

УДК 621.372.826

ОСОБЕННОСТИ СХОДИМОСТИ МЕТОДА ЧАСТИЧНЫХ ОБЛАСТЕЙ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ДИСПЕРСИИ ВОЛН В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

Г. Е. Соколов

На примере расчета дисперсии в диэлектрическом волноводе на комбинированной подложке методом частичных областей проанализирована внутренняя сходимость этого метода. Обнаружены области неустойчивости решения краевой задачи.

Актуальной теоретической задачей является исследование дисперсии волн в диэлектрических волноводах (ДВ) — перспективных интегральных линиях передачи коротковолновой части СВЧ диапазона [1-6]. Она может быть решена большим количеством численных методов, наиболее полная классификация которых дана в монографии [7].

Настоящая работа посвящена исследованию возможностей одной из модификаций метода частичных областей (МЧО) при расчете дисперсии волн в экранированном диэлектрическом волноводе на комбинированной металлдиэлектрической подложке (ДВКП), сечение которого приведено на рис. 1. МЧО в этой модификации использовался при изучении ДВ других типов в ряде работ [4-6], посвященных электродинамике распространения волн в диэлектрических волноводах, при этом исследование возможностей самого метода не были достаточно полными.

1. Алгоритм метода. Согласно общей схеме МЧО при расчете собственных волн регулярной линии передачи ее сечение разбивается на две частичные области 1 и 2 (рис. 1), в которых может быть произведено разделение переменных, в плоскости симметрии помещается электрическая или магнитная стенка, зависимость от продольной координаты описывается множителем $\exp(ik_z z)$.

Поле волны в ДВКП представляется через два потенциала: $\Pi(x, y)$, $\Lambda(x, y)$ — электрический и магнитный векторы Герца, направленные по оси Y , которые являются решениями двумерного уравнения Гельмгольца, удовлетворяющими соответствующим граничным условиям на металлическом экране и на бесконечности. Посредством общей схемы разделения переменных Π и Λ представляются рядами по собственным функциям одномерных краевых задач:

$$\Pi(x, y) = \begin{cases} \sum_{m=1}^{M_1} A_m \sin(\beta_{xm}^{(2)} x) \psi_m(y) & \text{четные волны} \\ \sum_{m=1}^{M_1} A_m \cos(\beta_{xm}^{(2)} x) \psi_m(y) & \text{частичная область 2} \\ \sum_{m=1}^{M_2} E_m \exp[-\beta_{xm}^{(1)}(x - W)] U_m(y) & \text{нечетные волны;} \\ & \text{частичная область 1} \end{cases} \quad (1)$$

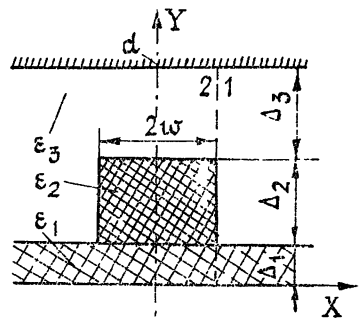


Рис. 1.

$$\Lambda(x, y) = \begin{cases} \sum_{m=1}^{M_2} B_m \cos(\tilde{\beta}_{xm}^{(2)} x) \tilde{\psi}_m(y) & \text{четные волны} \\ \sum_{m=1}^{M_1} B_m \sin(\tilde{\beta}_{xm}^{(2)} x) \tilde{\psi}_m(y) & \text{частичная область 2} \\ \sum_{m=1}^{M_1} F_m \exp[-\tilde{\beta}_{xm}^{(1)}(x-W)] \tilde{U}_m(y) & \text{нечетные волны,} \\ & \text{частичная область 1} \end{cases} \quad (2)$$

где A_m, B_m, F_m, E_m — коэффициенты разложения, $\psi_m, \tilde{\psi}_m, U_m, \tilde{U}_m$ — m -ные собственные функции краевых задач

