

УДК 621 372 822

СОСТАВЛЯЮЩИЕ ПОЛЯ, РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ И ЗАТУХАНИЕ ОСНОВНЫХ ТИПОВ ВОЛН E_{11}^x И E_{11}^y В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКЕ

Б. А. Мурмушев

Представлены результаты теоретического анализа и экспериментальных исследований в диапазоне частот 110 ÷ 160 ГГц полимерных прямоугольных волноводов, расположенных в диэлектрических подложках

Прямоугольный диэлектрический волновод (ПДВ), закрепленный в подложке с меньшей величиной диэлектрической проницаемости, может найти широкое применение как в интегральных схемах [1-4], так и в широкополосных измерительных элементах [5-7] миллиметрового диапазона.

В случае, когда ПДВ окружен средами с различной величиной диэлектрической проницаемости, существенны эффекты смещения максимумов распределения полей волн E_{11}^x и E_{11}^y в сторону среды с большей величиной диэлектрической проницаемости [8]. Это приводит к несимметричному перераспределению энергии основных типов волн по поперечному сечению ПДВ, что обуславливает более сильное влияние диэлектрической подложки на суммарную величину затухания волн E_{11}^x и E_{11}^y вследствие диэлектрических потерь.

В настоящей работе приведены результаты теоретического анализа распределения энергии и потерь в ПДВ миллиметрового диапазона с небольшим перепадом диэлектрических проницаемостей ПДВ и подложки ($\epsilon_{\text{ПДВ}} - \epsilon_{\text{П}} < 1$).

1. Составляющие поля. Распределение

поля основных типов волн E_{11}^x и E_{11}^y по поперечному сечению изображенного на рис. 1 ПДВ с размерами $2a \times 2b$ аппроксимируется суперпозицией косинусоидальных функций, а вне ПДВ происходит экспоненциальное затухание амплитуды [10, 11]. При этом считается, что в углах ПДВ поле пренебрежимо мало по сравнению с полями в самом ПДВ

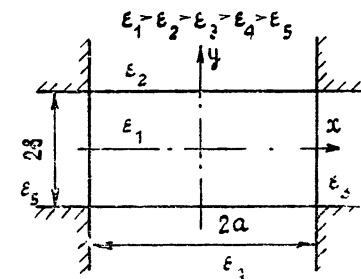


Рис. 1. Модель ПДВ.

и окружающих его диэлектрических средах. Вследствие различных диэлектрических проницаемостей ПДВ и окружающих его сред ($\epsilon_1 > \epsilon_2 > \epsilon_3 > \epsilon_4 > \epsilon_5$) максимумы в распределениях составляющих полей волн E_{11}^x и E_{11}^y сдвинуты вдоль осей x и y на величины $\alpha_{x,y}$ и $\beta_{x,y}$ в сторону среды, окружающей ПДВ и имеющей большую величину диэлектрической проницаемости [11].

С учетом граничных условий непрерывности компонент электрического и магнитного поля основных типов волн E_{11}^x и E_{11}^y [11] на поверх-

ностях ПДВ при $x = \pm a$ и $y = \pm b$ нетрудно получить трансцендентные уравнения для определения $\alpha_{x,y}$ и $\beta_{x,y}$:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} 2\alpha_x &= \frac{k_{x_1}^x (k_1^2 - k_{y_1}^2) [k_{x_3}^x (k_5^2 - k_{y_1}^2) - k_{x_5}^x (k_3^2 - k_{y_1}^2)]}{k_{x_1}^2 (k_3^2 - k_{y_1}^2) (k_5^2 - k_{y_1}^2) + k_{x_3}^x k_{x_5}^x (k_1^2 - k_{y_1}^2)^2}, \\ \operatorname{tg} 2\alpha_y &= \frac{\varepsilon_1 k_{x_1}^y (k_1^2 - k_{y_1}^2) [\varepsilon_3 k_{x_3}^y (k_5^2 - k_{y_1}^2) - \varepsilon_5 k_{x_5}^y (k_3^2 - k_{y_1}^2)]}{\varepsilon_1^2 k_{x_1}^2 (k_3^2 - k_{y_1}^2) (k_5^2 - k_{y_1}^2) + \varepsilon_3 \varepsilon_5 k_{x_3}^y k_{x_5}^y (k_1^2 - k_{y_1}^2)^2}, \\ \operatorname{tg} 2\beta_x &= \frac{k_{y_1}^x (k_{y_2}^x - k_{y_4}^x)}{k_{y_1}^2 + k_{y_2}^x k_{y_4}^x}, \\ \operatorname{tg} 2\beta_y &= \frac{\varepsilon_1 k_{y_1}^y (\varepsilon_4 k_{y_2}^y - \varepsilon_2 k_{y_4}^y)}{\varepsilon_2 \varepsilon_4 k_{y_1}^2 + \varepsilon_1^2 k_{y_2}^y k_{y_4}^y}. \end{aligned} \quad (1)$$

