text{кр}} > \lambda_0 > \lambda_{\text{пер}}$ ), вместе с тем проводящий экран обеспечивает экранировку поля, хорошую помехозащищенность и малые эффективные габариты.

## 2. МЕТОД ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ. ДВУХКООРДИНАТНАЯ ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ ЛИНИЯ

Применение волноводной аппаратуры оказывается весьма затруднительно. Разработка новых видов тракта ставит задачу создания измерительных приборов, адекватных ЗЩЛ (ЦЩЛ) по полосе частот, точности определения координат, чувствительности и др. Целесообразно для этого использовать сами же ЦЩЛ и ЗЩЛ и как объекты изучения, и как основу для измерительных приборов. Таким универсальным инструментом для исследования характеристик открытых ЛП стала двухкоординатная измерительная линия (ДИЛ) [10]. ДИЛ содержит двухкоординатный манипулятор, позволяющий перемещать зондовую головку параллельно массивному столику, к которому крепится исследуемая схема. Точность определения координаты зонда — 0,01 мм при рабочем ходе манипулятора (25×80) мм. Зондовая головка образована отрезком ЗЩЛ с включенным в него точечным критическим детектором и миниатюрным зондом, имеет малые габариты и рабочий диапазон от  $\lambda_0 = 2,5$  мм до  $\lambda_0 = 12$  мм. Собственный КСВ ДИЛ  $\sim 1,15$  при динамическом диапазоне в 50 дБ, что определяется малыми габаритами зонда и высокой чувствительностью детектора на основе ЗЩЛ [11]. ДИЛ позволяет в широкой полосе частот проводить измерения, характерные для волноводных измерительных линий (КСВ, затухание и др.), и открывает дополнительные возможности, в частности, обеспечивает измерение формы амплитудного распределения в поперечном и продольном сечениях открытых трактов. Селективные свойства зонда, выполненного в виде заостренного на конце отрезка ЦЩЛ, позволяют регистрировать отдельные компоненты электрического поля волны. Успех данного экспериментального исследования во многом определялся свойствами зондовой головки ДИЛ, построенной на основе ЗЩЛ.

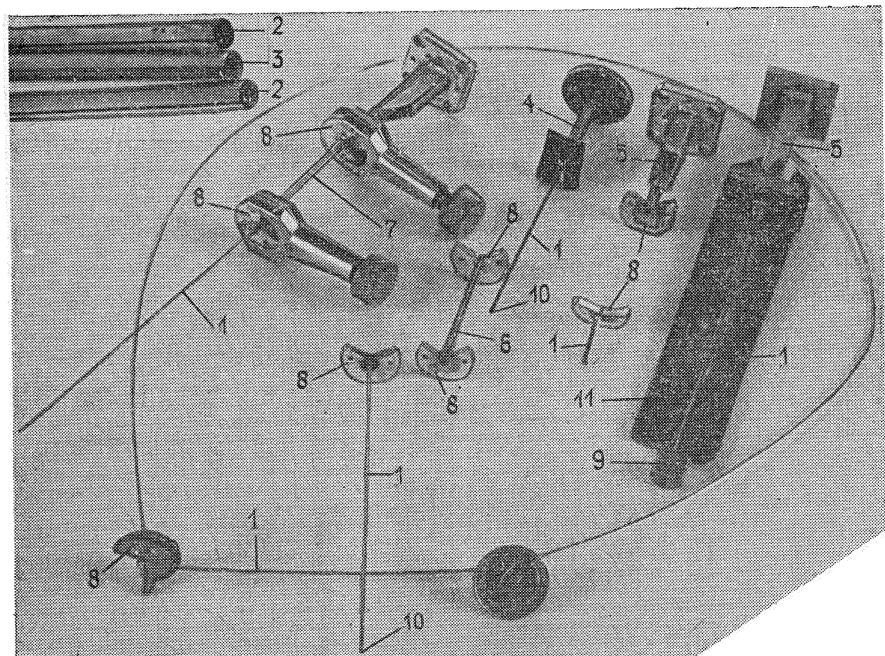


Рис. 1а.

