

Другой механизм проникновения поля, характеризуемый коэффициентами V_{11} , W_{11} , специфичен для сетчатого экрана. Если он преобладает, т. е. если выполняются условия, противоположные (8), (9), то продольная компонента поля по порядку величины ослабляется в N_2 раз, а поперечная — в $\pi R b^{-1}$ раз. От длины цилиндра и радиуса проводов эффективность экранирования зависит лишь логарифмически. Среди электромагнитных характеристик имеют значение только параметры $\chi_{z,z}$: экранирование наиболее эффективно при идеальном контакте между проводами ($\chi_{z,z}=0$) и наименее — при отсутствии контакта ($\chi_{z,z}=\infty$). Интересно, что при сопоставимых значениях a и b , в отличие от сплошной оболочки, продольное поле экранируется лучше поперечного.

Авторы благодарны В. Н. Красильникову за внимание к работе и ценные замечания,

ЛИТЕРАТУРА

1. Недедов Е. И., Сивов А. Н. Электродинамика периодических структур. — М.: Наука, 1977. — 208 с.
2. Конторович М. И., Астрахан М. И., Акимов В. П., Ферсман Г. А. Электродинамика сетчатых структур. — М.: Радио и связь, 1987. — 136 с.
3. Васильев В. В., Коленский Л. Л., Медведев Ю. А., Степанов Б. М. Проводящие оболочки в импульсном электромагнитном поле. — М.: Энергоатомиздат, 1982. — 200 с.
4. Щелкунов С., Фриис Г. Антенны — М.: Советское радио, 1955. — 604 с.

Ленинградский государственный
университет

Поступила в редакцию
30 ноября 1987 г.

УДК 621.372.8

О РАСПРОСТРАНЕНИИ НИЗШИХ МОД В ВОЛНОВОДАХ С ПЛАВНО ИЗМЕНЯЮЩЕЙСЯ ГРАНИЦЕЙ

C. H. Власов, B. I. Малыгин

Низшие моды сверхразмерных волноводов применяются в трактах передачи высокочастотной энергии от гиротронов к плазме [1]. Анализ таких систем традиционно проводится методом поперечных сечений, пригодным для волноводов с медленно изменяющимися параметрами [2]. Однако отдельные элементы волноводных систем — неадиабатические переходы, на которых происходит существенное изменение поля, квазиоптические уголки и т. д. — не могут быть эффективно исследованы методом поперечных сечений [3]. Более удобным для этого является использование параболического уравнения [4]. В [4] с его помощью показано, что ТЕМ-волна плоского волновода с помощью плавно расширяющегося рупора может быть эффективно трансформирована в квазигауссов волновой пучок. В настоящей заметке методом параболического уравнения рассматривается распространение и трансформация в волновой пучок одной из низших волн в волноводе с изменяющимся сечением.

Согласно концепции Бриллюэна любая мода волновода представляется в виде двух потоков лучей, пересекающихся под углом $2\theta_B = 2\chi_\perp/k$, где χ_\perp — поперечное к направлению распространения волновое число, k — волновое число свободного пространства. Волновой пучок может образоваться из волноводной моды в том случае, если угол между лучевыми потоками после отражения от стенок волновода будет меньше угла дифракционной расходности θ каждого потока лучей, образующих моду, $\theta \sim \lambda/2a$, где λ — длина волны, $2a$ — ширина волновода. Однако такого простого уменьшения угла между лучевыми потоками для эффективного преобразования моды в волновой пучок оказывается недостаточно. В частности, в рупоре с постоянным, соответствующим образом подобранным углом раскрытия трансформации высших волн в колоколообразные волновые пучки не происходит. Эффективная трансформация осуществляется в том случае, если стенки волновода изогнуты по более сложным кривым так, чтобы дифракция на стенах способствовала созданию колоколообразного пучка.

Пусть из волновода, образованного при $z < 0$ двумя плоскостями $x = \pm a$, на рупор, образованный при $z > 0$ поверхностями $x_r = \pm[a + f(z)]$, набегает ТМ-волна. Определим структуру поля в различных сечениях рупора. Все компоненты поля в изучаемом случае выражаются через компоненту H_y , удовлетворяющую уравнению Гельмгольца

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + k^2 H_y = 0 \quad (1)$$

и граничному условию

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} f'_z - \frac{\partial H_y}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