Все обозначения в формулах (1) приняты согласно [11].

Из (1) видно, что при $\varepsilon_3 = \varepsilon_5$ или $\varepsilon_2 = \varepsilon_4$ ($k_3 = k_5$, $k_{x_3}^x = k_{x_5}^x$) соответственно $\alpha_{x,y} = 0$ или $\beta_{x,y} = 0$. В этих случаях распределение полей основных типов волн E_{11}^x и E_{11}^y по поперечному сечению ПДВ симметрично относительно осей x или y . При $\varepsilon_3 \rightarrow \varepsilon_1 \gg \varepsilon_5$ или, наоборот, $\varepsilon_5 \rightarrow \varepsilon_1 \gg \varepsilon_3$ (соответственно $\varepsilon_2 \rightarrow \varepsilon_1 \gg \varepsilon_4$ или же $\varepsilon_4 \rightarrow \varepsilon_1 \gg \varepsilon_2$) величины $\alpha_{x,y}$ и $\beta_{x,y}$ имеют максимальное значение.

В этих случаях наблюдается значительная несимметрия в распределении полей и энергии волн E_{11}^x и E_{11}^y по поперечному сечению ПДВ.

На рис. 2 показаны кривые, рассчитанные по соотношениям (1) и экспериментально измеренные с помощью магнитного зонда в полосе частот $110 \div 180$ ГГц [8] на ПДВ из полиэтилена (формат сечения $2a \times 2b = 4,7 \times 2,3 \times 4,7$ мм², $\varepsilon_1 = 2,24$), запрессованном в профильный вырез фторопластовой подложки ($\varepsilon_2 = 1$, $\varepsilon_3 = \varepsilon_4 = \varepsilon_5 = 2,08$).

Видно, что теория дает лишь качественное совпадение с экспериментом. Различие же в абсолютных значениях рассчитанных и измеренных величин β_x и β_y , по-видимому, обусловлено, с одной стороны, приближенным методом расчета, а с другой стороны, наличием неучитываемых теорией различного рода дефектов (зазоры между подложкой и ПДВ, искажения формы поперечного сечения ПДВ и т. п.), возникающих при запрессовке ПДВ в подложку. При уменьшении длины волны (увеличении приведенного размера \sqrt{ab}/λ_0 и степени замедления) происходит уменьшение значений β_x и β_y . Это вызвано увеличением концентрации энергии волн E_{11}^x и E_{11}^y внутри ПДВ при росте степени замедления.

Рис. 2. Смещение максимумов распределения поля E_x^y и H_x^y волн E_{11}^x и E_{11}^y в зависимости от длины волны в ПДВ из полиэтилена в фторопластовой подложке, штриховая кривая — теория, сплошная — эксперимент, светлые кружки, темные кружки — $a \times b = 4,7 \times 2,3$ мм², треугольники, крестики — $a \times b = 2,3 \times 4,7$ мм²; $\varepsilon_1 = 2,24$, $\varepsilon_2 = 1$, $\varepsilon_3 = \varepsilon_4 = \varepsilon_5 = 2,08$.

