

УДК 621.372.8.01

ДИФРАКЦИЯ НА ОТРЕЗКЕ СЛОИСТОГО ВОЛНОВОДА В ДИАПАЗОНЕ КОМПЛЕКСНЫХ ВОЛН

А.С.Когтев, С.Б.Раевский

Рассматриваются задачи дифракции на стыках круглых двухслойного и однородно заполненного волноводов в диапазоне комплексных волн (КВ).

Задачи дифракции на отрезках слоистых волноводов во многих случаях являются ключевыми при расчёте сложных электродинамических структур с частичным диэлектрическим заполнением. Краевые задачи, описывающие волны в слоистых волноводах, в общем случае относятся [1] к классу несамосопряженных. Наиболее общие решения таких задач имеют [2] комплексные собственные значения, которым в отсутствие диссипации энергии соответствуют различные типы комплексных волн (КВ) [2, 3]. Как отмечается в [4-6] и как неоднократно в своё время указывал Г.И.Веселов, корректная (в плане полноты системы собственных волн) постановка дифракционных задач требует обязательного учёта последних.

В настоящей работе рассматриваются электромагнитные явления, возникающие в результате дифракции основной волны круглого волновода на соосном диэлектрическом цилиндре в диапазоне существования комплексных волн. Участок волновода с диэлектрическим цилиндром по сути — отрезок круглого двухслойного волновода (КДВ) длиной $L = 2l$, рис.1, с относительными диэлектрическими проницаемостями внутрен-

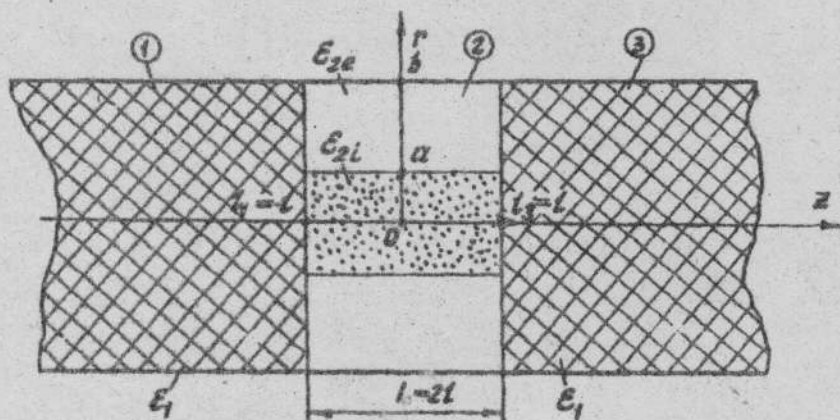


Рис.1. Круглый волновод с соосным диэлектрическим цилиндром конечной длины.

него и внешнего слоев ϵ_2 и ϵ_{20} , соответственно. Внешний диаметр КДВ $2b$ равен диаметру однороднозаполненного волновода (ОЗВ). Диаметр внутреннего слоя КДВ равен $2a$. Относительная диэлектрическая проницаемость среды, заполняющей ОЗВ, $\epsilon_1 > 1$.

Теоретические исследования дифракции основной волны круглого волновода в такой структуре уже проводились [6]. Однако ряд принципиальных вопросов, затронутых в этой работе, требует уточнений и более тщательного анализа, как в плане процедуры получения численных результатов, так и в плане их физической трактовки. Речь идёт, прежде всего, о так называемом явлении поперечного резонанса, которое, как утверждается в [6], имеет место в особых точках дисперсионных характеристик гибридных волн КДВ, где групповая скорость обращается в нуль. Это происходит на критических частотах и частотах, где обычные волны трансформируются в комплексные. По мнению авторов работы [6], указанный поперечный резонанс проявляется в скачкообразном уменьшении в этих точках коэффициента передачи по мощности отрезка КДВ. Рассматриваемая задача является ключевой при расчёте резонаторов на отрезках КДВ (экранированных диэлектрических резонаторов — ЭДР) и полосовых фильтров на цепочках таких резонаторов. На практике в качестве диэлектриков в этих устройствах используются керамические материалы с $\epsilon = 40 \div 80$. Как было показано в [5], при таких значениях ϵ в спектре собственных волн КДВ значительную часть занимают КВ. Однако, экспериментальные исследования спектра резонансных частот ЭДР показывают, что упомянутые выше особые точки дисперсионных кривых гибридных волн КДВ не проявляют себя в передаточных характеристиках ЭДР. Это побудило авторов настоящей работы вернуться к теоретическому исследованию дифракции на отрезке КДВ.

Ниже приводится более тщательный численный анализ дифракционных явлений на стыках ОЗВ и КДВ с учётом КВ. Даются обоснованные получаемых численных результатов, их физическая трактовка, производится сравнение с результатами, приведенными в [6], акцентируется внимание на некоторых принципиальных моментах, связанных с учётом спектра КВ.