На рис. 1 а, б приведены фотографии лабораторных макетов ЦЩЛ, исследование характеристик которых проведено при помощи ДИЛ. На рис. 1 обозначено: 1 — отрезки ЦЩЛ с габаритами  $2a=0,8$  мм,  $2\theta \approx 7^\circ$ ; 2 — ЦЩЛ с габаритами  $2a=1,3$  мм,  $2d_2=0,1$  мм,  $2\theta=7^\circ$ ; 3 — ЦЩЛ, для которой  $2a=1,3$  мм,  $2d_2=0,1$  мм,  $2\theta=45^\circ$ ; 4 — волноводно-щелевые переходы (ВШП) четырехмиллиметрового диапазона для возбуждения щелевой волны в ЦЩЛ; 5 — ВШП восьмимиллиметрового диапазона;

6 — конический переход от ЦЩЛ с  $2a = 2 \text{ мм}$  к ЦЩЛ с  $2a = 0,8 \text{ мм}$ ; 7 — схема, собранная из элементов 1, 5 и 6 при помощи фланцевых соединений; 9 — короткозамыкающие отражатели (коэффициент отражения  $\sim 0,93$  и слабо зависит от  $\lambda_0$ ); 10 — согласованные нагрузки, представляющие собой эбонитовую иглу и обеспечивающие КСВ  $\sim 1,15 \div 1,25$ . ВЩП обеспечивают КСВ  $\sim 1,25$  в полосе пропускания соответствующего волновода и потери на преобразование  $\leq 1 \text{ дБ}$ . Макеты на рис. 1б наклеены на проводящие (11) и пенопластовые (12) подложки для удобства работы с ДИЛ.

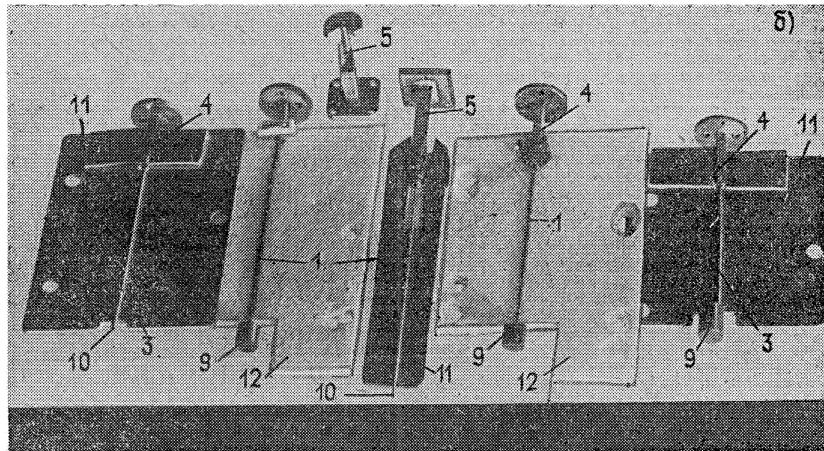


Рис. 16.

### 3. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ЦЩЛ

На рис. 2—4 приведены результаты экспериментального исследования распределения электрического поля в поперечном сечении ЦЩЛ, обозначенных цифрой 1 на рис. 1. Измерения проводились на длине волны  $\lambda_0 = 3,9 \text{ мм}$  при  $\epsilon = 1,0$  (воздух) и  $\epsilon = 2,25$  (полиэтилен). Как уже отмечалось, регистрировались все три компонента  $E_\phi$ ,  $E_r$  и  $E_z$ . Данные нормировались на максимальное значение  $E_\phi$  компоненты  $E_{\varphi m} = E_\phi (\varphi = 0^\circ, r = 0,55 \text{ мм}) = E_\phi (y = 0, x = 0,55 \text{ мм})$  (см. рис. 2).