2. Распределение энергии. Энергия волн E_{11}^x и E_{11}^y распределена как в самом ПДВ, так и в диэлектрических средах, окружающих ПДВ. Для многих практических приложений часто необходимо знать, какая часть энергии сосредоточена в каждой из сред. Мощности, передаваемые каждой из диэлектрических сред, легко вычисляются интегрированием продольной составляющей вектора Пойнтинга по поперечному сечению волноведущей области [13]:

для волны E_{11}^x —

$$P_1^x = M_1^{x^2} \frac{k_1^2 - k_{y_1}^2}{8k_z^x \omega \mu_0 k_{x_1}^x k_{y_1}^x} f_{+x}^x f_{+y}^x,$$

$$P_{2,4}^x = M_1^{x^2} \frac{(k_1^2 - k_{y_1}^2) \cos^2(k_{y_1}^x b \mp \beta_x)}{8k_z^x \omega \mu_0 k_{x_1}^x k_{y_{2,4}}^x} f_{+x}^x, \quad (2)$$

$$P_{3,5}^x = M_1^{x^2} \frac{(k_1^2 - k_{y_1}^2)^2 \cos^2(k_{x_1}^x a \mp \alpha_x)}{8k_z^x \omega \mu_0 k_{y_1}^x k_{x_{3,5}}^x (k_{3,5}^2 - k_{y_1}^2)} f_{+y}^x ;$$

для волны E_{11}^y —

$$P_1^y = M_1^{y^2} \frac{k_1^2 - k_{y_1}^2}{8k_z^y \omega \varepsilon_0 \varepsilon_1 k_{x_1}^y k_{y_1}^y} f_{+x}^y f_{+y}^y,$$

$$P_{2,4}^y = M_1^{y^2} \frac{(k_1^2 - k_{y_1}^2) \cos^2(k_{y_1}^y b \mp \beta_y)}{8k_z^y \omega \varepsilon_0 \varepsilon_{2,4} k_{x_1}^y k_{y_{2,4}}^y} f_{+x}^y, \quad (3)$$

$$P_{3,5}^y = M_1^{y^2} \frac{\varepsilon_{3,5} (k_1^2 - k_{y_1}^2)^2 \cos^2(k_{x_1}^y a \mp \alpha_y)}{8k_z^y \omega \varepsilon_0 \varepsilon_1^2 k_{y_1}^y k_{x_{3,5}}^y (k_{3,5}^2 - k_{y_1}^2)} f_{+y}^y.$$

В выражениях (2) и (3) введены следующие обозначения:

$$f_{\pm x}^{x,y} = 2k_{x_1}^{x,y} a \pm \sin 2k_{x_1}^{x,y} a \cos 2\alpha_{x,y},$$

$$f_{\pm y}^{x,y} = 2k_{y_1}^{x,y} b \pm \sin 2k_{y_1}^{x,y} b \cos 2\beta_{x,y}.$$

Суммарная мощность

$$P_c^{x,y} = \sum_{i=1}^5 P_i^{x,y}.$$

Из (2) и (3) видно, что в случае симметричного ПДВ ($\varepsilon_2 = \varepsilon_3 = \varepsilon_4 = \varepsilon_5$, $\alpha_{x,y} = 0$, $\beta_{x,y} = 0$) $P_2^{x,y} = P_4^{x,y}$, а $P_3^{x,y} = P_5^{x,y}$.

На рис. 3 и 4 показаны кривые, рассчитанные по соотношениям (2) и (3) для случая полиэтиленового ПДВ, различным образом ориентированного в фторопластовой подложке ($2a \times 2b = 4,7 \times 2,3$ мм² на рис. 3 и $2a \times 2b = 2,3 \times 4,7$ мм² на рис. 4). Видно, что при уменьшении длины волны (увеличении степени замедления волн E_{11}^x и E_{11}^y и величины приведенного сечения ПДВ \sqrt{ab}/λ_0) все большая часть мощности распространяется внутри ПДВ, так как при этом $P_1^{x,y}/P_c^{x,y} \rightarrow 1$, а $P_{2,3,4,5}^{x,y}/P_c^{x,y} \rightarrow 0$. В случае же уменьшения степени замедления ($\sqrt{ab}/\lambda_0 \rightarrow 0$), наоборот, основная часть энергии распространяется во внешних средах, так как в этом случае $P_1^{x,y}/P_c^{x,y} \rightarrow 0$, а $P_{2,3,4,5}^{x,y}/P_c^{x,y} \rightarrow 1$.

