

В.В. КРЫЖАНОВСКИЙ, А.Е. СВЕЖЕНЦЕВ,
академик АН УССР В.П. ШЕСТОПАЛОВ

РЕБЕРНЫЕ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОКРЫТИЕМ РЕБРА

Для ряда металлодиэлектрических линий передачи (ЛП), используемых в миллиметровом (мм) диапазоне длин волн, характерным является наличие металлических проводников, имеющих ребра, с помощью которых можно добиться значительной концентрации энергии электромагнитного поля в некоторой сравнительно небольшой области. К таким ЛП относятся, например, различного вида щелевые линии, в которых, как правило, имеется не менее двух реберных поверхностей, способных концентрировать поле электромагнитной волны.

Цель данной работы — показать, что структуры, содержащие только одну реберную поверхность, покрытую тем или иным способом диэлектриком, способны эффективно направлять электромагнитные волны и могут быть использованы наряду с известными ЛП.

Основой исследуемых ЛП являются идеально проводящие полуплоскость (рис. 1а) или клин (рис. 1б), на поверхностях которых находится диэлектрик.

Задачи дифракции электромагнитных волн на идеально проводящих реберных структурах (полуплоскость, клин) являются классическими и к настоящему времени исследованы достаточно полно [1]. В свою очередь, волноведущие свойства таких реберных структур были обнаружены недавно [2] и требуют детального изучения.

Здесь проведено теоретическое и экспериментальное исследование электродинамических характеристик собственных волн полуплоскости с соосным круглым диэлектрическим стержнем, а именно дисперсии и структуры поля, а также экспериментально изучено влияние толщины равномерного диэлектрического покрытия в клиновидной ЛП на коэффициенты замедления волн.

1. Постановка задачи о собственных волнах (поля которых зависят от продольной координаты z и времени t в виде $e^{i(hz - \omega t)}$, где h — постоянная распространения, ω — частота) в реберной ЛП (рис. 1а) во многом сходна с постановкой соответствующей задачи для круглого диэлектрического стержня [3]. При этом последнюю необходимо дополнить рядом условий. А именно, в данном случае должны выполняться граничные условия на идеально проводящей металлической поверхности:

$$(1) \quad E_z^I \Big|_{\substack{\varphi=0, 2\pi \\ r > 0}} = 0, \quad E_r^I \Big|_{\substack{\varphi=0, 2\pi \\ r > 0}} = 0, \quad l = I, II$$

($l = I$ для внутренней области — $r < a$, $l = II$ — для внешней), кроме того, поля необходимо подчинить условию конечности энергии в произвольной ограниченной области, включающей ребро.

В качестве условия на бесконечности ($r \rightarrow \infty$) выбираем условие экспоненциального убывания, которое позволяет рассматривать только поверхностные волны. В [4] показано, что это условие является частным случаем так называемого условия уходящего излучения (типа Рейхардта) для открытых структур, постановка кото-

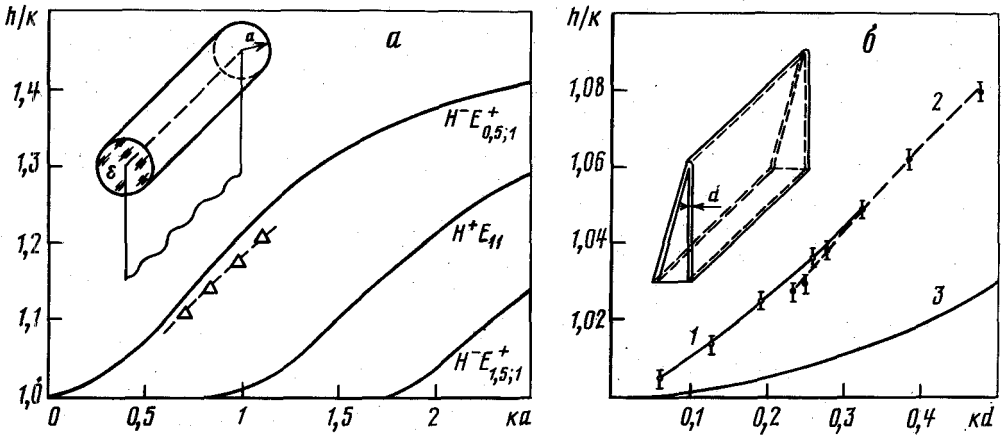


Рис. 1. Дисперсионные характеристики собственных волн реберных ЛП: а – бесконечно тонкая идеально проводящая полуплоскость с цилиндрической диэлектрической насадкой, кривые – теория, точки – эксперимент ($\epsilon = 2,25$); б – металлический клин с равномерным диэлектрическим покрытием

рого дает возможность рассматривать как поверхностные (экспоненциально спадающие при $r \rightarrow \infty$), так и вытекающие (экспоненциально растущие при $r \rightarrow \infty$) волны.