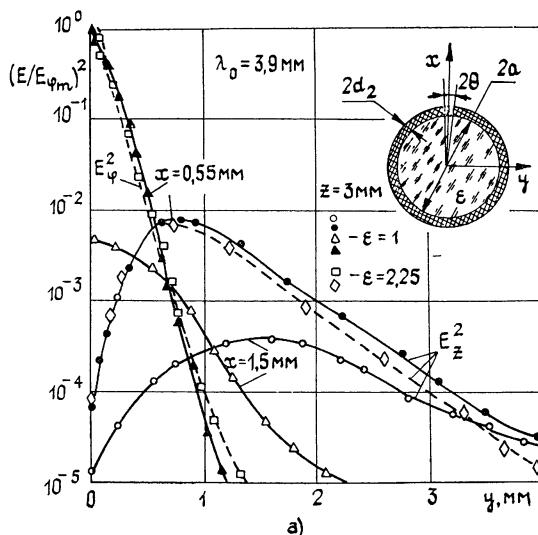


Рис. 2а.

На рис. 2а приведены зависимости  $E_\phi^2$  и  $E_z^2$  от поперечной координаты  $y$  для  $\epsilon = 1,0$ ,  $\epsilon = 2,25$ ; на рис. 2б — зависимости  $E_r^2$  и  $E_z^2$  от  $x$

для  $\epsilon=2,25$ .  $E_\varphi^2$  — быстро спадающая функция поперечной координаты: изменение  $y$  на 1 мм  $\approx \lambda_0/4$  вызывает уменьшение  $E_\varphi^2$  на пять порядков ( $x=0,55$  мм,  $z=3$  мм,  $\epsilon=2,25$  на рис. 1а). При  $x=1,5$  мм,  $z=3$  мм,  $\epsilon=2,25$  значение максимума  $E_\varphi^2$  меньше, меньше и скорость убывания по  $y$  (поле щелевой волны сконцентрировано на щели). Компонента  $E_z^2$  практически отсутствует на щели ( $-40$  дБ) и достигает максимума на краях распределения  $E_\varphi^2$ . Относительный уровень  $E_z^2$  сравнительно невелик —  $(E_z^2/E_{\varphi m}^2) < 10^{-2}$ , так что классификация щелевой моды как волны квази-Н-типа экспериментально полностью подтверждается. С ростом  $x$  абсолютный уровень  $E_z^2$  уменьшается, хотя относительный вклад в полное поле возрастает: при  $x=1,5$  мм  $E_z^2/E_{\varphi m}^2 < 10^{-1}$  (см. рис. 1а). Полученный уровень продольной компоненты  $E$  поля оказывается приблизительно таким же, как и у планарной щелевой линии [3].

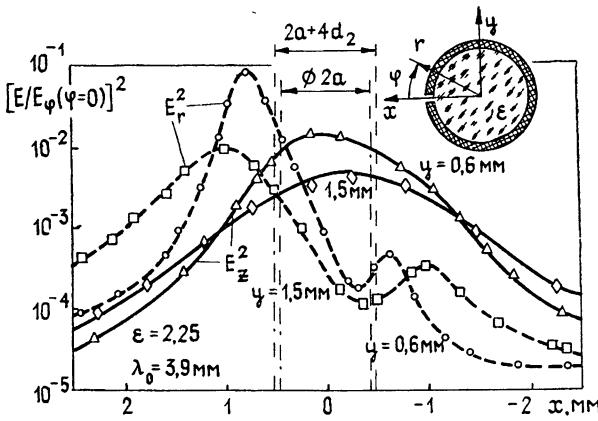


Рис. 26.