В соответствии с МЧО разбиваем структуру на три области: 1 — полубесконечный ОЗВ со стороны падающей волны, 2 — отрезок КДВ, $l_1 \leq z \leq l_3$; 3 — ОЗВ, согласованный справа (рис.1). Векторы напряженности электрического и магнитного полей в выделенных областях записываем в виде:

$$\begin{pmatrix} \vec{E}_j \\ \vec{H}_j \end{pmatrix} = \sum_{k=1}^{\infty} \left(A_{jk}^+ \begin{pmatrix} \vec{E}_{jk}^+ \\ \vec{H}_{jk}^+ \end{pmatrix} + A_{jk}^- \begin{pmatrix} \vec{E}_{jk}^- \\ \vec{H}_{jk}^- \end{pmatrix} \right), \quad (1)$$

где A_{jk}^{\pm} — амплитудные коэффициенты волны, бегущих или затухающих в

направлении ("+") и навстречу ("-") оси z ; $j = 1, 2, 3$ — номер области; $k = q, \nu$; $A_{3k}^- = 0$; $\vec{E}_{jk}^\pm = \vec{E}_{tjk}^\pm + \vec{E}_{zjk}^\pm \cdot \vec{z}_0$; $\vec{H}_{jk}^\pm = \vec{H}_{tjk}^\pm + \vec{H}_{zjk}^\pm \cdot \vec{z}_0$ — поля собственных волн волноводов. Поперечные компоненты поля \vec{E}_{tjk} и \vec{H}_{tjk} выражаются через векторные функции поперечного сечения \vec{e}_{tjk} , \vec{h}_{tjk} :

$$\vec{E}_{tjk}^\pm = \exp\{i[\omega t \mp \gamma_{jk}(z - l_j)]\} \vec{e}_{tjk}, \quad (2)$$

$$\vec{H}_{tjk}^\pm = \pm \exp\{i[\omega t \mp \gamma_{jk}(z - l_j)]\} \vec{h}_{tjk},$$

где $\gamma_{jk} = \beta_{jk} - i\alpha_{jk}$ — продольное волновое число. В ОЗВ для распространяющихся волн $\gamma_{jk} = \beta_{jk}$, для реактивно-затухающих — $\gamma_{jk} = -i\alpha_{jk}$. Функции поперечного сечения удовлетворяют условию ортонормировки:

$$\int_S [\vec{e}_{tjq} \times \vec{h}_{tj\nu}] \cdot \vec{z}_0 dS = \begin{cases} 1, & q = \nu \\ 0, & q \neq \nu \end{cases}, \quad (3)$$

где S — площадь поперечного сечения соответствующего волновода.

Проецирование уравнений непрерывности поперечных компонент электромагнитного поля на границах областей 1, 2, 3 на системы собственных функций этих областей приводит к системе линейных алгебраических уравнений:

$$\begin{aligned} [A_{1-}^-] + [A_{1+}^+] &= W_{21}^T \left([\gamma_2][A_2^+] + [1/\gamma_2][A_2^-] \right), \\ [A_3^+] &= W_{21}^T \left([1/\gamma_2][A_2^+] + [\gamma_2][A_2^-] \right), \end{aligned} \quad (4)$$

$$-W_{21} \left([A_{1-}^-] - [A_{1+}^+] \right) = [\gamma_2][A_2^+] - [1/\gamma_2][A_2^-],$$

$$W_{21}[A_3^+] = [1/\gamma_2][A_2^+] - [\gamma_2][A_2^-],$$

где W_{21} — матрица с элементами

$$W_{q\nu} = \int_S [\vec{e}_{t2q} \times \vec{h}_{t1\nu}] \cdot \vec{z}_0 dS, \quad q, \nu = 1, 2, \dots, \infty. \quad (5)$$

Индекс "т" означает транспонирование. Элементы диагональных матриц $[\gamma_2]$ и $[1/\gamma_2]$ равны, соответственно, $\exp(i\gamma_2 l)$ и $\exp(-i\gamma_2 l)$.

Подставляя выражения для $[A_{1-}^-]$ и $[A_3^+]$ из первых двух уравнений в два последних уравнения, приводим систему к окончательному виду:

$$(I + W_{21} W_{21}^T) [\gamma_2][A_2^+] - (I - W_{21} W_{21}^T) [1/\gamma_2][A_2^-] = 2 W_{21} [A_{1+}^+], \quad (6)$$

$$-(I - W_{21} W_{21}^T) [1/\gamma_2][A_2^+] + (I + W_{21} W_{21}^T) [\gamma_2][A_2^-] = 0,$$

где I — единичная матрица.

Система (6) по своему виду совпадает с приведенной в [6]. Решив редуцированную СЛАУ (6) относительно амплитуд прямых $[A_2^+]$ и обратных $[A_2^-]$ волн КДВ, из первых двух уравнений системы (4) находим коэффициент отражения падающей волны A_{11}^- и коэффициент прохождения A_{31}^+ её в ОЗВ "3". При этом в матрице $[A_1^+]$ только один элемент, соответствующий амплитуде падающей волны, отличен от нуля: $A_{11}^+ = 1$.