Так как границы однородных областей исследуемой реберной структуры (рис. 1а) являются частями координатных поверхностей, то решение поставленной краевой задачи можно построить методом разделения переменных [1]. Следовательно, учитывая условия (1), z -е компоненты электрического и магнитного полей во внутренней и внешней областях ЛП можно записать в виде (множитель $e^{i(hz - \omega t)}$ опускаем)

$$(2) \quad \begin{aligned} \{E_z^I, E_z^{II}\} &= \{A_j, A_j'\} \{J_{\nu_j}(\tilde{k}_I r), H_{\nu_j}^{(1)}(\tilde{k}_{II} r)\} \sin \nu_j \varphi, \\ \{H_z^I, H_z^{II}\} &= \{B_j, B_j'\} \{J_{\nu_j}(\tilde{k}_I r), H_{\nu_j}^{(1)}(\tilde{k}_{II} r)\} \cos \nu_j \varphi, \end{aligned}$$

где $\nu_j = j/2$, $j = 0, 1, \dots$, $\tilde{k}_I^2 = k^2 \epsilon_1 - h^2$, $k = \omega/c$, $\epsilon_1 = \epsilon$; $\epsilon_{II} = 1$ (значения j , при которых $\nu_j < 0$, приводят к компонентам поля, не удовлетворяющим условию на ребре). Далее, сшивая касательные компоненты поля на границе $r = a$, получим дисперсионное уравнение для постоянных распространения собственных волн реберной ЛП (рис. 1а) в виде (индекс j при ν_j опускаем)

$$(3) \quad (f_\nu - F_\nu)(\epsilon f_\nu - F_\nu) - \frac{\nu^2 h^2}{k^2} \left(\frac{1}{x^2} - \frac{1}{y^2} \right)^2 = 0,$$

$$f_\nu = J'_\nu(y)/(y J_\nu(y)), \quad F_\nu = H'_\nu^{(1)}(x)/(x H_\nu^{(1)}(x)), \quad x = \tilde{k}_I a, \quad y = \tilde{k}_{II} a.$$

Очевидно, что для поверхностных волн $\text{Re } x = 1$, $\text{Im } x > 0$, при этом $1 < h/k < \sqrt{\epsilon}$. Отметим, что случай $\epsilon = 1$ не описывается в рамках поставленной задачи, а требует отдельного рассмотрения. Можно показать, что реберная ЛП (рис. 1а) при $\epsilon = 1$ не может поддерживать волны, у которых $\text{Re } x = 0$, $\text{Im } x \geq 0$.

Вследствие наличия плоскости симметрии, проходящей через полуплоскость, волны, которые могут существовать в исследуемой реберной ЛП, можно разделить на два независимых семейства: $H_z^+ E_z^-$ и $H_z^- E_z^+$ (знак $+$ ($-$) означает четность (нечетность) z -х компонент поля относительно плоскости симметрии). Введенные независимые семейства волн соответствуют независимым краевым задачам с электри-

ческой и магнитной стенками при $r > 0$, $\varphi = \pi$, т.е. в плоскости симметрии. Используя (2), легко показать, что волны с индексами $j = 2m$ или $\nu = m$ ($m = 0, 1, \dots$) относятся к семейству $H_z^+ E_z^-$, а волны с индексами $j = 2m - 1$ ($m \neq 0$) или $\nu = m - 1/2$ соответствуют семейству $H_z^- E_z^+$.

Отметим, что волны типа $H_z^+ E_z^-$ ($\nu = m$) являются собственными волнами круглого диэлектрического стержня [3]. С физической точки зрения этот результат означает, что наличие металлической полуплоскости в плоскости симметрии стержня не оказывает влияния на его волны семейства $H_z^+ E_z^-$.

Значительно больший интерес представляют волны типа $H_z^- E_z^+$ с полуцелым индексом $\nu = m - 1/2$, которые до настоящего времени не были изучены.