Скорость убывания  $E_\varphi^2$  определяется в ближней зоне степенным законом  $(a/r)^4 \cos^2 \varphi$  [5]. Для  $x < 2a$  это наблюдается и на эксперименте. Расхождение теории [1] с экспериментом при больших  $x$  объясняется, вероятно, асимптотическим характером соотношений [1]. Скорость убывания  $E_\varphi$  вдали от критических режимов слабо зависит от частоты и  $\epsilon$ . Причем только при  $r \gg a$  степенной закон переходит в экспоненциальный, характерный для линий поверхностных волн —  $E_\varphi^2 \sim \exp\{-2gr\}$ , где  $g = a \sqrt{k^2 - h_z'^2}$ . Так что в ближней зоне поле ЦШЛ носит ярко выраженный квазистатический характер и во многом аналогично полям статических конденсаторов. На ребрах экрана ( $r=a$ ,  $\varphi=\pm 90^\circ$ ) значение  $E_\varphi^2$  расходится согласно условию Мейкснера и имеет величину порядка  $(\cos \varphi - \cos 0) \approx 1$  [1]. Расходимость поля на ребрах на рис. 2—4 не наблюдается, так как минимальное расстояние от зонда до щели, которое удавалось обеспечить в эксперименте, было  $\approx 0,05$  мм  $\approx 2d_1 = 2a \sin \theta$ .

Как уже отмечалось ранее, ЦШЛ имеет режимы поверхностной волны и ВВ. В исследуемом случае переход в режим ВВ осуществлялся уменьшением  $\epsilon$  от 2,25 до 1,0. Об изменении характера волны свидетельствуют результаты исследований дисперсии:  $\lambda_d(\epsilon=2,25) = 2\pi/h_z' (\epsilon=2,25) = 3,7$  мм  $< \lambda_0 = 3,9$  мм (теоретическое значение  $\lambda_d(\epsilon=2,25) = 3,64$  мм), в то время как  $\lambda_d(\epsilon=1,0) = 4,4$  мм  $> \lambda_0$  (теоретическое значение  $\lambda_d(\epsilon=1) = 4,3$  мм). При  $\epsilon=1,0$  из ЦШЛ появляется излучение под черенковским углом [12]  $\alpha = \text{Arccos } h_z'/k = 27^\circ,3$  (экспериментальное значение  $\alpha=30^\circ$ ) и возрастают потери  $h_z''(\epsilon=1,0) = -44$  дБ/м (определяются потерями на излучение) против  $h_z''(\epsilon=2,25) \approx 10$  дБ/м (определяются затуханием в металле экрана). Излучение из однородного отрезка ЦШЛ при  $\epsilon=2,25$  зафиксировать не

удалось. Следовательно, при  $\epsilon=1,0$  обнаруживается «классическая» ВВ [12]. Однако, как следует из рис. 2а, распределение щелевой волны существенно не изменяется, причем это справедливо как для  $E_\varphi$ -так и для  $E_z$ -компонент поля. В [5] приведена оценка величины продольной составляющей электрического поля в случае идеальной проводимости металла:

$$E_z \sim h'_z(\epsilon-1) 0 (\ln \sin^{-1} \theta / 2), \quad (10)$$

т. е. при  $\epsilon=1$  согласно (10)  $E_z \equiv 0$ . Поэтому уровень  $E_z$ , приведенный на рис. 2а, б, связан не столько с замедлением волны в диэлектрике, сколько с конечной проводимостью материала слоя металла (посеребренная медь).