Из сравнительного анализа кривых, приведенных на рис. 3 и 4, интересно отметить тот факт, что изменение формата сечения ПДВ

существенным образом влияет на распределение энергии волн E_{11}^x и E_{11}^y во внешних средах. Так, при $a > b$ отношение мощностей $P_4^{x,y}/P_c^{x,y}$ на порядок выше, чем при $a < b$, в то время как отношение $P_3^{x,y}/P_c^{x,y}$, наоборот, примерно на порядок меньше. Хорошо видно, что при $a > b$ (рис. 3) волны E_{11}^x и E_{11}^y практически вырождены и имеют примерно одинаковые распределения энергии. При $a < b$ вырождение снимается (рис. 4) и заметно различие, особенно для среды с ϵ_2 , в распределении энергии волн E_{11}^x и E_{11}^y .

Следует заметить, что отношения мощностей $P_i^{x,y}/P_c^{x,y}$ пропорциональны структурным коэффициентам затухания волн E_{11}^x и E_{11}^y , и поэтому при большем значении отношения $P_i^{x,y}/P_c^{x,y}$ более существен вклад данной среды в суммарную величину затухания.

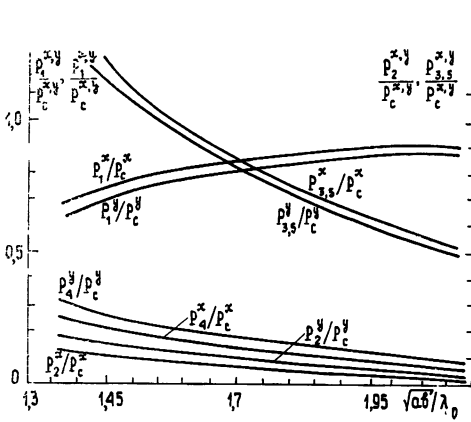


Рис. 3.

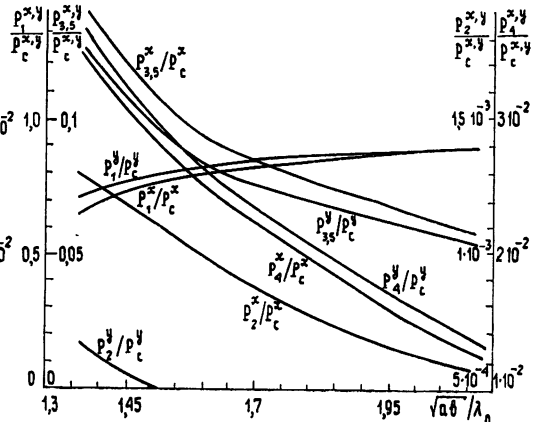


Рис. 4.

Рис. 3. Распределение мощностей по средам в ПДВ из полиэтилена в фторопластовой подложке ($a \times b = 4,7 \times 2,3 \text{ мм}^2$).

Рис. 4. Распределение мощностей по средам в ПДВ из полиэтилена в фторопластовой подложке ($a \times b = 2,3 \times 4,7 \text{ мм}^2$).

3. Затухание волн E_{11}^x и E_{11}^y . Затухание основных типов волн E_{11}^x и E_{11}^y вследствие диэлектрических потерь, согласно [10, 12], можно выразить через безразмерные структурные коэффициенты $K_i^{x,y}$, которые нетрудно рассчитать, пользуясь известной методикой [12, 13]. В данном случае имеем

для волны E_{11}^x —

$$K_1^x = \frac{P_1^x k_z^x k_0 \epsilon_1}{P_c^x (k_1^2 - k_{y_1}^2)} \left[1 - \frac{k_{x_1}^2 f_{-x}^x}{k_z^2 f_{+x}^x} \right],$$

$$K_{2,4}^x = \frac{P_{2,4}^x k_z^x k_0 \epsilon_{2,4}}{P_c^x (k_1^2 - k_{y_1}^2)} \left[1 - \frac{k_{x_1}^2 f_{-x}^x}{k_z^2 f_{+x}^x} \right], \quad (4)$$

$$K_{3,5}^x = \frac{P_{3,5}^x k_z^x k_0 \epsilon_{3,5}}{P_c^x (k_{3,5}^2 - k_{y_1}^2)} \left[1 - \frac{k_{3,5}^2}{k_z^2} \right];$$