Как известно [3], дисперсионное уравнение (3) при $\nu = m$ (для волн семейства $H_z^+ E_z^-$ круглого диэлектрического стержня) распадается на два независимых, описывающих две ветви $-H^+ E_{mn}^-$ и $E^- H_{mn}^+$ -волны. Очевидно, что это свойство распространяется и на волны типа $H_z^- E_z^+$ ($\nu = m - 1/2$), т.е. существуют две ветви решений $-H^- E_{\nu n}^+$ и $E^+ H_{\nu n}^-$ -волны.

Аналитическое исследование (3) для низших типов волн с индексами $\nu = m - 1/2$ показало, что в спектре волн реберной ЛП (рис. 1а) существуют две основные (не имеющие частотной отсечки) волны типа $H^- E_{0,5;1}^-$, $H^- E_{1,5;1}^-$, представляющие наибольший интерес. Отметим, что входящие в уравнение (3) цилиндрические функции полуцелого индекса, соответствующие этим волнам, выражаются через элементарные функции [5].

На рис. 1а представлены рассчитанные на ЭВМ дисперсионные характеристики волн $H^- E_{0,5;1}^-$ и $H^- E_{1,5;1}^-$, а также дисперсионная кривая дипольной волны ($H^+ E_{11}^-$) круглого диэлектрического стержня, поле которой не возмущается полуплоскостью.

Таким образом, исследуемая реберная ЛП (рис. 1а) имеет три основные волны. При этом волна $H^- E_{0,5;1}^-$ является доминирующей, т.е. имеет максимальный коэффициент замедления. В области $ka < 1$ реберная ЛП является практически одномодовой, так как здесь коэффициенты замедления двух других основных волн близки к единице. Из результатов [2] и анализа структуры поля волны $H^- E_{0,5;1}^-$ (рис. 2а) следует, что эту волну справедливо называть реберной, так как ее существование связано с наличием ребра. А значение ее коэффициента замедления и характер особенности для поперечных компонент поля на ребре ($O(r^{-1/2})$) свидетельствуют о высокой концентрации ее поля вблизи ребра. Волну $H^- E_{1,5;1}^-$ следует рассматривать как $H^- E_{11}^-$ -волну круглого диэлектрического стержня, поле которой сильно возмущено металлической полуплоскостью. Об этом говорит рассчитанная на ЭВМ структура силовых линий электрического поля этой волны (рис. 2б).

2. Экспериментальное исследование дисперсии волны $H^- E_{0,5;1}^-$ в реберной ЛП (рис. 1а) проведено в диапазоне длин волн $\lambda = 4 - 8$ мм для линии, в которой диэлектрический цилиндр диаметром $2a = 1,5$ мм выполнен из полиэтилена ($\epsilon = 2,25$), а толщина медной ленты составляет 0,05 мм. Для возбуждения реберной ЛП использовался дифракционный ввод энергии или непосредственная связь с вспомогательным диэлектрическим волноводом [2], выполненным из полиэтилена и имеющим эллиптическую форму поперечного сечения $4,4 \times 2,2$ мм. Рабочим типом волны этого волновода была волна HE_1 , а угол между его осью и направляющей ребра ленты составлял $15 - 30^\circ$ в случае максимальной связи. При этом диэлектрический волновод был ориентирован широкой стенкой к возбуждаемой реберной ЛП.

Экспериментальная зависимость коэффициента замедления реберной волны от частотного параметра ka изображена штриховой линией на рис. 1а. Измерения длины волны в линии проведены в режиме больших КСВ путем определения координатных минимумов стоячей волны. Экспериментально полученные значения