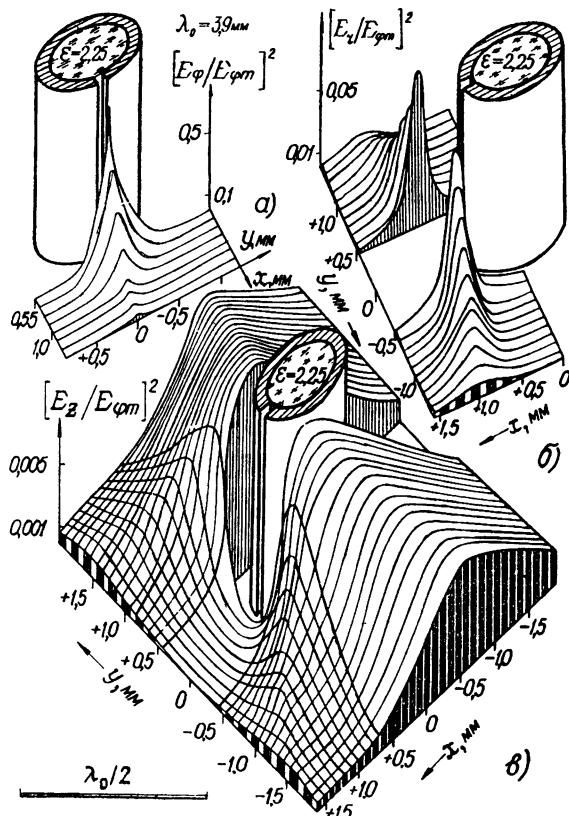


Рис. 3.

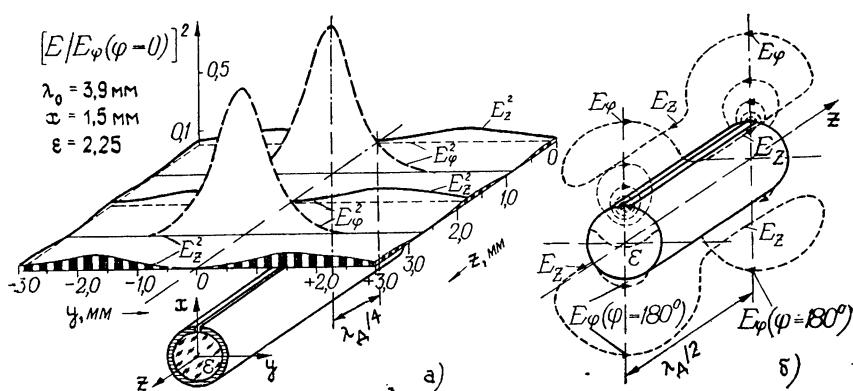


Рис. 4.

На рис. 3а, б, в приведены двумерные распределения всех трех компонент электрического поля ЦЩЛ, совмещенные с соответствующим макетом (ЦЩЛ).

Наличие  $E_z \neq 0$  свидетельствует о том, что часть силовых линий поля  $E$  не перехватывается металлом экрана, а замыкается в вихревые кольца. Эти кольца можно наблюдать в картине поля стоячей щелевой волны, устанавливающейся вдоль ЦЩЛ, когда последняя нагружена на КЗ отражатель (рис. 1). Картина поля стоячей волны ЦЩЛ приведена на рис. 4а, где сплошными линиями показано распределение  $E_z^2$ -компоненты, пунктирными —  $E_\varphi^2$ -компоненты. Видно, что с периодом в  $\lambda_d/4$   $E_\varphi^2$ -компонента «перекачивается» в  $E_z^2$ -компоненту, причем  $E_z^2$  имеет два максимума по бокам цилиндра. Из рис. 4а можно определить долю вихревой составляющей в суммарном поле щелевой волны по величине отношения максимумов  $E_\varphi$ -и  $E_z$ -компонент. Доля вихревой составляющей невелика, при  $x=0,55$  мм только одна сотая часть силовых линий электрического поля не перехватывается проводящим экраном; при  $x=1,5$  мм уже только одна десятая силовых линий не перехватывается экраном.

