

О ПОДАВЛЕНИИ СВЯЗИ МОД МНОГОЭЛЕМЕНТНЫМИ ДИАФРАГМАМИ

© В.П.Шестопалов, В.В.Шербак

Определены условия предотвращения взаимодействий волн при дифракции на диафрагме из концентрических лент в круглом волноводе и прямолинейных — в прямоугольном. Обнаружено явление двукратного подавления волны и нетривиальные типы подавления многих гармоник. Предложен (стимулированный спектральной теорией [1]) метод многопараметрической оптимизации, снимающий ограничение $\eta - 1 \leq 3$ на число устраняемых нежелательных взаимодействий.

1. Известна тривиальная ситуация отсутствия связи мод волноведущего канала. Она возникает, когда на поперечном сечении прямоугольного волновода размещено целое число τ полупериодов ленточной решетки [2]. Такая неоднородность связывает низшую $TM_{s=0}$ - или $TE_{s=1}$ -волну только с волнами $TM(TE)_{n\tau \pm s}$, т.е. является реактивной нагрузкой в τ -модовом ($s = 0$) либо $(\tau - 2)$ -модовом диапазоне частот. Для создания радиоустройств со сверхразмерными узлами, включая приборы дифракционной электроники [3], требуется найти другие ситуации устранения паразитных возбуждений, например: определить параметры радиальной квазипериодичности нагрузок круглого волновода, обеспечивающие (в отличие от строго периодичных) возбуждение не всех гармоник, или подавить τ -элементной нагрузкой более $\tau - 3$ высших TE -волн ($s = 1$) прямоугольного волновода (ценой неподавления бесконечного числа волн более высокого порядка, устраняемых в ситуации [2]).

Для разрешения поставленной проблемы недостаточно использования только соображений симметрии (устанавливающих ситуацию [2]) и даже фактического решения рассматриваемых граничных задач. Многопараметричность структур требует еще средств для избежания рутинного перебора вариантов счета на стадии реализации решения, т.е. предлагаемого способа целенаправленного поиска оптимумов.

2. Пусть в сечении $z = 0$ коаксиального волновода (при $a = 0$ полого и при $a = \infty$ — плоского) расположена диафрагма с $\eta \geq 1$ ребрами $\rho = a + \pi\theta_k$ (краями лент), параллельными стенкам волновода $\rho - a = \begin{cases} 0 \\ \pi \end{cases}$ (рис. 1). При гра-

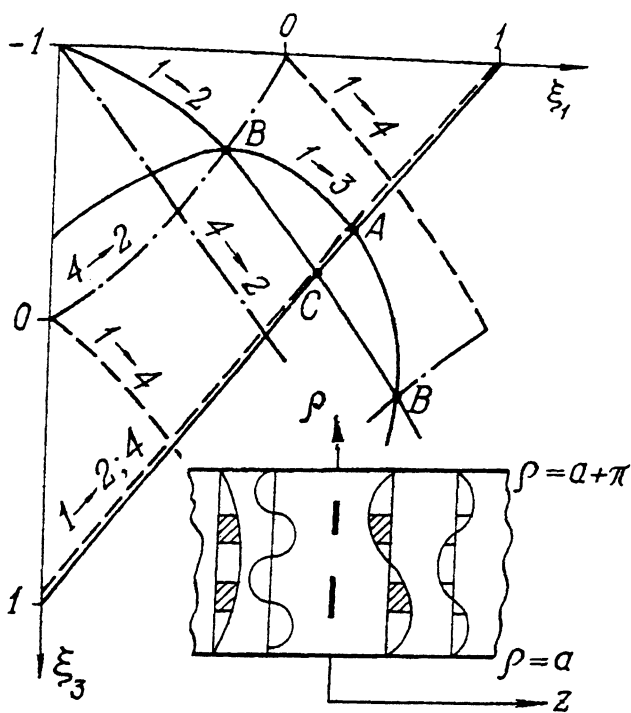


Рис. 1. Вариант $\eta = 4$ многоэлементной диафрагмы. Линии $p - n$ нулей зависимости y_n^p от ξ_k при $\Delta_k = 0.1$ для $a = \infty$ и E_φ -поляризации поля ($g_n = n$).

вечных условиях Дирихле или Неймана на стенках волновода и лентах препятствия и однородности поля по азимуту φ найдем поле дифракции TE_p - или TM_p -волны ($p \geq s$), т. е. коэффициенты возбуждения x_n^p всех ($n = s - \infty$) рассеянных волн.