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2 \varepsilon^{(2)}(y) - (h^{(2)})^2 \right] \psi(y) &= 0, \\ \left[\frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2 \varepsilon^{(2)}(y) - (\tilde{h}^{(2)})^2 \right] \tilde{\psi}(y) &= 0, \\ \left[\frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2 \varepsilon^{(1)}(y) - (h^{(1)})^2 \right] U(y) &= 0, \\ \left[\frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2 \varepsilon^{(1)}(y) - (\tilde{h}^{(1)})^2 \right] \tilde{U}(y) &= 0 \end{aligned} \quad (3)$$

с граничными условиями Дирихле (для функций ψ и U) и Неймана (для функций $\tilde{\psi}$ и \tilde{U}). Здесь k — волновое число в свободном пространстве,

$$\varepsilon^{(1)}(y) = \begin{cases} \varepsilon_1 & 0 < y < \Delta_1 \\ \varepsilon_3 & \Delta_1 < y < d \end{cases}, \quad \varepsilon^{(2)}(y) = \begin{cases} \varepsilon_1 & 0 < y < \Delta_1 \\ \varepsilon_2 & \Delta_1 < y < \Delta_1 + \Delta_2 \\ \varepsilon_3 & \Delta_1 + \Delta_2 < y < d \end{cases}, \quad (4)$$

а собственные значения одномерных задач связаны условиями разделения переменных в декартовых координатах:

$$\begin{aligned} k_z^2 = [h_m^{(1)}]^2 + [\beta_{xm}^{(1)}]^2 &= [\tilde{h}_m^{(1)}]^2 + [\tilde{\beta}_{xm}^{(1)}]^2 = [h_m^{(2)}]^2 - [\beta_{xm}^{(2)}]^2 = \\ &= [\tilde{h}_m^{(2)}]^2 - [\tilde{\beta}_{xm}^{(2)}]^2. \end{aligned} \quad (5)$$

Сшивание тангенциальных компонент электрического и магнитного полей, выраженных через используемые потенциалы, на границе частичных областей $X=W$ дает систему функциональных уравнений:

$$\sum_{m=1}^{M_2} E_m \frac{1}{\varepsilon^{(1)}} (k_z^2 - \beta_{xm}^{(1)2}) U_m - \sum_{m=1}^{M_1} A_m \frac{1}{\varepsilon^{(2)}} (k_z^2 + \beta_{xm}^{(2)2}) \sin(\beta_{xm}^{(2)} W) \psi_m = 0; \quad (6)$$

$$\sum_{m=1}^{M_2} F_m (k_z^2 - \beta_{xm}^{(1)2}) \tilde{U}_m - \sum_{m=1}^{M_1} B_m (k_z^2 + \tilde{\beta}_{xm}^{(2)2}) \cos(\tilde{\beta}_{xm}^{(2)} W) \tilde{\psi}_m = 0; \quad (7)$$

$$- \sum_{m=1}^{M_1} F_m \tilde{\beta}_{xm}^{(1)} \tilde{U}_m - \sum_{m=1}^{M_2} E_m \frac{1}{\varepsilon^{(1)}} \frac{k_z}{k} \frac{\partial U_m}{\partial y} + \quad (8)$$

$$+ \sum_{m=1}^{M_1} B_m \tilde{\beta}_{xm}^{(2)} \psi_m \sin(\tilde{\beta}_{xm}^{(2)} W) + \sum_{m=1}^{M_1} A_m \frac{1}{\varepsilon^{(2)}} \frac{k_z}{k} \frac{\partial \psi_m}{\partial y} \sin(\beta_{xm}^{(2)} W) = 0;$$

$$\begin{aligned}
& - \sum_{m=1}^{M_2} E_m \beta_{xm}^{(1)} U_m + \sum_{m=1}^{M_1} F_m \frac{k_z}{k} \frac{\partial \tilde{U}_m}{\partial y} - \\
& - \sum_{m=1}^{M_1} A_m \beta_{xm}^{(2)} \psi_m \cos(\beta_{xm}^{(2)} W) - \sum_{m=1}^{M_3} B_m \frac{k_z}{k} \frac{\partial \tilde{\psi}_m}{\partial y} \cos(\tilde{\beta}_{xm}^{(2)} W) = 0.
\end{aligned} \tag{9}$$

Здесь и далее приведены формулы для четных волн, для нечетных они выглядят аналогично.