Интересно, что при  $\varphi=180^\circ$  силовые линии электрического поля ориентированы симметрично силовым линиям, направленным поперек щели ( $\varphi=0$ ), так как электрический заряд, имеющий симметричное относительно щели распределение в точке  $\varphi=180^\circ$ , меняет знак. Поле  $E_\varphi$  ( $\varphi=180^\circ$ ) показано на рис. 4б. Очевидно, что  $E(\varphi=180^\circ)$  существенно меньше  $E(\varphi=0^\circ)$ . Тем не менее это поле удалось зарегистрировать в эксперименте. Так, на рис. 2б  $E_r$ -компонента имеет два максимума при  $x=+1$  мм и при  $x=-1$  мм, причем  $E_r^2(x=-1\text{ mm})/E_r^2(x=+1\text{ mm}) \approx 10^{-2}$ .

На рис. 4б приведено окончательное схематическое распределение электрического поля в ЦЩЛ, где показана концентрация поля  $E$  на щели и ориентация вихревых колец.

Из рис. 3а следует, что  $E_\varphi$ -компонента убывает в направлении  $x$  медленнее, чем в направлении  $y$ . Действительно, при изменении  $y$  на 1 мм  $E_\varphi^2$  спадает на пять порядков, а при изменении  $x$  на 1 мм — только на два порядка. Это связано с тем, что  $E_r$ -составляющая практически равна нулю на щели и дополняет  $E_\varphi$ -составляющую по бокам от щели, так что скорость убывания полного поля практически не зависит от  $\varphi$  и достигает для  $(E_\varphi^2 + E_r^2 + E_z^2)$  20 дБ при изменении  $r$  на диаметр линии 2а. При этом приблизительно такая же скорость наблюдается при  $\varepsilon=3,8$ ,  $\lambda_0=7,7$  мм;  $\varepsilon=5$ ,  $\lambda_0=7,7$  мм;  $\varepsilon=2,25$ ,  $\lambda_0=3,9$  мм, т. е. слабо зависит от частоты и  $\varepsilon$ . Она сохраняется даже в случае ВВ при  $\varepsilon=1,0$  и  $\lambda_0=3,9$  мм. Только вблизи  $\lambda_{kr}$  происходит заметное уширение амплитудного распределения квази- $H_{00}$ -моды и уменьшение скорости спадания поля вдоль поперечной координаты [5].

Так как электрическое поле ЦЩЛ сосредоточено в основном на щели и существенно только на расстояниях порядка нескольких  $2d_1$  от щели при  $\varphi=0^\circ$ , а при  $\varphi=180^\circ$  не существенно уже при  $r=a+2d_2$ , то по аналогии с ПЛ [13] можно записать полуэмпирическую формулу для эффективных габаритов ЦЩЛ:

$$t_{\text{эфф}} \simeq 2a + 4d_2 + 4a \sin \theta, \quad (11)$$

где  $t_{\text{эфф}}$  — эффективный диаметр ЦЩЛ. Поскольку  $2a \sin \theta \ll a$  (обычно  $\theta \sim (2 \div 10)^\circ$ ), то  $t_{\text{эфф}}$  не сильно отличается от геометрического диаметра  $(2a+4d_2)$ .

#### 4. ОСОБЕННОСТИ АМПЛИТУДНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЯ ЗЩЛ

Проведены также систематические эксперименты по исследованию полей ЗЩЛ, выполненной из электролитической меди с габаритами, приведенными на рис. 5. Диэлектриком заполнения служил тефлон ( $\varepsilon=2,2$ ,  $\operatorname{tg} \delta = 4 \cdot 10^{-4}$ ). На рис. 5, 6 приведены результаты исследования двух поперечных компонент электрического поля щелевой волны

$E_x$  и  $E_y$ . Поле ЗШЛ также сосредоточено на щели и быстро спадает с ростом поперечной координаты  $x$  или  $y$ . Компонента  $E_y$  имеет максимум при  $y=0,1 \text{ мм}$ , что связано, по-видимому, с концентрацией заряда

