

ритм по своей устойчивости к относительной аппроксимации решения значительно превосходит колокационный [4], в этом смысле и по точности (приблизительно 0,1% при двух разбиениях) алгоритм оказывается таким же, как алгоритмы с тригонометрическим базисом (ср. [3], табл. 2.4), 3) интересно отметить, что учет поведения поперечного тока на краю проводника существенно влияет на качество алгоритма, хотя для основной волны выполняется условие $j_x \ll j_z$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Никольский В. В. — Радиотехника и электроника, 1977, 22, № 4, с. 657.
2. Никольский В. В., Никольская Т. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 12, с. 423.
3. Автоматизированное проектирование устройств СВЧ. / Под ред. В. В. Никольского. — М.: Радио и связь, 1982.
4. Никольский В. В., Гольдин А. Д. В кн.: Машинное проектирование устройств и систем СВЧ. — М.: МИРЭА, 1978, с. 62.
5. Никольский В. В., Никольская Т. И. В кн.: Машинное проектирование устройств и систем СВЧ. — М.: МИРЭА, 1979, с. 17.
6. Веселов Г. И., Платонов Н. И., Слесарев Е. С. — Радиотехника, 1980, 35, № 5, с. 27

Московский институт радиотехники,
электроники и автоматики

Поступила в редакцию
11 ноября 1983 г

УДК 621.372 809

ТЕОРИЯ ПЛАВНО РАСШИРЯЮЩЕГОСЯ ВОЛНОВОДА — ВОЗБУДИТЕЛЯ ОСНОВНОЙ МОДЫ ЛИНЗОВОЙ ЛИНИИ

В. И. Белоусов, С. Н. Власов, Л. В. Пискунова

Потери при возбуждении линзовой или зеркальной линии основной модой, излучаемой из сверхразмерного волновода оптимального сечения, имеют величину 0,5 дБ [1]. Для уменьшения потерь необходимо возбуждать в волноводе суперпозицию мод [2], близкую по структуре к гауссову пучку, для чего необходимы специальные волновые трансформаторы. Предложенные для этой цели в [3] фазовые корректоры со специальным профилем сложны в изготовлении. Более эффективно уменьшение потерь при возбуждении может быть достигнуто тем же путем, каким достигается уменьшение уровня боковых лепестков антенны, когда применяются рупоры с плавным увеличением раскрыва, в которых поле постепенно отрывается от стенок [4, 5]. В данном сообщении предложена методика расчета такого рупора — возбудителя линзовой линии — и определен профиль его поверхностей, при котором потери на возбуждение достигают величин порядка 0,02 дБ.

Мы будем рассматривать простейший двумерный случай возбуждения линзовой линии ТЕМ-волной, распространяющейся при $z < 0$ между двумя плоскостями $x = \pm a$ (рис. 1), переходящими при $z > 0$ в цилиндрические поверхности $x = \pm [a + f(z)]$. Все компоненты поля могут быть выражены через H_y : $E_x = -(1/ik)(\partial H_y / \partial z)$, $E_z = (1/ik)(\partial H_y / \partial x)$, $E_y = H_x = H_z = 0$. Поле H_y удовлетворяет уравнению Гельмгольца

$$\Delta H_y + k^2 H_y = 0 \quad (1)$$

и граничным условиям

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

на поверхности излучателя $\begin{cases} x = \pm a, & z < 0 \\ x = \pm [a + f(z)], & z > 0 \end{cases}$. При $z \rightarrow \infty$ поле должно удовлетворять условиям излучения

$$H_y \sim \exp(ik\sqrt{z^2 + x^2}). \quad (3)$$

Для сверхразмерных волноводов (наиболее интересный с практической точки зрения случай) формулировка задачи может быть упрощена. Пренебрегая отражением от сопряжения регулярной и нерегулярной частей волновода, с помощью замены $H_y = B(x, z)e^{-ikz}$ можно приближенно свести уравнение Гельмгольца к параболическому уравнению

$$\frac{\partial^2 B}{\partial x^2} - 2ik \frac{\partial B}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