Алгоритмы расчёта амплитудных коэффициентов был реализован в виде фортран-программы для ЕС ЭВМ. Все вычисления проводились с удвоенной точностью. Для поиска действительных корней дисперсионного уравнения КДВ использовался модифицированный метод деления отрезка пополам. Комплексные корни находились методом Мюллера. Найденные корни подвергались двойной проверке. Первая заключалась в требовании выполнения граничных условий для тангенциальных компонент полей собственных волн КДВ при $r = a$ с заданной относительной погрешностью, равной 10^{-5} , и предохраняла от "грубых" промахов. Вторая — в требовании выполнения условия ортонормировки (3) для полей, соответствующих найденным собственным значениям, путём вычисления интегралов по аналитическим выражениям и численно. В зависимости от результатов второй проверки выбиралась необходимая точность вычислений корней дисперсионного уравнения. При этом допустимая погрешность выполнения условия (3) для КДВ устанавливалась равной 10^{-7} .

Дисперсионное уравнение КДВ [7] было приведено к виду $F(\gamma_2) = 0$, где функция $F(\gamma_2)$ не содержит полюсов в комплексной плоскости продольного волнового числа $\gamma_2 = \beta_2 - i\alpha_2$. При поиске действительных корней этой функции помимо анализа на каждом шаге её знака в программе отслеживался знак производной $\partial F/\partial \gamma_2$ и при его смене осуществлялось "сканирование" с мелким шагом области минимума. Принятые меры позволили в районе двузначных участков дисперсионных кривых различать корни, отличающиеся на величину порядка 10^{-5} , и, таким образом, рассчитывать частотную зависимость коэффициента передачи с шагом $\Delta f/f = 10^{-6}$. При любом значении частоты в районе двузначного участка в спектре обязательно присутствовали либо две волны с близкими действительными значениями γ_{21} и γ_{22} , либо пара комплексных волн с $\gamma_{21} = \beta_2 - i\alpha_2$ и $\gamma_{22} = -\beta_2 - i\alpha_2$. Если расчёт производился для параметров структуры, при которых в ОЗВ существует только одна распространяющаяся волна — H_{11} , контролировались условия унитарности матрицы, описывающей рассматриваемый взаимный четырёхполюсник без потерь:

$$|A_{11}^-|^2 + |A_{31}^+|^2 = 1, \quad (7)$$

$$(A_{11}^-)^* (A_{31}^+) + (A_{31}^+)^* (A_{11}^-) = 0.$$

Первое условие содержит в себе требование выполнения закона сохранения энергии. В многомодовом режиме ОЗВ закон сохранения энергии проверялся с учетом всех распространяющихся волн.

При исследовании сходимости решений редуцированной СЛАУ (6) число волн, учитываемых в ОЗВ, наращивалось до 20 (10 — Н-волн, 10 — Е-волн), в КДВ — до 10. Анализ показал, что при учёте в КДВ восьми, а в ОЗВ — десяти волн обеспечивается точность расчётов, оцениваемая по внутренней сходимости, не хуже 1%. Все приводимые численные результаты получены в этом приближении.

Тестирование программы с целью доказательства достоверности полученных результатов осуществлялось на основе перехода к задаче на собственные значения. В этом случае $[A_1^+] \equiv 0$, $[A_3^-] \equiv 0$ и условием нетривиальности решений СЛАУ (6) является равенство нулю её определителя. Корнями полученного таким образом трансцендентного характеристического уравнения будут резонансные частоты дискового диэлектрического резонатора в соосном бесконечном цилиндрическом экране. Они действительные, если ОЗВ — запердельный для соответствующих волн, и комплексные — в противном случае. В настоящее время в литературе имеется достаточное количество расчётных и экспериментальных данных по резонансным частотам различных типов колебаний ЭДР, позволяющих произвести проверку корректности формирования элементов матрицы СЛАУ (6) и убедиться в отсутствии явления относительной сходимости. Сравнение экспериментально измеренных значений резонансных частот гибридных колебаний ЭДР в отсутствии и при наличии режима КВ в КДВ и рассчитанных ранее [4] с найденными численно корнями характеристического уравнения, полученного из СЛАУ (6), показало, что их отличие в указанном выше приближении не превосходит погрешности эксперимента.

Рассмотрение особенностей электромагнитных явлений, протекающих в исследуемой системе, начнём со случая, когда в спектре КДВ комплексные волны отсутствуют. Для того, чтобы показать, что на критической частоте волны HE_{11} КДВ в частотной зависимости коэффициента передачи по мощности $K_P(f)$ провала, который отмечается в работе [6], не должно быть, обратимся к частному случаю исследуемой структуры: $a = 0$, допускающему решение в замкнутой форме. Для коэффициента отражения волны H_{11} , в которую переходит волна HE_{11} КДВ при $a \rightarrow 0$, и её коэффициента передачи в этом случае нетрудно получить выражения, которые, опуская индекс $k = q = \nu = 1$, запишем в виде:

$$A_1^- = -\frac{1 - [\gamma_1^2 + \gamma_2^2 \operatorname{ctg}^2 \gamma_2 L] \sin^2 \gamma_2 L / \gamma_2^2}{1 - [i\gamma_1 + \gamma_2 \operatorname{ctg} \gamma_2 L]^2 \sin^2 \gamma_2 L / \gamma_2^2}, \quad *$$

$$A_3^+ = (1 + A_1^-) / [i\gamma_1 + \gamma_2 \operatorname{ctg} \gamma_2 L] \sin \gamma_2 L / \gamma_2, \quad (8)$$