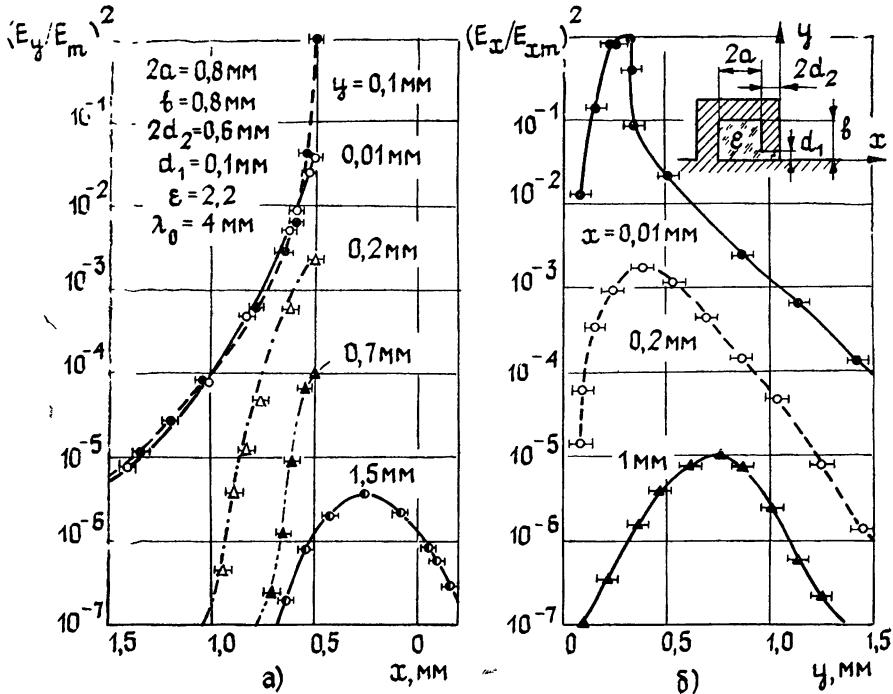


Рис. 5.

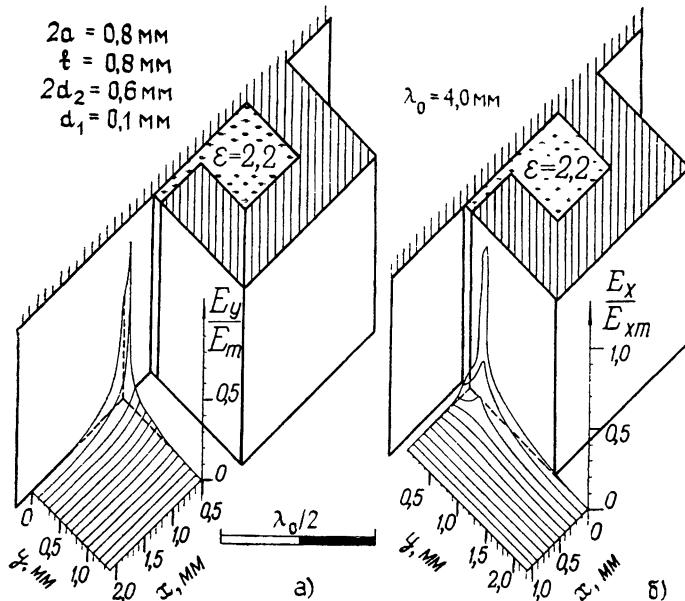


Рис. 6.

на ребре экрана. Об этом свидетельствует и изменение формы зависимости  $E_y^2(x)$  при  $y>0,2 \text{ мм}$ . Компонента  $E_x$  ЗШЛ аналогична по своим свойствам  $E_x$ -компоненте поля ЦШЛ и сосредоточена по бокам щели (рис. 6б). Выражения, описывающие распределение поля в ЗШЛ

прямоугольной формы, можно получить из [1] путем конформного преобразования цилиндрической системы координат в декартову. Скорость спадания поля от щели при этом сохраняется, так что для эффективных габаритов ЗШЛ можно записать выражения, аналогичные (10):

$$t_{\text{эфф } y} \simeq b + 2d_2, \quad t_{\text{эфф } x} \simeq 2a + 4d_2 + 4d_1, \quad (12)$$

где  $t_{\text{эфф } y}$  и  $t_{\text{эфф } x}$  — эффективные размеры ЗШЛ вдоль осей  $OY$  и  $OX$  соответственно.