На поверхности рупора. При $z \rightarrow \infty$ поле должно удовлетворять условию излучения

$$H_y \sim \exp(-ik\sqrt{x^2 + z^2}).$$

Мы ограничимся случаем сильно сверхразмерных волноводов, когда задача может быть упрощена до параболического уравнения. Применив обобщенное линзовое преобразование и следуя [5], для функции A , связанной с функцией H_y соотношением

$$H_y e^{ikz} = A(\rho, \tau) \sqrt{\sigma(\tau)} \exp\left[i \frac{\rho^2}{2} \frac{\partial}{\partial \tau} \ln \delta(\tau)\right], \quad (3)$$

получим уравнение

$$\frac{\partial^2 A}{\partial \rho^2} - 2i \frac{\partial A}{\partial \tau} - \frac{\rho^4}{\Phi(\tau)} A = 0 \quad (4)$$

и граничное условие

$$\left. \frac{\partial A}{\partial \rho} \right|_{\rho=\rho_r=1} = 0. \quad (5)$$

В (3), (4) ρ и τ — новые координаты, связанные с координатами x и z посредством функции $\sigma(\tau)$,

$$\begin{aligned} \frac{x_r(z)}{a} &= \frac{\rho_r}{\sigma(\tau)}, \quad \tau = \int \frac{dz'}{[1 + \hat{f}(z')]^2}, \quad z' = \frac{z}{ka^2}, \\ \Phi(\tau) &= -\frac{\sigma(\tau)}{\sigma''(\tau)}, \quad \hat{f} = \frac{f(z' ka^2)}{a}. \end{aligned}$$

Функция $\sigma(\tau)$ определяется из условий обращения границы $x = \pm[a + f(z)]$ в прямые $\rho_r = \pm 1$ и перехода граничных условий (2) в (5).

Решение уравнения (4) проводилось численно для ряда профилей $f(z)$ и функций H_y , характеризующей высшую моду волновода $H_y = \cos \frac{\pi x}{a}|_{z=0}$. В каждом сечении рупора рассчитывались амплитуда и фаза волны H_y , а также коэффициент преобразования структуры поля в гауссов пучок

$$\eta = \frac{\left| \int_{-x_r}^{x_r} H_y e^{ikz} \exp\left(-\frac{x^2}{2\omega^2} - i \frac{kx^2}{2R}\right) dx \right|^2}{\int_{-x_r}^{x_r} |H_y|^2 dx \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left\{-\frac{x^2}{\omega^2}\right\} dx},$$

где ω и R — ширина и радиус кривизны возбуждаемого гауссова пучка, которые перебирались при каждом z для определения оптимальных ω и R , при которых η достигала максимума.

Форма раскрытия выбиралась в виде полинома пятой степени

$$\frac{x_r}{a} = 1 + A_1 z + A_2 z^2 + A_3 z^3 + A_4 z^4 + A_5 z^5.$$

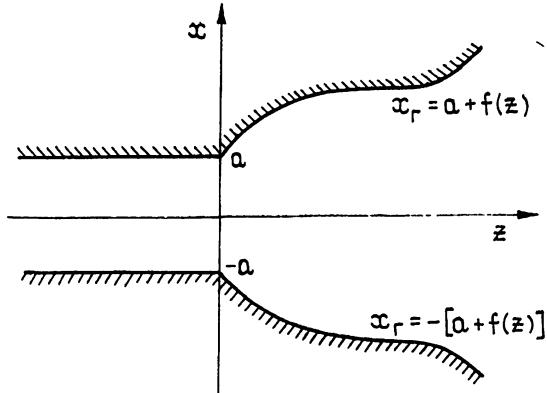


Рис. 1. Волновод с переменным сечением.

Выбор коэффициентов A_i производился из условий получения максимального коэффициента трансформации в гауссов пучок, причем поиск происходил в той области параметров, где лучевые потоки, отраженные от стенок, были приблизительно параллельны оси z .

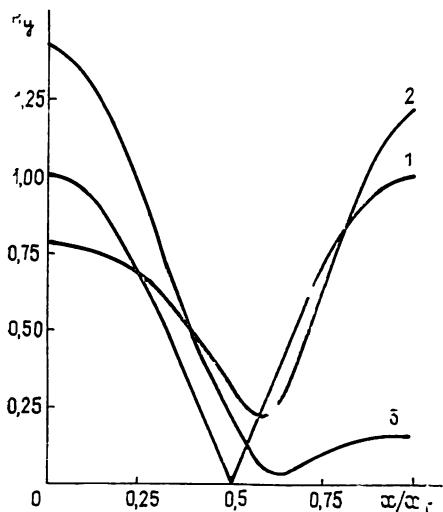


Рис. 2.