где γ_1, γ_2 — продольные волновые числа волны H_{11} в СВ с относительными диэлектрическими проницаемостями сред $\epsilon_1 > 1$ и $\epsilon_2 = 1$, соответственно. Амплитуды прямой и обратной волн в области 2 связаны с коэффициентом отражения следующими зависимостями:

$$\begin{aligned} A_2^+ &= \frac{1}{2} \left[(1 + A_1^-) + \frac{\gamma_1}{\gamma_2} (1 - A_1^-) \right] e^{-i\gamma_2 l}, \\ A_2^- &= \frac{1}{2} \left[(1 + A_1^-) - \frac{\gamma_1}{\gamma_2} (1 - A_1^-) \right] e^{i\gamma_2 l}. \end{aligned} \quad (9)$$

Если частота f ниже критической частоты $f_{2кр}$ волны H_{11} в области 2, то есть $\gamma_2 = -i\alpha_2$, рассматриваемая структура ведет себя как предельный аттенуатор с коэффициентом передачи по мощности $K_P \approx e^{-2\alpha_2 L}$. При стремлении частоты к критической $\gamma_2 \rightarrow 0$. На основе предельных переходов:

$$\lim_{\gamma_2 \rightarrow 0} \frac{\sin \gamma_2 L}{\gamma_2} = L, \quad \lim_{\gamma_2 \rightarrow 0} \gamma_2 \operatorname{ctg} \gamma_2 L = \frac{1}{L}$$

из (8) получаем: на критической частоте коэффициент отражения и коэффициент передачи по мощности равны, соответственно:

$$A_1^- = \frac{i\gamma_1 l}{1 + i\gamma_1 l}, \quad (10)$$

$$K_P = \frac{1}{1 + (\gamma_1 l)^2} = \left[1 + (1,841)^2 (\epsilon_1 - 1) \frac{l^2}{b^2} \right]^{-1}.$$

Таким образом, несмотря на то, что при $f = f_{2кр}$ $v_{гр} = d\omega/d\gamma_2 = 0$, перенос энергии не прекращается, поскольку, как видно из (9), амплитуды прямой и обратной волн с уменьшением γ_2 стремятся к бесконечности, рис.2. Явление резкого увеличения амплитуды волны H_{11} в средней области 2 на критической частоте нельзя классифицировать как резонанс, поскольку при этом, как показывает расчёт, не происходит увеличение в области $z \in [-l; l]$ валасейной энергии. В результате на частотной зависимости коэффициента передачи по мощности $K_P(f)$ (рис.2) никакого провала вблизи $f_{2кр}$ не обнаруживается.

Аналогичное явление имеет место и на критической частоте волны HE_{11} КДВ ($a/b > 0$). На рис.3а приведены дисперсионные характеристики волн HE_{11} и EH_{11} при $a/b = 0,35$, когда в спектре КДВ ещё нет КВ. Частотная зависимость коэффициента передачи по мощности, соответствующая этому случаю, представлена на рис.3б для трёх размеров области 2: $L/a = 0,2; 1,0; 2,0$. Здесь же приведена зависимость коэффициента передачи (пунктирная линия), взятая из работы [6]. Как видно из рис.3б, на критической частоте волны HE_{11} резкого уменьшения коэффициента передачи по мощности, которое отмечается в работе [6], не наблюдается.

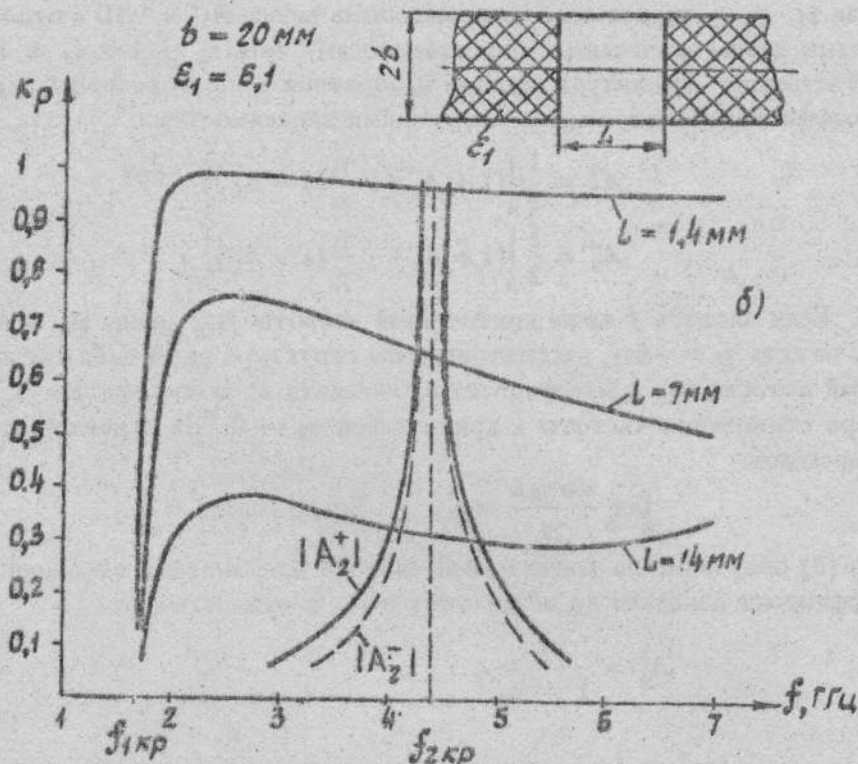


Рис.2. Частотная зависимость коэффициента передачи волны H_{11} на отрезке полого волновода и поведение амплитудных коэффициентов прямой и обратной волн H_{11} вблизи критической частоты.