для волны E_{11}^y —

$$K_1^y = \frac{P_1^y (k_1^2 - k_{y_1}^2)}{P_c^y k_0 k_z^y} \left[1 + \frac{k_{x_1}^2 k_{y_1}^2 f_{-x}^y f_{-y}^y}{(k_1^2 - k_{y_1}^2)^2 f_{+x}^y f_{+y}^y} - \frac{k_{y_1}^2 k_z^2 f_{-x}^y}{(k_1^2 - k_{y_1}^2)^2 f_{+x}^y} \right],$$

$$K_{2,4}^y = \frac{P_{2,4}^y (k_1^2 - k_{y_1}^2)}{P_c^y k_0 k_z^y} \left[1 + \frac{k_{x_1}^2 k_{y_{2,4}}^2 f_{-x}^y}{(k_1^2 - k_{y_1}^2)^2 f_{+x}^y} - \frac{k_{y_{2,4}}^2 k_z^2}{(k_1^2 - k_{y_1}^2)^2} \right], \quad (5)$$

$$K_{3,5}^y = \frac{P_{3,5}^y (k_{3,5}^2 - k_{y_1}^2)}{P_c^y k_0 k_z^y} \left[1 - \frac{k_{y_1}^2 f_{-y}^y}{(k_{3,5}^2 - k_{y_1}^2) f_{+y}^y} \right].$$

Таблица 1

Структурные коэффициенты затухания

| Формат сечения полоска | Тип волны | Привед. сечение полоска | Структурные коэффициенты | | | | Потери |
|---|------------|-------------------------|--------------------------|---------|-----------|-------|--------|
| | | | K_1 | K_2 | $K_{3,5}$ | K_4 | |
| $2a \times 2b \text{ мм}^2$ | | | | | | | ДБ/см |
| $4,7 \times 2,3$ $\epsilon_1 = 2,24$ $\epsilon_2 = 1$ $\epsilon_3 = \epsilon_4 =$ $= \epsilon_5 = 2,08$ $\text{tg } \delta_1 = 4 \cdot 10^{-4}$ $\text{tg } \delta_2 = 0$ $\text{tg } \delta_{3,4,5} =$ $= 2 \cdot 10^{-4}$ | E_{11}^x | 1,32 | 1,04 | 0,005 | 0,042 | 0,340 | 0,08 |
| | | 1,54 | 1,16 | 0,004 | 0,030 | 0,250 | 0,10 |
| | | 1,75 | 1,26 | 0,003 | 0,023 | 0,180 | 0,12 |
| | | 1,97 | 1,31 | 0,002 | 0,016 | 0,140 | 0,14 |
| | | 2,19 | 1,35 | 0,001 | 0,014 | 0,110 | 0,15 |
| | E_{11}^y | 1,32 | 0,89 | 0,003 | 0,034 | 0,450 | 0,07 |
| | | 1,54 | 1,07 | 0,002 | 0,026 | 0,310 | 0,09 |
| | | 1,75 | 1,16 | 0,002 | 0,020 | 0,280 | 0,11 |
| | | 1,97 | 1,24 | 0,001 | 0,016 | 0,180 | 0,13 |
| | | 2,19 | 1,28 | 0,001 | 0,013 | 0,140 | 0,15 |
| $2,3 \times 4,7$ $\epsilon_1 = 2,24$ $\epsilon_2 = 1$ $\epsilon_3 = \epsilon_4 =$ $= \epsilon_5 = 2,08$ $\text{tg } \delta_1 = 4 \cdot 10^{-4}$ $\text{tg } \delta_2 = 0$ $\text{tg } \delta_{3,4,5} = 2 \cdot 10^{-4}$ | E_{11}^x | 1,32 | 1,03 | 0,0007 | 0,190 | 0,048 | 0,08 |
| | | 1,54 | 1,13 | 0,0006 | 0,150 | 0,034 | 0,10 |
| | | 1,75 | 1,20 | 0,0005 | 0,120 | 0,029 | 0,12 |
| | | 1,97 | 1,30 | 0,0005 | 0,100 | 0,022 | 0,14 |
| | | 2,19 | 1,32 | 0,0003 | 0,077 | 0,016 | 0,15 |
| | E_{11}^y | 1,32 | 1,05 | 0,0005 | 0,180 | 0,053 | 0,08 |
| | | 1,54 | 1,22 | 0,0001 | 0,100 | 0,042 | 0,10 |
| | | 1,75 | 1,25 | 0,0001 | 0,093 | 0,035 | 0,12 |
| | | 1,97 | 1,28 | 0,00008 | 0,087 | 0,022 | 0,14 |
| | | 2,19 | 1,33 | 0,00006 | 0,073 | 0,019 | 0,16 |