с граничным условием

$$\frac{\partial B}{\partial x} + ikf'_z B \Big|_{x=\pm[a+f(z)]} = 0. \quad (5)$$

Исходная волна задается при $z=0$ в виде $B = \begin{cases} B_0, & |x| < a \\ 0, & |x| > a \end{cases}$. Для дальнейшего исследования перепишем (4) и (5) в безразмерных переменных $\bar{x}=x/a$, $\bar{z}=z/ka^2$, $\bar{f}=f/a$:

$$\frac{\partial^2 B}{\partial \bar{x}^2} - 2i \frac{\partial B}{\partial \bar{z}} = 0; \quad (6)$$

$$\frac{\partial B}{\partial \bar{z}} - \bar{f}'_{\bar{z}} B \Big|_{\bar{x}=\pm[1+\bar{f}(\bar{z})]} = 0. \quad (7)$$

Определим такой класс функций $f(z)$, описывающих боковые поверхности рупора, чтобы поле отрывалось от стенок. Как известно [6], в свободном пространстве поперечный размер ω коллимированного волнового пучка изменяется, как $\omega \approx \omega_0 \sqrt{1+(z/k\omega_0^2)^2}$, где ω_0 — поперечный размер пучка при $z=0$. Поэтому отрыв поля от стенок рупора возможен тогда, когда функция $f(z)$ будет расти быстрее, чем $\sqrt{1+(z/k\omega_0^2)^2}$. Но вместе с тем рупор должен раскрываться достаточно плавно, так как только в этом случае можно ожидать уменьшения потерь на возбуждение высших типов колебаний зеркальной линии.

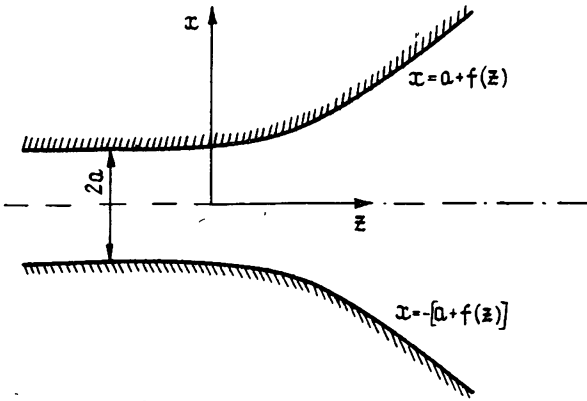


Рис 1. Рупор с плавным раскрытием.

Поиск решений задачи (6) с граничным условием (7) наталкивается на трудности, обусловленные тем, что интегрирование ведется в области с криволинейными границами. Для преодоления их целесообразно свести задачу к интегрированию уравнения (6) в области с прямолинейными границами, так же как это делалось при исследовании распространения волн шепчущей галереи через точку перегиба границы [7]. Для этого мы воспользуемся обобщенным линзовым преобразованием [8], вводя новые функцию A и независимые переменные ρ и τ :

$$B(\bar{x}, \bar{z}) = \sqrt{\sigma_1(\tau)} A(\rho\tau) \exp\left(i \frac{\rho^2}{2} \frac{\partial}{\partial \tau} \ln \sigma_1\right); \quad (8)$$

$$x = \rho/\sigma_1(\tau), \quad z = \sigma_2(\tau)/\sigma_1(\tau), \quad (9)$$

где σ_1 и σ_2 — линейно-независимые решения уравнения

$$d^2\sigma/d\tau^2 + \sigma/\Phi(\tau) = 0 \quad (10)$$

с вронскианом $\sigma_1\sigma_2' - \sigma_2\sigma_1' = 1$. При такой замене уравнение (7) перейдет в следующее:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial \rho^2} - 2i \frac{\partial A}{\partial \rho} - \frac{\rho^2}{\Phi(\tau)} A = 0. \quad (11)$$