Появление КВ в спектре КДВ сопровождается возникновением двух частот f_{K1} и f_{K2} , на которых происходит вырождение волн HE_{11} и EH_{11} (рис.4а) и обращается в нуль производная $d\omega/d\gamma_2$, которая в области распространяющихся волн имеет смысл групповой скорости $v_{гр}$. Эти частоты являются границами диапазона существования комплексных волн. Особенностью частотной области вблизи диапазона существования КВ ($f_{K2} < f < f_{кр}(EH_{11})$, где $f_{кр}(EH_{11})$ — критическая частота волны EH_{11}) является присутствие в спектре собственных волн КДВ волны EH_{11} с аномальной дисперсией. При $f \rightarrow f_{K2}$, $\beta_2(EH_{11}) \rightarrow -\beta_2(HE_{11})$ и, как справедливо утверждается в [6, 8], нормированные векторные функции поперечного сечения волн HE_{11} и EH_{11} удовлетворяют приближенным соотношениям:

$$\begin{aligned} \vec{e}_t(EH_{11}) &\cong \pm \vec{e}_t(HE_{11}), & e_x(EH_{11}) &\cong \mp e_x(HE_{11}), \\ \vec{h}_t(EH_{11}) &\cong \mp \vec{h}_t(HE_{11}), & h_z(EH_{11}) &\cong \pm h_z(HE_{11}). \end{aligned} \quad (11)$$

Обратимся к дифракции волны H_{11} на стыке полубесконечных отрезков ОЗВ и КДВ, когда $L \rightarrow \infty$. Такая задача рассматривалась в [8].

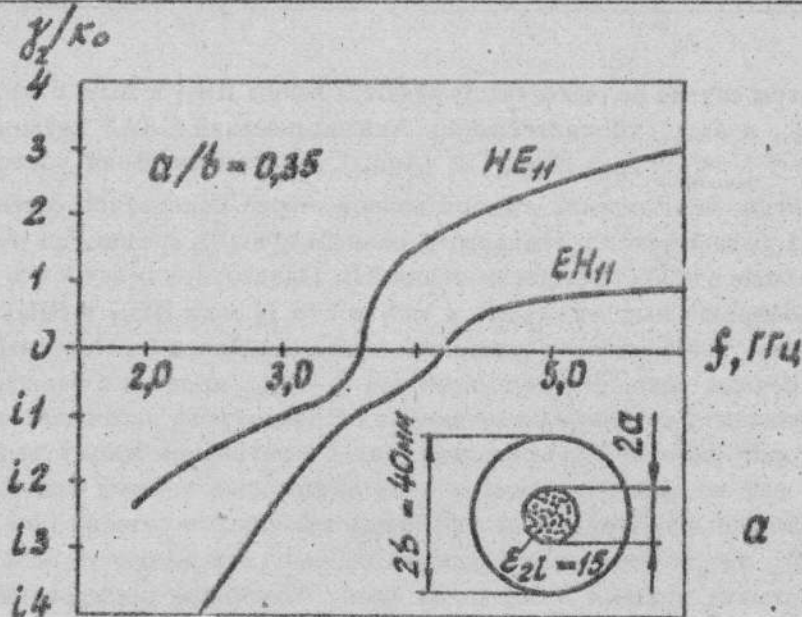
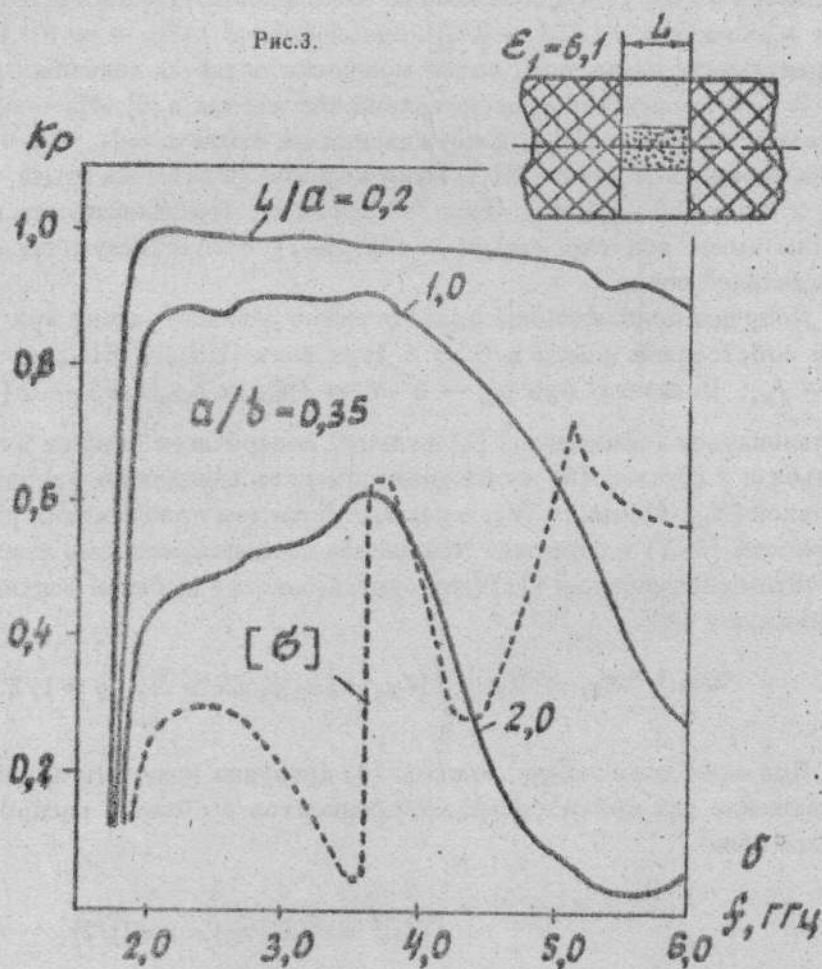