Сшивание искомых полей при $z = 0$ и обращение статической части следующих отсюда операторов приводит [4,5] к системе линейных алгебраических уравнений (СЛАУ), усекаемой здесь до конечного порядка $N > \kappa + 1$, выражающей x_n^p через их значения $g_n y_n^p$ при $\kappa = 0$:

$$x_m^p = \sum_{n=s}^N x_n^p y_m^n \xi_n (g_p - \zeta_p) y_m^p; \quad \zeta_n = g_n + \sqrt{\kappa^2 - g_n^2} \sim \kappa^2/n. \quad (1)$$

Здесь κ — волновое число; g_n — поперечные волновые числа гармоник, равные n или $n + 1/2$ для $a = \infty$ или типа $n \mp 1/4 + c/n$ и др. при $a < \infty$. Реактивности y_m^n , зависящие от θ_k , можно выразить через более простые величины $y_m^n|_{\eta \leq 2}$ или даже $y_m|_{a=\infty}$, вычисляемые [4] явно или из СЛАУ

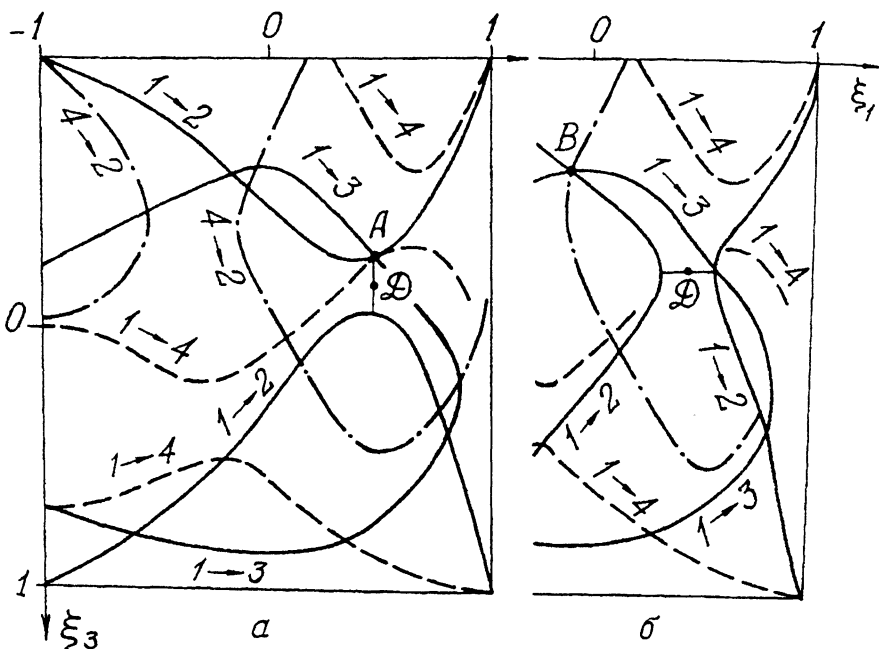


Рис. 2. Линии нулей y_n^p при $\Delta_1 = 0.1$ и значениях $\Delta_3 = 0.121$ и 0.112 (а, б), восстанавливающих для $a = 0$ ($g_n \approx n + 1/4 - C/n$) подавления типов А и В.

порядка $\leq \eta/2$. Существенно здесь то, что если подбором θ_k добиться обращения в нуль $x_{n \leq N}^p$ при $k = 0$, то согласно (1) это инвариантно для всех $k < N - 1$, т.е. эффект широкополосен и есть возможность продолжить анализ только для y_n^p .

3. Эффективность имеющихся алгоритмов вычисления y_n^n позволяет для $\eta \leq 4$ построить топограммы зависимостей x_n^p от относительных ширин $\Delta_k = (\theta_{k+1} - \theta_k)\eta$ и смещений $\xi_k = (\theta_{k+1} + \theta_k - 2k)\eta/2$ лент (щелей) диафрагмы и выявить из них линии $y_n^p(\Delta_k, \xi_k) = 0$, сводимые в диаграммы типа показанных на рис. 1-2. При этом, наряду с тривиальными данными п. 1 для $a = \infty$ ($\xi_1 = \xi_2$ на рис. 1), обнаруживаются другие линии подавления взаимодействия мод и точки их пересечения, соответствующие устранению многих межмодовых связей.

Так, $y_n^p = 0$ для заданного $p > \eta/2$, если расположить центры всех лент (щелей) в узлах p -й волны, либо при $g_n \neq n$, когда узлы неэквидистанционны, или при заданной неодинаковости ширин Δ_k — в дозированной близости от узлов. Подавляет взаимодействия также фактор противофаз-

ной интерференции мод между лентами (щелями). Представление об этом дают заштрихованные участки эпюров поперечных собственных функций волн $n = 1-4$ на рис. 1 (для E_φ -поля). Отсюда же находим начальные приближения $\xi_k/\eta = k + g_k/g_L$ при $L = \eta, \eta + 1, \eta/2$ и др. для поиска оптимальных значений ξ_k .