Применяемая модификация МЧО отличается от иных [7] способом перехода от функциональных соотношений к алгебраическим. Согласно ее общей схеме домножаем (6) на $\psi_n(y)$ при $n=1-M_1$, (7) на $\tilde{\psi}_n(y)$ при $n=1-M_3$, (8) на $\tilde{\psi}_n(y)$ при $n=1-M_4$, (9) на $\psi_n(y)/\varepsilon^{(2)}(y)$ при $n=1-M_2$ и интегрируем получившиеся соотношения на интервале $(0-d)$, при этом установление конечных значений M_1, M_2, M_3, M_4 означает процесс редукции бесконечных рядов в выражениях (1), (2). Получаем следующую систему $M_1+M_2+M_3+M_4$ однородных алгебраических уравнений относительно коэффициентов разложений (1), (2):

$$\begin{aligned}
A_n [(k_z^2 + \beta_{xn}^{(2)}) \sin(\beta_{xn}^{(2)} W)] - \sum_{m=1}^{M_2} E_m [(k_z^2 - \beta_{xm}^{(1)}) \int_0^d \frac{1}{\varepsilon^{(1)}} \psi_n U_m dy] = 0, \\
n = 1 - M_1;
\end{aligned} \tag{10}$$

$$\begin{aligned}
B_n [(k_z^2 + \tilde{\beta}_{xn}^{(2)}) \cos(\tilde{\beta}_{xn}^{(2)} W)] - \sum_{m=1}^{M_4} F_m [(k_z^2 - \tilde{\beta}_{xm}^{(1)}) \int_0^d \tilde{\psi}_n \tilde{U}_m dy] = 0, \\
n = 1 - M_3;
\end{aligned} \tag{11}$$

$$\begin{aligned}
B_n [\tilde{\beta}_{xn}^{(2)} \sin(\tilde{\beta}_{xn}^{(2)} W)] + \sum_{m=1}^{M_1} A_m \left[\frac{k_z}{k} \sin(\beta_{xm}^{(2)} W) \int_0^d \frac{1}{\varepsilon^{(2)}} \tilde{\psi}_n \frac{\partial \tilde{\psi}_m}{\partial y} dy \right] - \\
- \sum_{m=1}^{M_1} F_m [\tilde{\beta}_{xm}^{(1)} \int_0^d \tilde{\psi}_n \tilde{U}_m dy] - \sum_{m=1}^{M_2} E_m \left[\frac{k_z}{k} \int_0^d \frac{1}{\varepsilon^{(1)}} \tilde{\psi}_n \frac{\partial U_m}{\partial y} dy \right] = 0, \\
n = 1 - M_4;
\end{aligned} \tag{12}$$

$$\begin{aligned}
A_n [\beta_{xn}^{(2)} \cos(\beta_{xn}^{(2)} W)] + \sum_{m=1}^{M_3} B_m \left[\frac{k_z}{k} \cos(\tilde{\beta}_{xm}^{(2)} W) \int_0^d \frac{1}{\varepsilon^{(2)}} \psi_n \frac{\partial \tilde{\psi}_m}{\partial y} dy \right] + \\
+ \sum_{m=1}^{M_2} E_m \left[\beta_{xm}^{(1)} \int_0^d \frac{1}{\varepsilon^{(2)}} \psi_n U_m dy \right] - \sum_{m=1}^{M_1} F_m \left[\frac{k_z}{k} \int_0^d \frac{1}{\varepsilon^{(2)}} \psi_n \frac{\partial \tilde{U}_m}{\partial y} dy \right] = 0, \\
n = 1 - M_2.
\end{aligned} \tag{13}$$