Рис.3.



А.С.Козтеев, С.Б.Раевский

В этом случае на стыке возбуждаются волны HE_{11} и EH_{11} с амплитудами $A_{HE_{11}}$ и $A_{EH_{11}}$, соответственно. Анализ решений СЛАУ показывает, что при $f < f_{K2}$ $|A_{HE_{11}}| \cong |A_{EH_{11}}|$. При уменьшении частоты поток энергии, переносимой каждой волной, через поперечное сечение волновода уменьшается и становится равным нулю (в среднем за период) при переходе в область существования КВ. Однако, при конечном L появление переотраженных от стыков $z = l_1$ и $z = l_2$ волн HE_{11} и EH_{11} приводит к тому, что возникает взаимный поток мощности из-за взаимодействия встречных волн. В результате при $f \rightarrow f_{K2}$ провала в зависимости коэффициента передачи по мощности от частоты не наблюдается. Ошибка авторов работы [6], приводящая их к противоположному выводу, происходит из того, что осуществляя предельный переход при вычислении суммарного потока мощности через поперечное сечение (формула (14) в [6]), они не учитывают резкого возрастания амплитуд возбуждаемых на стыках прямых и обратных волн. Численное исследование показывает, что при $f \rightarrow f_{K2}$ со стороны области распространяющихся волн, несмотря на то, что приближенные соотношения (11) постепенно переходят в равенства и $|A_{21}^+| \rightarrow |A_{22}^-|$, одновременно $|A_{21}^+| \rightarrow \infty$ и $|A_{22}^-| \rightarrow \infty$. В результате суммарный поток мощности остаётся конечным даже при $v_{гр} = 0$. В проведенном рассмотрении так же, как в [6], A_{21}^+ — амплитуда нормальной волны HE_{11} , возбуждаемой на стыке $z = l_1$, A_{22}^- — амплитуда аномальной волны EH_{11} , возбуждаемой на этом же стыке, имеющей $v_{гр} > 0$ и $\gamma_{22} = -\beta_{22} < 0$. Знак "-" означает, что зависимость по z этой волны имеет вид $\exp(-i\gamma_{22}z) = \exp(i\beta_{22}z)$, соответствующий обратной нормальной волне.

Получим приближенное аналитическое решение задачи при учёте одной собственной волны в ОЗВ и двух волн (HE_{11} и EH_{11}) в КДВ при $f \rightarrow f_{K2}$. Поскольку при $v_{гр} \rightarrow 0$ $N_q = \int_S [\tilde{e}_{t2q} \times \tilde{h}_{t2q}] \tilde{z}_0 dS \rightarrow 0$ ($q = 1, 2$), пользоваться нормировкой (3) функций поперечного сечения в области 2 нельзя и в системе (6) необходимо заменить единичную матрицу диагональной $[N_q]$. Матрица W_{21} в рассматриваемом приближении имеет размерность (2×1) и содержит только два элемента, которые при $f \rightarrow f_{K2}$ с учётом соотношений (11) (для определённости выберем верхние знаки) принимают вид:

$$W_{21} \cong W_{11} = W_q = \int_S [\tilde{e}_{t2q} \times \tilde{h}_{t11}] \tilde{z}_0 dS \gg N_q, \quad q = 1, 2.$$

При этих условиях из системы (6) нетрудно получить приближенное выражение для амплитудных коэффициентов в области распространяющихся волн:

$$|A_{21}^+|^2 \cong |A_{22}^-|^2 \cong \frac{2}{|W_q|^2} \frac{1}{\sin^2[L(|\gamma_{21}| - |\gamma_{22}|)/2]}.$$