Функцию $\Phi(\tau)$ и, следовательно, σ_1 и σ_2 определим так, чтобы граница $\bar{x}_0 = \pm[1+\bar{f}(\bar{z})]$ перешла в прямую $\rho = \rho_r$, а граничное условие (7) — в условие

$$\left. \frac{\partial A}{\partial \rho} \right|_{\rho = \rho_r} = 0. \quad (12)$$

Из двух последних требований мы имеем два уравнения:

$$\sigma(\tau) = \frac{\rho_r}{x_r(\bar{z})}, \quad \frac{d\sigma}{d\tau} = \frac{dx_r}{d\bar{z}}.$$

Исключив из них переменную \bar{z} , найдем σ как функцию $d\sigma/d\tau$, продифференцировав которую, получим, что

$$\Phi(\tau) = \left\{ x_r^3(\tau) \frac{d^2 x_r}{d\bar{z}^2}(\tau) \right\}^{-1}.$$

Изложенная выше методика была использована для численного решения задачи об излучении ТЕМ-волны. Решение проводилось на ЭВМ методом прямых. В каждом сечении излучателя $\bar{z} = \text{const}$ рассчитывалось распределение амплитуды и фазы электромагнитной волны, а также коэффициента преобразования такой волны в волновой пучок с гауссовым распределением

$$\eta = \frac{\left| \int_{-\bar{x}_r}^{\bar{x}_r} B(\bar{x}, \bar{z}) \exp(-\bar{x}^2/2\bar{\omega}^2 - i\bar{x}^2/2\bar{R}) d\bar{x} \right|^2}{\int_{-\bar{x}_r}^{\bar{x}_r} |B|^2 d\bar{x} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\bar{x}^2/\bar{\omega}^2) d\bar{x}}$$

где $\bar{\omega}$ и \bar{R} — ширина и радиус кривизны фазового фронта гауссова пучка соответственно. В каждом сечении $\bar{\omega}$ и \bar{R} перебирались для определения значений $\bar{\omega}_{\text{opt}}$ и \bar{R}_{opt} , при которых величина η достигала максимума.

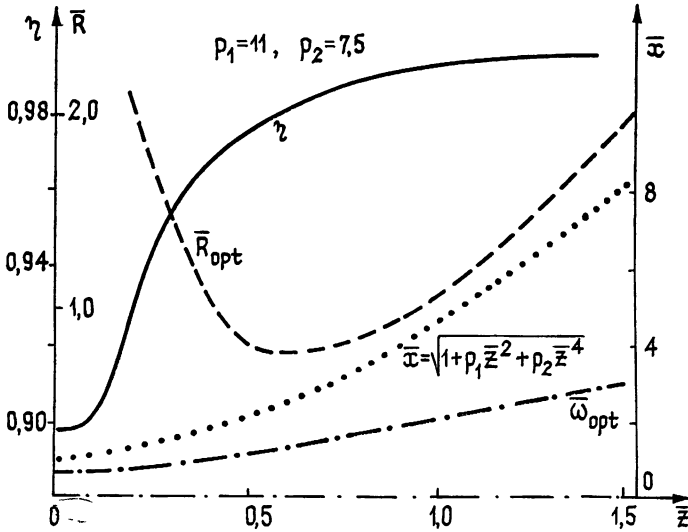


Рис. 2. Зависимость профиля рупора (точечная кривая), коэффициента возбуждения η (сплошная кривая), оптимальной ширины гауссова пучка $\bar{\omega}_{\text{opt}}$ (штрихпунктирная кривая), радиуса кривизны его фазового фронта \bar{R}_{opt} (штриховая кривая) от продольной координаты \bar{z} ($p_1=15$, $p_2=10$).