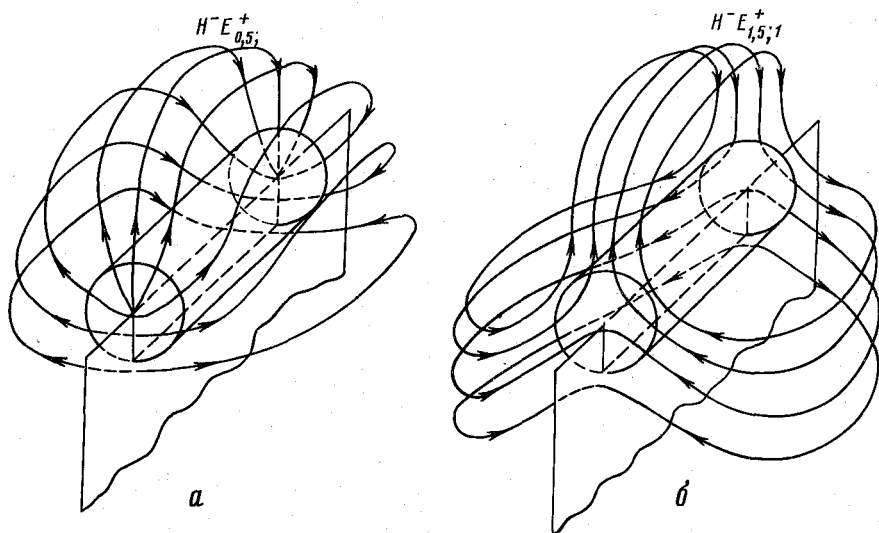


Рис. 2. Силовые линии электрического поля основных волн реберной ЛП: *a* – волна $H^-E^+_{0,5;1}$ при $ka = 1$; *б* – волна $H^-E^+_{1,5;1}$ при $ka = 2,5$ ($\epsilon = 2,25$)

коэффициента замедления реберной волны не превышают расчетных, что объясняется конечной толщиной металлической ленты и, следовательно, меньшей степенью концентрации потока энергии вблизи ребра. Таким образом, реберная волна является доминирующей основной волной структуры и переходит в реберную волну сверхразмерной металлической ленты при уменьшении диаметра диэлектрического цилиндра до нуля. В последнем случае замедление реберной волны обуславливается повышенным поверхностным сопротивлением металлического ребра с малым радиусом закругления.

Другой возможной реализацией реберной ЛП является металлический клин, покрытый слоем диэлектрика (рис. 1б). Толщина диэлектрического покрытия d предполагается значительно меньшей длины волны, размер граней в общем случае может меняться в широких пределах и составляет несколько десятков длин волн. Зависимость коэффициента замедления реберной волны от частотного параметра kd представлена на рис. 1б экспериментальными кривыми 1 и 2. Кривая 1 снята при фиксированной длине волны $\lambda = 5,8$ мм, 2 – при фиксированной толщине диэлектрического покрытия $d = 0,3$ мм. В качестве диэлектрика использован фторопласт ($\epsilon = 2,05$), угол при вершине клина составляет $10,5^\circ$.

Следует отметить, что свойством поддерживать медленную поверхностную волну обладает металлическая плоскость, покрытая тонким слоем диэлектрика [6]. Зависимость коэффициента замедления основной E_1 волны такой структуры от частотного параметра kd показана на рис. 1б (кривая 3). Реберная волна обладает существенно большим коэффициентом замедления, чем волна E_1 в смежной планарной ЛП. Таким образом, обеспечивается условие локализации потока энергии реберной волны вблизи ребра: напряженность поля реберной волны спадает при удалении от ребра не только в свободном пространстве, но также и в плоскости грани. Кроме того, данный факт дает основание утверждать, что наблюдение реберной волны в сверхразмерной металлической ленте [2] стало возможным благодаря более выраженному влиянию конечной проводимости ребра на замедление реберной волны по сравнению со случаем распространения поверхностной волны вдоль гладкой металлической поверхности с такой же проводимостью [6].

Таким образом, в данной работе теоретически и экспериментально изучены свойства собственных волн в реберных ЛП с различным диэлектрическим покрытием ребра. Такие ЛП, в отличие от родственных им линий Губо и Зоммерфельда, обладают большей механической прочностью при тех же эффективных габаритах, удобны в креплении и поэтому могут найти применение в интегральных диэлектрических схемах миллиметрового диапазона в качестве базовых линий передачи.

Институт радиофизики и электроники
Академии наук УССР
Харьков

Поступило
4 IV 1988

ЛИТЕРАТУРА

1. Ваганов Р.Б., Каценеленбаум Б.З. Основы теории дифракции. М.: Наука, 1982. 272 с.
2. Крыжановский В.В., Шестопапов В.П. — ДАН, 1986, т. 289, № 4, с. 859–862.
3. Унгер Х.Г. Планарные и волоконные оптические волноводы. М.: Мир, 1980. 656 с.
4. Шестопапов В.П. Спектральная теория и возбуждение открытых структур. Киев: Наук. думка, 1987. 288 с.
5. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. М.: Наука, 1977. 344 с.
6. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: Сов. радио, 1957. 581 с.