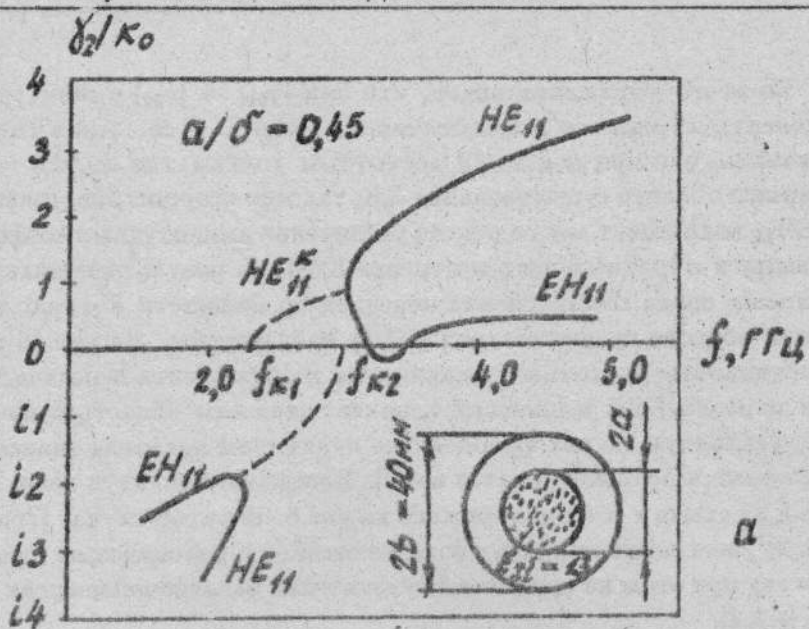
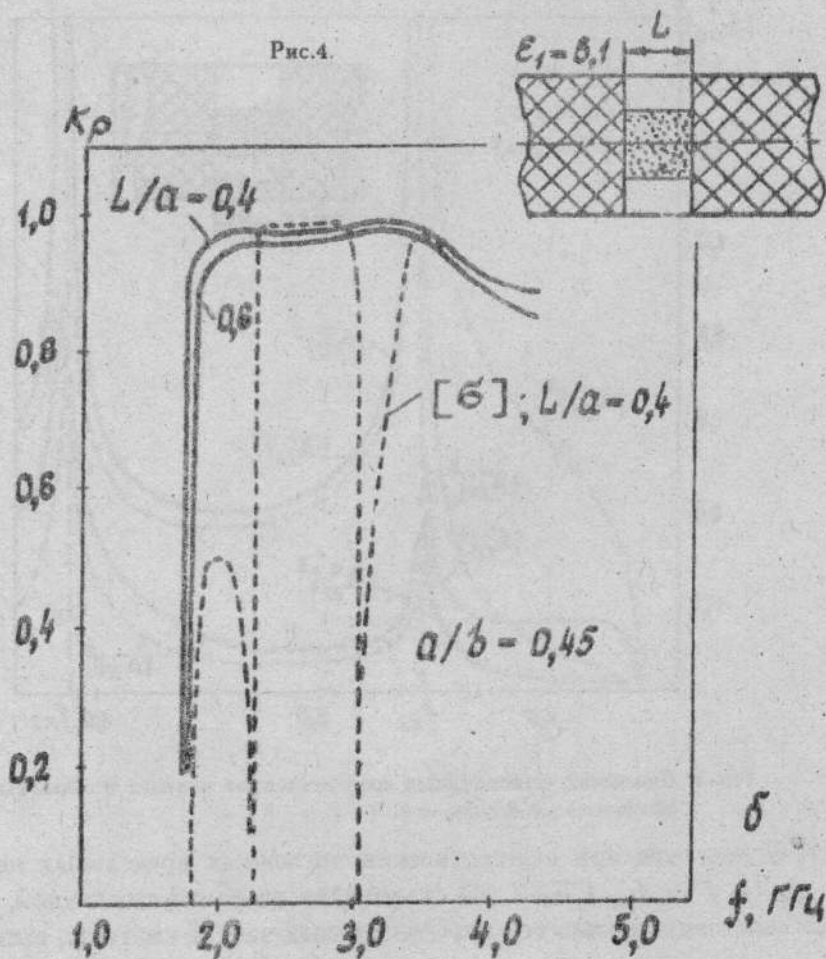


Рис.4.



А.С.Козтєв, С.Б.Раєвский

Из этого выражения видно, что при $|\gamma_{21}| \rightarrow |\gamma_{22}|$ амплитудные коэффициенты стремятся к бесконечности, если $L \neq \infty$. Аналогично можно показать, что при подходе к частотным точкам, где $d\omega/d\gamma_2 = 0$, как со стороны области существования КВ, так и со стороны запредельных HE_{11} и EH_{11} волн имеет место резкое увеличение амплитудных коэффициентов прямых и обратных волн в отрезке КДВ. В результате никакого резонансного спада коэффициента передачи по мощности K_P (рис.4б) на границах области существования КВ не наблюдается. На рис.4б приведены рассчитанные частотные зависимости коэффициента передачи по мощности отрезка КДВ в диапазоне, захватывающем область существования КВ, указанную на рис.4а. Здесь же пунктиром показана зависимость коэффициента передачи, взятая из [6]. Поведение амплитуд волн, возбуждаемых на стыке $z = l_1$, изображено на рис.5. И в этом случае (сравниваем с рис.2) увеличение амплитуд волн не связано с резонансным явлением, поскольку при этом не происходит увеличения запасенной энергии в области $z \in [-l; l]$.