Рис. 2 Зависимость амплитуды поля от поперечной координаты в различных сечениях волновода:

1 — $z' = 0$, 2 — $z' = 1,2$; 3 — $z' = 2,25$

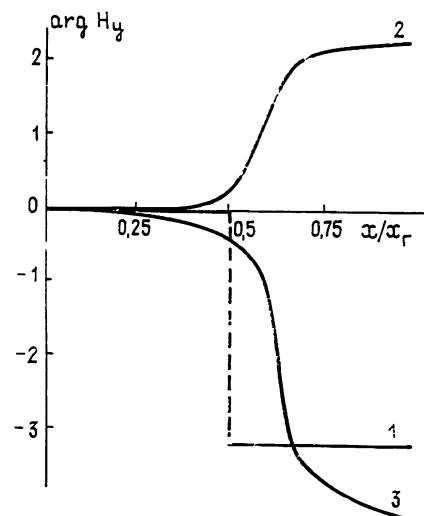


Рис. 3

Рис. 3 Зависимость фазы поля от поперечной координаты в различных сечениях волновода:

1 — $z' = 0$, 2 — $z' = 1,2$, 3 — $z' = 2,25$

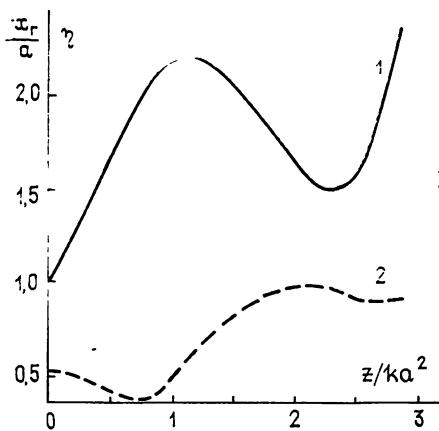


Рис. 4.

Рис. 4. Зависимость профиля x_r (1) и эффективности преобразования $\eta(z')$ (2) от продольной координаты.

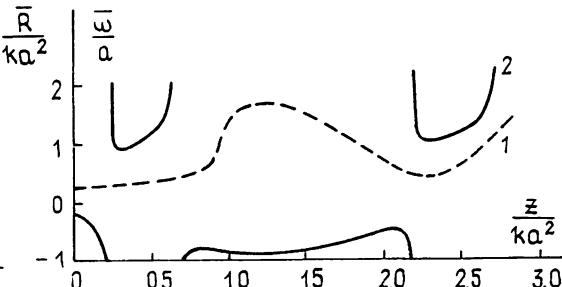


Рис. 5.

Рис. 5 Зависимость оптимальных ширины $\bar{\omega}$ (1) и радиуса кривизны волнового пучка \bar{R} (2) от продольной координаты.

Структура поля (амплитуда, нормированная так, чтобы $\int_{-x_r}^{x_r} |H_y|^2 dx = \text{const}$, и фаза) в различных сечениях z' при значениях $A_1=0,785$; $A_2=2,0$; $A_3=-2,2$; $A_4=-0,61$; $A_5=-0,034$ показана на рис. 2 и 3. На рис. 4 и 5 изображены относящиеся к этому случаю зависимости $x_r(z')$, $\eta(z')$, $\bar{\omega}(z')$, $\bar{R}(z')$. Из рисунков следует, что после сложной трансформации структура поля, продифрагированного на стенках волновода, приобрела в некотором сечении колоколообразный вид. В этом сечении эффективность η достигает максимума ($\eta \approx 0,98$), но при больших z' несколько снижается. Отметим, что вблизи сечения с максимальным η ($z' \approx 2,3$) фазовый

фронт волны в рупоре близок к плоскому. При небольших изменениях профиля волновода коэффициент η меняется незначительно

Проведенные расчеты показывают, что низшую моду определенной симметрии с помощью симметричного рупора специальной, но простой формы можно трансформировать в волновой пучок.

ЛИТЕРАТУРА

1. Thumm H. a. o. // *Microwave J.* 1986. V. 29. № 11. P. 103
2. Каценеленбаум Б З Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами — М.: АН СССР, 1961.
3. Керженцева Н. П. Волноводы дальней связи. — М.: Связь, 1972.
4. Бабич В. М., Булдырев В С Асимптотические методы в задачах дифракции коротких волн. Метод эталонных задач — М.: Наука, 1972
5. Белоусов В. И. и др. // *Изв вузов Радиофизика*. 1984. Т 27 № 3 С. 1214

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
9 сентября 1987 г.