Из условия равенства нулю детерминанта этой системы получаем дисперсионное уравнение относительно k_z — постоянной распространения собственной волны исследуемого волновода. Достоинством применяемой модификации МЧО является то, что она приводит к разреженной матрице алгебраической системы, размерность которой легко уменьшить до M_2+M_4 , выразив A_n через E_m из (10), B_n через F_m из (11) и подставив в (12) и (13):

$$\sum_{m=1}^{M_4} F_m [\rho_{nm}^{(2)} - \rho_{nm}^{(5)}] - \sum_{m=1}^{M_2} E_m \left[\rho_{nm}^{(4)} + \sum_{k=1}^{M_1} \rho_{km}^{(1)} \rho_{nk}^{(3)} \right] = 0,$$

$$n = 1 - M_4,$$

$$\sum_{m=1}^{M_4} F_m \left[\rho_{nm}^{(8)} + \sum_{k=1}^{M_3} \rho_{km}^{(2)} \rho_{nk}^{(6)} \right] - \sum_{m=1}^{M_2} E_m [\rho_{nm}^{(1)} - \rho_{nm}^{(7)}] = 0,$$

$$n = 1 - M_2.$$
(14)

Такое преобразование существенно экономит время ЭВМ, несмотря на то, что коэффициенты матрицы (14) имеют полюсы и выражаются в виде рядов (явное выражение для этих коэффициентов получается из (10)–(13) и вследствие громоздкости не приводится).

2. Обсуждение результатов. Исследование внутренней сходимости метода является важным моментом при доказательстве достоверности полученных результатов расчета дисперсии волн в ДВКП. Изучение влияния способа редукции рядов на величину постоянной распространения k_z основной и высшей типов волн позволяет судить, насколько результат отражает физическую сущность исследуемого процесса и насколько несет в себе погрешности численного эксперимента.

Расчеты проводились на ЭВМ ЕС-1060 в комплексных числах с двойной точностью. Для подробного исследования сходимости применяемой модификации МЧО была выбрана структура (рис. 1) со следующими параметрами: $\varepsilon_1=2,25$, $\varepsilon_2=5,0$, $\varepsilon_3=1,0$, $\Delta_1/(\Delta_1+\Delta_2)=0,1$, $\Delta_2/(\Delta_1+\Delta_2)=0,9$, $2W/(\Delta_1+\Delta_2)=1,3$, нормированная длина волны в пространстве $\lambda/(\Delta_1+\Delta_2)=2,0$.

Таблица 1

Внутренняя сходимость МЧО. Равномерная редукция

<i>M</i>	2	4	6	8	10	15	Тип волны
$\frac{k_z}{k}$	1,971	1,970	1,968	1,968	1,968	1,968	E_{11}^y
	1,928	1,928	1,927	1,928	1,928	1,928	E_{11}^x
	1,688	1,682	1,678	1,677	1,678	1,678	E_{21}^y
	1,521	1,522	1,513	1,516	1,515	1,515	E_{21}^x
	1,392	1,398	1,406	1,401	1,400	1,400	E_{12}^y
	1,279	1,217	1,276	1,266	1,267	1,268	E_{12}^x
	1,161	1,160	1,157	1,157	1,157	1,159	E_{31}^y
	1,238	1,187	1,118	1,123	1,119	1,118	E_{22}^y

В табл. 1 представлены результаты расчета нормированной постоянной распространения k_z/k для первых восьми волн в ДВКП с такими параметрами в зависимости от числа учитываемых членов ряда M при равномерной редукции: $M=M_1=M_2=M_3=M_4$, при этом $\Delta_3/(\Delta_1+\Delta_2)=2,5$. Видно, что высокая точность в четыре значащих цифры достигается при сравнительно небольшом количестве сохраняемых членов в рядах (1), (2), особенно для волн E_{11}^y и E_{11}^x , имеющих одну вариацию поля по координатам X и Y . Характерной особенностью приведенных результатов является лучшая сходимость при расчете дисперсии волн, обладающих одной, а не двумя вариациями поля по Y -координате. Видимо это связано с тем, что в частичной области I поле поверхностной волны по X -координате удачно аппроксимируется рядами экспоненциально спадающих при удалении от поверхности

$X=W$ функций, и поэтому для описания собственных волн в ДВКП с большим количеством вариаций поля по X -координате не требуется большого количества членов рядов (1), (2).