В табл. 1 представлены результаты расчета структурных коэффициентов затухания по формулам (4) и (5) для ПДВ из полиэтилена (формат сечения $2a \times 2b = 4,7 \times 2,3$ и $2,3 \times 4,7 \text{ мм}^2$, $\epsilon_1 = 2,24$) в фторопластовой подложке ($\epsilon_2 = 1$, $\epsilon_3 = \epsilon_4 = \epsilon_5 = 2,08$). Из таблицы видно, что при уменьшении длины волны значения $K_1^{x,y}$ для волн E_{11}^x и E_{11}^y могут быть больше единицы. Из этого следует, что затухание волн E_{11}^x и E_{11}^y может быть больше, чем затухание плоской волны в безграничном диэлектрике. Это обусловлено вкладом продольных составляющих компонент электрического поля волн E_{11}^x и E_{11}^y в суммарные потери. При уменьшении длины волны значения $K_{2,3,4,5}^y$ стремятся к нулю, что соответствует уменьшению вклада в суммарные потери окружающих ПДВ сред.

На рис. 5 проведено сравнение потерь, теоретически рассчитанных (пунктирные линии) с использованием соотношений (2)–(5) для волн E_{11}^x и E_{11}^y с экспериментально измеренными двухзондовым методом [8] на ПДВ из полиэтилена в фторопластовой подложке (сплошные кривые). Видно, что теория дает практически линейный рост потерь при уменьшении длины волны. В то же время на экспериментальных

кривых наблюдается при уменьшении длины волны более существенный нелинейный рост потерь. Указанный факт, возможно, обусловлен значительным влиянием на потери дефектов, возникающих при запрессовке ПДВ в подложку (пустоты между ПДВ и подложкой, изгибы ПДВ, искажение формы поперечного сечения и т. п.). При этом для волны E_{11}^x потери вследствие рассеяния на дефектах оказываются более высокими, чем для волны E_{11}^y .

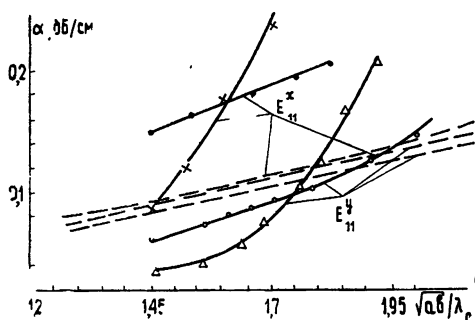


Рис. 5.

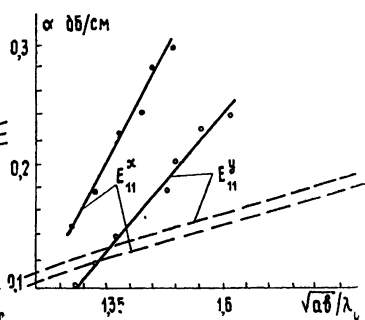


Рис. 6.

Рис 5. Зависимость потерь от длины волны в ПДВ из полиэтилена в фторопластовой подложке; штриховая кривая — теория, сплошная — эксперимент; светлые кружки, темные кружки — $a \times b = 4,7 \times 2,3 \text{ мм}^2$, треугольники, крестики — $a \times b = 2,3 \times 4,7 \text{ мм}^2$, $\epsilon_1 = 2,24$, $\epsilon_2 = 1$, $\epsilon_3 = \epsilon_4 = \epsilon_5 = 2,08$.

Рис. 6. Зависимость потерь от длины волны в ПДВ из фторопласта в подложке из пористого фторопласта, штриховая кривая — теория, сплошная кривая — эксперимент; светлые кружки — волна E_{11}^y , темные кружки — волна E_{11}^x , $a \times b = 2,0 \times 4,0 \text{ мм}^2$; $\epsilon_1 = 2,08$, $\epsilon_2 = 1$, $\epsilon_3 = \epsilon_4 = \epsilon_5 = 1,65$.