К интересующему нас анализу для $p \leq \eta/2$, включая большее $\eta - 3$ число подавлений связей " $s \rightarrow n$ " основной волны, приходим, существенно корректируя Δ_k и ξ_k , чтобы добиться нужного сочетания обоих отмеченных физических факторов. Такой подбор обеспечивает при $\eta \geq 4$ не менее одного варианта $y_{n \leq \eta}^s = 0$ и больше для $y_{n < \eta}^s$, $y_m^{p > s} = 0$ (для $m = 4$ см. точки "А" и "В" на рис. 1-2). Это, если не учитывать неполные сближения точек пересечения линий $y_n^p(\xi_k) = 0$, переходящих в полные при $g_n \rightarrow n$ ($a \rightarrow \infty$ и одинаковых импедансах стенок $\rho - a = \begin{Bmatrix} 0 \\ \pi \end{Bmatrix}$).

4. Наличие двух факторов подавления порождает также разные линии невозбуждения одной и той же волны. И точки их пересечения (на рис. 1 "С" для $y_2^1 = 0$), возле которых расширяется область заданного неабсолютного ($|x_n^p| \ll 1$) устраниения взаимодействия. Если отношение Δ_2/Δ_1 неоптимально ($\Delta_2/\Delta_1 \neq 1.16$ на рис. 2, а, б), то вместо пересечения имеем близкое прохождение (возле точки "D" на рис. 2, а, б), топологически напоминающее графики Вина из спектральной теории [1]. Напрашивается вывод — искать седловины "D" так же, как Морсовские точки [1], т. е. через векторную схему Ньютоновых итераций, в том числе для $x_n^p (x \neq 0)$, переводящих "D" в комплексную область переменных ξ_k . Ввиду вещественности y_n^p и сказанного в конце п. 2, целесообразней искать непосредственно точки типа "С" (топологические аналоги вырожденных морсовских точек). Для этого и для поиска пересечений типа "А" и "В" при $\eta \geq 4$ предлагаем векторную схему итераций

$$(\psi_k) := (\psi_k) + \left((\partial Z_j / \partial \psi_k) \right)^{-1} (Z_j); \quad \psi_k = \begin{Bmatrix} \xi_k \\ \Delta_k \end{Bmatrix}; \quad (2)$$

с большим (3 либо $\eta - 1 \geq 3$ для "А" и "В") порядком векторов и обращаемой матрицы и с иными минимизируемыми функциями Z_j ($y_{n < \eta}^p$ и др. либо типа y_2^1 и $\partial y_2^1 / \partial \xi_k$).

Схема (2) позволила провести требуемые оптимизации для $\eta > 4$ (без нее практически неосуществимые), а также при $x \neq 0$. Притом даже для $\eta = 8$ — с меньшей трудоемкостью расчетов, чем топограммы " $\eta = 4$ ". Найдено, например, что $y_{n < \eta=8}^1 = 0$, если $\Delta_{1+2k} = 0.1, 0.121, 0.160, 0.175$

(вместо $\Delta_3/\Delta_1 = 1.12$ на рис. 2, а). При расхождении в третьем знаке Δ_k для той же минимизации $\text{Re}, \text{Im } x_n^1|_{x < 6}$.

В заключение отметим, что добавление в структуру рис. 1 при $z = r \neq 0$ экрана и т. п., меняя выражения ζ_n и не затрагивая y_m^n , оставляет в силе полученные данные оптимизации, что облегчает подавление нежелательных взаимодействий в резонансных структурах.

Список литературы

- [1] Шестопалов В.П. // Морсовские критические точки дисперсионных уравнений. Киев: Наук. думка, 1992. 240 с.
- [2] Модель А.М. // Фильтры СВЧ в радиорелейных системах. М.: Связь, 1967. 352 с.
- [3] Шестопалов В.П. // Дифракционная электроника. Харьков: Выща школа, 1967. 231 с.
- [4] Шербак В.В. // Докл. АН УССР. Сер. А. 1982. В. 11. С. 51-54.
- [5] Шербак В.В. // Докл. АН УССР. Сер. А. 1982. В. 12. С. 53-56.

Институт радиофизики
и электроники
НАН Украины
Харьков

Поступило в Редакцию
13 марта 1996 г.