Поскольку собственные волны в ДВКП в общем случае имеют все шесть компонент электромагнитного поля, то не существует априорных оснований применять неравномерную редукцию рядов и выбирать числа M_1, M_2, M_3, M_4 разными. Так как в работах [4-6], посвященных подобным исследованиям, отсутствовали сообщения о попытках улучшения сходимости посредством различного способа редукции рядов, то ниже рассмотрен этот вопрос.

Таблица 2

Внутренняя сходимость МЧО. Неравномерная редукция

№	1	2	3	4				
Способ редукции	$M_4=M_2=15$	$M_1=M_2=6$	$M_1=M_2=10$	$M_3=M_4=6$	$M_3=M_4=10$	$M_1=M_3=6$	$M_1=M_3=10$	Тип волны
	$M_3=M_4=15$	$M_3=M_4=9$	$M_3=M_4=15$	$M_1=M_2=9$	$M_1=M_2=15$	$M_2=M_4=9$	$M_2=M_4=15$	
$\frac{k_z}{k}$	1,968	1,968	1,968	1,968	1,968	1,968	1,968	E_{11}^y
	1,928	1,928	1,928	1,928	1,928	1,928	1,928	E_{11}^x
	1,678	1,679	1,678	1,678	1,678	1,678	1,678	E_{21}^y
	1,515	1,513	1,515	1,516	1,515	1,516	1,515	E_{21}^x
	1,400	1,406	1,400	1,400	1,400	1,402	1,400	E_{12}^y
	1,268	1,276	1,267	1,266	1,268	1,268	1,268	E_{12}^x
	1,159	1,157	1,157	1,157	1,159	1,157	1,159	E_{31}^y
	1,118	1,117	1,119	1,124	1,118	1,124	1,119	E_{22}^y

В табл. 2 представлены результаты исследования внутренней сходимости метода собственных функций при неравномерной редукции рядов для первых восьми собственных волн в ДВКП с теми же параметрами, что и выше. В графе 1 для сравнения приводятся данные, соответствующие равномерной редукции. В графе 2 отражены результаты расчета k_z/k при большем количестве членов рядов (2), в графе 3 — при большем количестве членов рядов (1), в графе 4 — при большем количестве членов рядов, описывающих поле в частичной области 1. Видно, что ни один из способов редукции рядов не дает возможности резкого улучшения внутренней сходимости метода.

Характерной особенностью данного метода алгебраизации краевой задачи является наличие областей неустойчивости решения. В табл. 3 представлены результаты исследования сходимости применяемой модификации МЧО в одной из областей неустойчивости при расчете первых восьми собственных волн в том же ДВКП, но с отношением $\Delta_3/(\Delta_1+\Delta_2)=3$ при равномерной редукции рядов. Характерно резкое ухудшение сходимости при расчете ряда высших волн, появление значительных систематических погрешностей, величина которых зависит от типа волны (это видно из сравнения графы $M=15$ табл. 3 с графой $M=15$ табл. 1), исчезновение корней дисперсионного уравнения при некоторых M .

Внутренняя сходимость МЧО в области неустойчивости. Равномерная редукция

M	2	4	5	6	8	10	15	Тип волны
$\frac{k_z}{k}$	1,971	1,970	1,973	1,970	1,962	1,970	1,969	E_{11}^y
	1,928	1,927	1,928	1,923	1,923	1,924	1,924	E_{11}^x
	1,688	1,683	1,688	1,684	1,682	1,682	1,681	E_{21}^y
	1,521	1,520	1,527	1,477	1,477	1,488	1,479	E_{21}^x
	1,391	1,396	1,378	1,413	1,417	1,412	1,410	E_{12}^y
	1,292	1,257	—	1,301	1,311	1,306	1,297	E_{12}^x
	1,162	1,161	1,162	1,160	1,159	1,160	1,160	E_{31}^y
	1,230	1,176	—	1,020	1,016	1,024	—	E_{22}^y

Такие же закономерности наблюдаются и при неравномерной редукции рядов, что видно из табл. 4, где графа 2 отражает результаты расчета k_z/k при большем количестве членов рядов (2), графа 3 — при большем количестве членов рядов (1), графа 4 — при большем количестве членов рядов, описывающих поля в частичной области 1, а графа 5 — в частичной области 2. В графе 1 для сравнения приводятся данные, соответствующие равномерной редукции рядов и показывающие зависимость расчетной величины k_z/k от способа редукции рядов.