В работе рассмотрены распределения трех компонент электрического поля щелевой волны, причем  $E_\phi$ - и  $E_r$ -компоненты с точностью до множителя  $h_z'/k$  совпадают с  $H_r$ - и  $H_\phi$ -компонентами магнитного поля соответственно.

При помощи ДИЛ проведено исследование всех трех компонент электрического поля щелевой волны ЦШЛ и ЗШЛ в режиме медленных волн. Показано, что поле квази- $H_{00}$ -волны имеет как квазистатическую, так и вихревую составляющие, вложенные друг в друга, причем первая из них преобладает. Характерно, что с ростом расстояния от щели доля вихревой составляющей возрастает. Получены полуимперические формулы для эффективных габаритов ЦШЛ и ЗШЛ. Поскольку поле щелевой волны сконцентрировано на щели, эффективные габариты ЦШЛ и ЗШЛ мало отличаются от геометрических. Знание описанных особенностей амплитудного распределения поля ЦШЛ и ЗШЛ позволили разработать миниатюрные устройства миллиметрового диапазона различного функционального назначения [14].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Носич А. И., Шестопалов В. П. — ДАН СССР, 1978, 241, № 2, с 341.
2. Шестопалов В. П. — ДАН СССР, 1982, 264, № 5, с. 1139.
3. Гинeman A. I., Нетук A. M., Силин P. X. — Электронная техника Сер. Электроника СВЧ, 1980, вып 2, с. 3.
4. Нефедов Е. Н., Фиалковский А. Т. Полосковые линии передачи. — М.: Наука, 1980.
5. Комарь Г. И., Носич А. И., Шестопалов В. П. — ДАН УССР. Сер. «А», 1983, № 7, с 49.
6. Комарь Г. И. В кн.: Физика и техника миллиметровых и субмиллиметровых волн. — Киев: Наукова думка, 1983, с 138.
7. Комарь Г. И., Носич А. И., Шестопалов В. П. — ДАН УССР. Сер. «А», 1983, № 5, с. 58.
8. Вязтышев В. Ф. Диэлектрические волноводы — М.: Сов. радио, 1970 — 216 с.
9. Носич А. И., Шестопалов В. П. — ДАН СССР, 1977, 234, № 1, с. 53.
10. Комарь Г. И. В кн.: Распространение и дифракция радиоволн в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах. Сб. научных трудов. — Киев: Наукова думка, 1984, с. 223.
11. Комарь Г. И., Шестопалов В. П. Препринт АН УССР № 230 — Харьков, 1984.
12. Комарь Г. И., Шестопалов В. П. Тезисы докладов Всесоюзного научного семинара «Методы синтеза и применение многослойных интерференционных систем» — М.: Гос. ун-т, 1984, с. 134.
13. Фельдштейн А. А., Явич Л. Р., Смирнов В. П. Справочник по элементам волноводной техники — М.: Сов. радио, 1967. — 652 с.
14. Комарь Г. И., Шестопалов В. П. Тезисы докладов Всесоюзной научно-технической конференции «Проблемы интегральной электроники СВЧ». — Л.: Изд. ЛЭТИ, 1984, с. 28.

Институт радиофизики и электроники  
АН УССР

Поступила в редакцию  
28 января 1985 г.

## EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF ELECTRIC FIELD IN CYLINDRICAL AND IMAGE SLOT LINES

*G. I. Komar', V. P. Shestopalov*

The experimental technique has been developed based on the application of the two-coordinate measurement line. The electric field amplitude distribution has been investigated in the millimeter range cylindrical and image slot lines. The regime of the slow surface wave of the cylindrical slot line action has been considered.