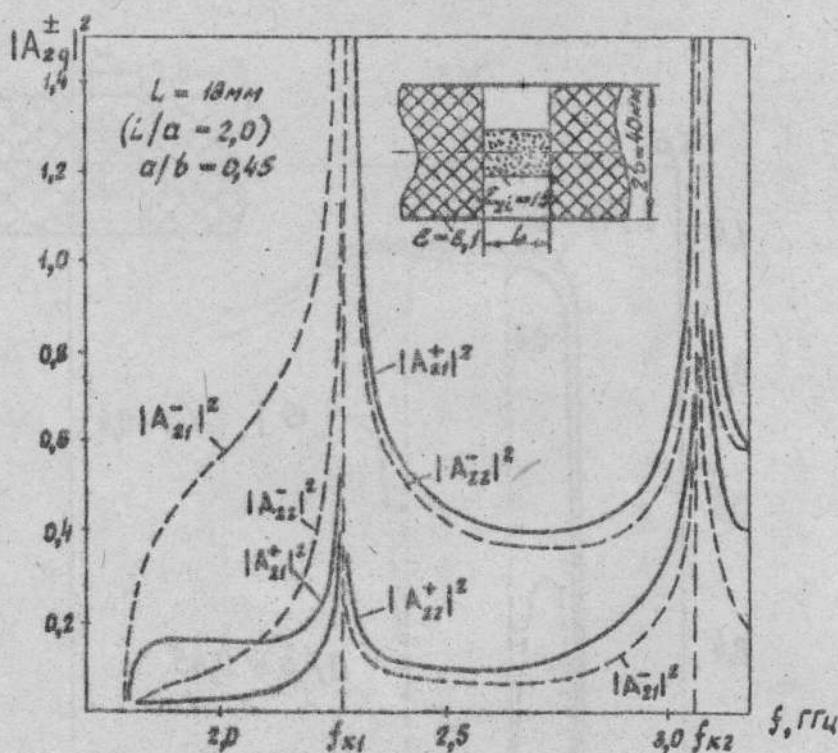


Рис.5. Поведение амплитудных коэффициентов прямых и обратных КВ вблизи точек $d\omega/d\gamma_2 = 0$.

Отметим, что при осуществлении численных предельных переходов $f \rightarrow f_{K1}$ и $f \rightarrow f_{K2}$ СЛАУ (6) становится плохо обусловленной, то есть малые изменения элементов вектора правых частей системы, вызванные,

например, погрешностями машинных вычислений, приводят к сильным изменениям решений этой системы.

Вопросы численного решения плохообусловленных систем линейных алгебраических уравнений рассмотрены в [9], где приводится текст фортран-программы, позволяющей приближенно определять так называемое число обусловленности. Значение последнего даёт возможность оценить погрешность численного решения плохообусловленной системы и, тем самым, ответить на вопрос о корректности получаемого решения. Использование этой подпрограммы применительно к рассматриваемой СЛАУ (6) при $|\gamma_{21}| \rightarrow |\gamma_{22}|$ позволяет сделать вывод, что численное решение этой системы является корректной задачей только в том случае, если относительное отличие $|\gamma_{21}|$ от $|\gamma_{22}|$ как минимум на два порядка превышает относительную погрешность вычисления цилиндрических функций, входящих в алгоритм. При этом погрешность определения самих чисел γ_{21} и γ_{22} должна иметь порядок машинной погрешности.

Неучёт плохой обусловленности СЛАУ (6) при $f \rightarrow f_{K1,2}$, по всей видимости, привёл к неверности численных расчётов [6] в указанных точках, следствием чего явилась определенная некорректность некоторых физических трактовок полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Веселов Г.И., Раевский С.Б. //Радиотехника. 1987. Т.42, № 8. С.64.
2. Веселов Г.И., Раевский С.Б. Слоистые металлодиэлектрические волноводы. — М.: Радио и связь, 1988. — 248 с.
3. Шевченко В.В. Плавные переходы в открытых волноводах. — М.: Наука, 1975. — 190 с.
4. Zaki K.A., Chen C. //IEEE Trans. 1988. V.MTT-36, № 10. P.1455.
5. Когтев А.С., Раевский С.Б. //Радиотехника и электроника. 1991. Т.36, № 4. С.652.
6. Веселов Г.И., Гуреев А.В., Солдаткин В.Ю. //Изв.вузов. Радиофизика. 1984. Т.27, № 11. С.1403.
7. Иларионов Ю.А., Раевский С.Б., Сморгонский В.Я. Расчет гофрированных и частично заполненных волноводов. — М.: Сов.радио, 1980. — 200 с.
8. Веселов Г.И., Гуреев А.В. //Изв.вузов. Радиофизика. 1984. Т.27, № 3. С.350.
9. Форсайт Дж., Малькольм М., Моулер К. Машинные методы математических вычислений. — М.: Мир, 1980. — 280 с.

Нижегородский государственный
технический университет

Поступила в редакцию
2 июля 1992 г.

**DIFFRACTION BY THE SEGMENT OF THE FLAKY WAVEGUIDE IN
THE COMPLEX WAVE RANGE**

A.S.Kogtev, S.B.Raevskii

Diffraction by the finite dielectric rod in a circular waveguide is analysed. Frequency dependencies of the power transmission coefficient for the two-layer waveguide with or without the complex wave are given.