Области неустойчивости весьма узки: находятся в пределах одного процента по параметрам исследуемого волновода, соответствующих таким решениям краевых задач (3), при которых хотя бы одно собственное значение из $h_m^{(1)}, \tilde{h}_m^{(1)}, h_m^{(2)}, \tilde{h}_m^{(2)}$ было близко к нулю. В варианте, приведенном в табл. 3 и 4, собственные значения $\tilde{h}_4^{(1)}, h_5^{(1)}$ имеют нормированную величину $|h|/k \approx 0,06$.

Количественным критерием устойчивости системы линейных алгебраических уравнений, определяемых матрицей D , является число обусловленности [8], равное произведению норм прямой и обратной матриц:

$$\text{cond}(D) = \|D\| \cdot \|D^{-1}\| \quad (15)$$

На рис. 2 приведены расчетные величины числа обусловленности матрицы (14) в области неустойчивости решения краевой задачи, соответствующие равномерной редукции $M=6$, в зависимости от параметра $\Delta_3/(\Delta_1+\Delta_2)$. При расчете по (15) использовалась эвклидова матричная норма.

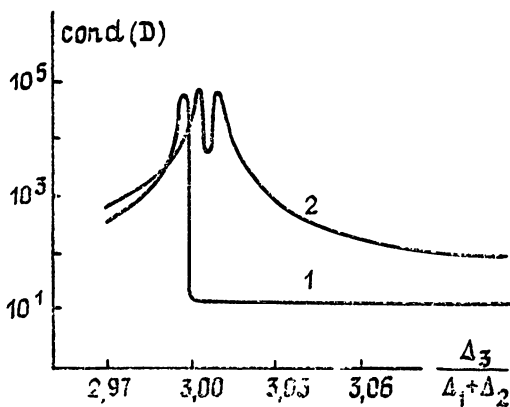


Рис. 2.

Кривая 1 соответствует $k_z/k = 1,96$ и магнитной стенке в плоскости $X=0$, т. е. исследованию матрицы (14) в окрестности максимального корня ее детерминанта ($k_z E_{11}^y$), кривая 2 соответствует $k_z/k = 1,1$ и электрической стенке в плоскости $X=0$, т. е. исследованию матрицы (14) в окрестности минимального корня ее детерминанта (k_z волны E_{22}^y). Видно, что области параметров исходной задачи, при

Таблица 4

Внутренняя сходимость МЧО в области неустойчивости. Неравномерная редукция

№	1		2		3		4		5		Тип волны		
	$M_1 = M_2 = 15$	$M_1 = M_2 = 6$	$M_1 = M_2 = 10$	$M_3 = M_4 = 6$	$M_3 = M_4 = 10$	$M_1 = M_3 = 6$	$M_1 = M_3 = 10$	$M_2 = M_4 = 6$	$M_2 = M_4 = 10$	$M_1 = M_3 = 15$			
Способ редукции	$M_3 = M_4 = 15$	$M_3 = M_4 = 9$	$M_3 = M_4 = 15$	$M_1 = M_2 = 9$	$M_1 = M_2 = 15$	$M_2 = M_4 = 9$	$M_2 = M_4 = 15$	$M_1 = M_3 = 9$	$M_1 = M_3 = 15$	$M_1 = M_3 = 9$	$M_1 = M_3 = 15$	E_{11}^y	
	$M_1 = M_2 = 15$	$M_1 = M_2 = 6$	$M_1 = M_2 = 10$	$M_3 = M_4 = 6$	$M_3 = M_4 = 10$	$M_1 = M_3 = 6$	$M_1 = M_3 = 10$	$M_2 = M_4 = 6$	$M_2 = M_4 = 10$	$M_2 = M_4 = 6$	$M_2 = M_4 = 10$	E_{11}^x	
$\frac{k_z}{k}$	1,969	1,969	1,969	1,970	1,970	1,969	1,967	1,970	1,970	1,970	1,969	E_{21}^y	
	1,924	1,924	1,924	1,923	1,925	1,925	1,922	1,925	1,923	1,923	1,924	E_{21}^x	
	1,681	1,680	1,681	1,683	1,684	1,681	1,677	1,684	1,683	1,683	1,681	E_{12}^y	
	1,479	1,470	1,479	1,477	1,498	1,490	1,501	1,498	1,460	1,460	1,488	E_{21}^x	
	1,410	1,413	1,410	1,416	1,410	1,413	1,417	1,410	1,419	1,419	1,411	E_{12}^y	
	1,297	1,296	1,298	1,313	1,304	1,309	1,313	1,304	1,311	1,311	1,303	E_{12}^x	
	1,160	1,157	1,158	1,160	1,161	1,158	1,159	1,161	1,160	1,160	1,158	E_{31}^y	
	—	—	—	1,043	1,039	1,044	—	1,039	—	—	—	1,030	E_{22}^y