Аналогичные эффекты наблюдаются и в случае изготовления ПДВ и подложки из фторлонов с более высоким перепадом диэлектрической проницаемости ПДВ и подложки ($\epsilon_1 - \epsilon_{3,4,5} = 0,43$). Зависимость потерь от длины волны в таком ПДВ представлена на рис. 6. В обоих случаях теория и эксперимент дают минимальные потери в случае распространения в ПДВ с форматом сечения $a/b > 1$ волны E_{11}^y .

Таким образом, результаты теоретического анализа и экспериментальных исследований показали, что в ПДВ на диэлектрической подложке несимметричное распределение компонент электрического и магнитного поля волн E_{11}^x и E_{11}^y по поперечному сечению существенным образом сказывается на распределении энергии по средам и на затухании волн E_{11}^x и E_{11}^y .

Автор выражает благодарность В. В. Мериакри за любезно предоставленные данные по диэлектрическим свойствам фторлонов и А. М. Маркевичу за помощь в изготовлении ПДВ и подложек из фторлонов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кнох R. M, Toulouios P. P. Proc Symp. Submil. Waves.— Brooklyn. 1970.— P. 497.
2. Кнох R. M — IEEE Trans. MTT, 1976, MTT-24, № 11, p 806.
3. Взятых В. Ф., Рябов Б. И., Орехов Ю. И. Тезисы докладов Симпозиума по приборам, технике и распространению миллиметровых волн.— М.: 1976, с. 111.
4. Рябов Б. И., Орехов Ю. И., Арефьев В. А., Добромыслов В. С. Тезисы докладов II Всесоюзного симпозиума по миллиметровым и субмиллиметровым волнам — Харьков: 1978, с. 189.

5. Бондаренко И. К., Саламатин В. В., Мельников А. В. Тезисы докладов II Всесоюзного симпозиума по миллиметровым и субмиллиметровым волнам. — Харьков: 1978, с. 98.
6. Мельников А. В., Мурмузев Б. А., Попов В. А., Саламатин В. В. Тезисы докладов II Всесоюзного симпозиума по миллиметровым и субмиллиметровым волнам. — Харьков: 1978, с. 100.
7. Вершинина Л. Н., Мериакри В. В., Мурмузев Б. А. Тезисы докладов II Всесоюзного симпозиума по миллиметровым и субмиллиметровым волнам. — Харьков: 1978, с. 107.
8. Аверин С. В., Мельников А. В., Мурмузев Б. А., Попов В. А., Саламатин В. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 7, с. 1028.
9. Hogelnik H. — IEEE Trans. MTT, 1975, MTT-23, № 1, p. 2.
10. Schlosser W. — Arch. Electr. Ubertr., 1964, 18, № 7, p. 403.
11. Marcatili E. A. J. — Bell. Syst. Tech. J., 1969, 48, № 7, p. 2071.
12. Взятых В. Ф. Диэлектрические волноводы. — М.: Сов. радио, 1970.
13. Беланов А. С., Черный В. В. — Сб. трудов Всесоюзного заочного машиностроительного института, 1972. — С. 263.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР

Поступила в редакцию
8 февраля 1980 г.

FIELD COMPONENTS, ENERGY DISTRIBUTION AND DAMPING OF BASIC WAVE TYPES E_{11}^x AND E_{11}^y IN A RECTANGULAR DIELECTRIC WAVEGUIDE WITH DIELECTRIC FILLING

B. A. Murmuzhev

Results are presented of the theoretical analysis and experimental investigations in the frequency range 110—160 GHz of polymer rectangular waveguides located in dielectric fillings.

ИНФОРМАЦИЯ О НОВЫХ КНИГАХ

Странные аттракторы/Под ред. А. Н. Колмогорова, С. П. Новикова./Пер. с англ. Под ред. Я. Г. Синая и Л. П. Шильникова.— М.: Мир, 1981.— 253 с.— 1 р 70 к.

Сборник посвящен новым объектам теории динамических систем, которые в последние годы заинтересовали математиков, механиков и физиков. Эти объекты — так называемые странные аттракторы — появляются в фазовых пространствах с неустойчивым поведением траекторий. Они могут возникнуть при изменении параметров систем нелинейных дифференциальных уравнений. В частности, их появление связано с возникновением турбулентности.

В сборник включены основополагающие работы Е. Лоренца (США), Д. Рюэля, Ф. Такенса (Франция) и др.

Книга будет интересна математикам различных специальностей, физикам-теоретикам, специалистам по механике, инженерам-исследователям.