На рис. 2, 3 приведены результаты расчета с двумя вариантами границ. Форма поверхности задавалась кривой

$$\bar{x} = \sqrt{1 + p_1 \bar{z}^2 + p_2 \bar{z}^4},$$

где p_1 и p_2 — числовые коэффициенты. В зависимости от продольной координаты \bar{z} на рисунках изображены: коэффициент возбуждения η — сплошная кривая, оптимальный радиус кривизны фазового фронта \bar{R}_{opt} — пунктир, оптимальная ширина ω_{opt} волнового пучка — штрихпунктир. Точечная кривая — граница рупора. Параметры p_1 и p_2 имели следующие значения: $p_1=11$, $p_2=7,5$ (рис. 2), $p_1=15$, $p_2=10$ (рис. 3).

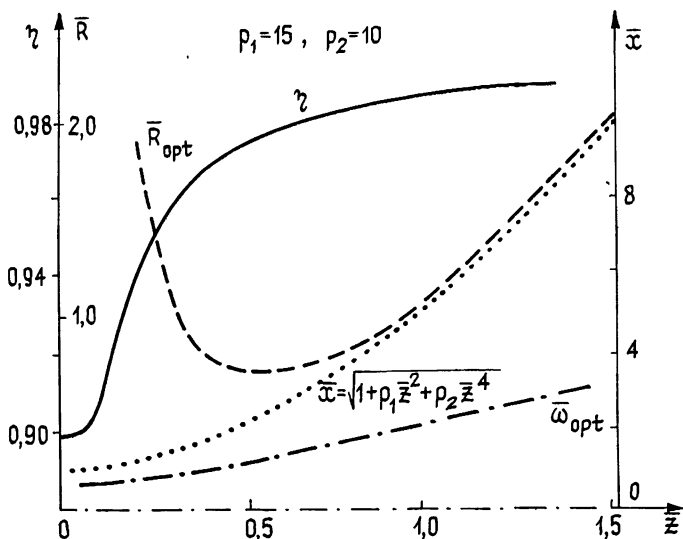


Рис. 3. Зависимость профиля рупора (точечная кривая), коэффициента возбуждения η (сплошная кривая), оптимальной ширины гауссова пучка ω_{opt} (штрихпунктирная кривая), радиуса кривизны его фазового фронта \bar{R}_{opt} (штриховая кривая) от продольной координаты \bar{z} ($p_1=11$, $p_2=7,5$).

Из рисунков видно, что коэффициент возбуждения гауссова пучка плавно нарастает от 0,89, что соответствует открытому концу регулярного волновода ($\bar{z}=0$), до 0,996 в первом варианте и до 0,990 во втором — при $\bar{z} \rightarrow \infty$. Отличие этого коэффициента от единицы тем меньше, чем плавнее раскрыв. Следует обратить внимание на то, что для получения малых потерь необходимо существенное увеличение апертуры (в 2,5—3 раза).

ЛИТЕРАТУРА

1. Валитов Р. А., Дюбко С. Ф., Камышан В. В. и др. Техника субмиллиметровых волн — М.: Сов.радио, 1969
2. Schweging F., Zorfler A. — IEEE Trans., 1967, МТТ-15, № 3, р. 191.
3. Каценеленбаум Б. З., Семенов В. В. — Радиотехника и электроника, 1967, № 3, с. 471.
4. Боровиков В. А., Кинбер Б. Е. Геометрическая теория дифракции. — М.: Связь, 1978.
5. Burnside W. D., Chuang C. W. — IEEE Trans. Antennas and Propag., 1982, 30, № 4, р. 790.
6. Власов С. Н., Петрищев В. А., Таланов В. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1971, 14, № 9, с. 1353.
7. Попов М. М. Тезисы докладов VIII Всесоюзного симпозиума по дифракции и распространению волн — М.: АН СССР, 1981, 2, с. 58.
8. Таланов В. И. Диссертация. Горький, НИРФИ, 1967.
9. Власов С. Н., Пискунова Л. В., Таланов В. И. — ЖЭТФ, 1978, 75, вып. 5(11), с. 1608.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
10 октября 1983 г.