которых МЧО дает неустойчивое решение, можно количественно оценивать по резкому росту числа обусловленности матрицы (14).

Появлению областей неустойчивости можно дать следующую физическую интерпретацию. В частичных областях 1 и 2, регулярных по оси Z и нерегулярных по оси X , распространяются независимо друг от друга собственные волны плоского, слоисто заполненного волновода под различными углами к оси Z (углы могут быть и комплексными). Резкие неоднородности в плоскостях $X = \pm W$ вызывают связь волн между собой, определяемую системой (6)–(9). В случае, когда частота одной из волн близка к частоте отсечки, некоторые из коэффициентов связи сильно возрастают (в [9] для случая плавных неоднородностей в нерегулярных волноводах это показано аналитически). Последнее приводит к резкой зависимости решения от входных данных, в качестве которых выступают параметры собственных волн плоских слоистых волноводов, вычисляемые на ЭВМ с некоторой ошибкой.

Сильная зависимость решения от параметров собственных волн в области отсечки, одной из них при дифракции на резких неоднородностях свойственна многим структурам [2, 10], причем характерно, что степень зависимости существенно зависит от вида связи волн на неоднородности (например характеристика дифракции H -волн на сдвиге прямоугольных волноводов в E - и H -плоскости в области отсечки качественно различны). В исследованных в настоящей статье областях неустойчивости степень зависимости, проявляющаяся в величинах систематических погрешностей, также существенно различна у разных типов волн.

Для построения надежных алгоритмов решения краевых задач с помощью МЧО необходимо избегать областей неустойчивости. В силу того, что эти области узки по диапазону изменения параметров краевой задачи, расчетные величины могут вычисляться на границах областей неустойчивости, определяемых по росту числа обусловленности, с последующей их интерполяцией. Также может быть полезным и применение неравномерной редукции. Как показано в [8], при расчете краевых задач с координатными границами методом частичных областей редукцию рядов необходимо осуществлять таким образом, чтобы достигался минимум числа обусловленности полученной редуцированной матрицы. В силу этого члены рядов (1) и (2), приводящие к резкому росту числа обусловленности, а также следующие за ними должны быть отсечены.

Таким образом, в статье на примере расчета дисперсии волн в диэлектрическом волноводе на комбинированной подложке проанализирована внутренняя сходимость этого метода. Обнаружены области неустойчивости решения краевой задачи МЧО, исследовано поведение решения в этих областях. Проанализированы причины появления областей неустойчивости, указаны пути, позволяющие избегать таких областей, что важно для построения надежных алгоритмов решения краевых задач применяемой модификацией метода частичных областей.

В заключение автор выражает благодарность Л. Г. Гассанову и С. В. Кошевой за внимание и поддержку в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кнох Р. М. — IEEE Trans., 1976, МТТ-24, № 11, р. 806.
2. Заргано Г. Ф., Лерер А. М., Ляпин В. П., Синявский Г. П. Линии передачи сложных сечений. — Ростов: Гос. ун-т, 1983. — 320 с.
3. Kazuniko Ogusu — IEEE Trans., 1977, МТТ-25, № 11, р. 874.
4. Klaus Solbach — IEEE Trans., 1978, МТТ-26, № 4, р. 266.
5. Якухин С. Д. В кн.: Всесоюзная научно-техническая конференция «Просктирование и применение радиоэлектронных устройств на диэлектрических волноводах и резонаторах». — Саратов: Гос. ун-т, 1983, с. 209.
6. Mitra R., Hou Yun-Li, Jamnejad V. — IEE Trans., 1980, МТТ-28, № 1, р. 36.

7. Григорьев А. Д., Янкевич В. Б. Резонаторы и резонаторные замедляющие системы СВЧ. Численные методы расчета и проектирования. — М.: Радио и связь, 1984. — 248 с.
8. Кирилленко А. А., Сенкевич С. Л. — Радиотехника и электроника, 1979, 24, № 7, с. 1301.
9. Каценеленбаум Б. З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. — М.: Изд. АН СССР, 1961. — 216 с.
10. Никольский В. В. и др. Автоматизированное проектирование устройств СВЧ. — М.: Радио и связь, 1982. — 272 с.

Киевский государственный
университет

Поступила в редакцию
17 декабря 1984 г.,
после доработки
14 июня 1985 г.

THE PECULIARITIES OF THE METHOD OF PARTIAL REGION CONVERGENCE IN THE INVESTIGATION OF DIELECTRIC WAVEGUIDE MODE DISPERSION

G. E. Sokolov

Intrinsic convergence of this method is analyzed for calculation of mode dispersion in dielectric waveguide on combined substrate. The instability region of boundary problem solution was found.

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1985, т. 62, вып. 5

(Окончание)

Бакунин Л. М., Чернов Г. П. Солнечные широкодиапазонные всплески типа «спайк».

Сообщается о наблюдениях динамических спектров с высоким разрешением солнечных широкодиапазонных «спайк»-всплесков (bsb), представляющих собой мгновенное уярчение континуума во всем диапазоне спектрографа 175—235 МГц. В шумовых бурях явления типа bsb встречаются редко и имеют вид отдельных всплесков со средней длительностью 0,1—0,2 с или групп таких всплесков, связанных со всплесками III типа на более низких частотах. Во всплесках IV типа преобладают серии неперIODических bsb-структур, не связанных со всплесками III типа и наблюдающихся вместе с секундными пульсациями и волокнами. В шумовых бурях bsb-всплески могут излучаться электронами, мгновенно ускоренными в результате перезамыкания магнитных полей как в малом источнике ($\sim 10^8$ см) с широкой дисперсией скоростей, так и в протяженном ($\sim 5 \cdot 10^9$ см). Быстрое прекращение излучения обуславливается неоднородностью распределения частиц по скоростям вдоль источника и затуханием Ландау на быстрых частицах. В малых источниках групповое запаздывание обеспечивает отрицательный частотный дрейф (~ -600 МГц/с), а в протяженных — положительный (~ 300 МГц/с). Такая большая скорость дрейфа не может компенсировать умеренный частотный дрейф, связанный с движением источника в короне. Структура типа bsb во всплесках IV типа может быть результатом рассеяния ленгмюровских волн на вистлерах в большом интервале высот. Делается предположение о существенной роли модуляционной неустойчивости ленгмюровских волн в процессе нарастания низкочастотной турбулентности.

Клепиков В. Ю., Платов Ю. В. Динамика активного протуберанца 13 июня 1978 года.

Приведены результаты исследования движений отдельных фрагментов активного протуберанца по серии снимков в $H\alpha$. Получено, что перемещение всех деталей хорошо описывается как движение под действием силы тяжести вдоль жесткой силовой линии, которая вращается в картинной плоскости вокруг некоторого центра, расположенного вблизи фотосферы. Обнаружено колебательное движение узелков. Предложена простая модель конфигурации магнитного поля для данного протуберанца. Делается вывод об определяющей роли магнитного поля на стадии распада подобных активных протуберанцев.