

С.А. Комаров, В.В. Щербинин

# Излучение из круглого полубесконечного волновода с импедансным фланцем

## Введение

Методы расчета электродинамических характеристик апертурных антенн с идеально проводящим фланцем разработаны достаточно подробно [1-4]. Однако в ряде случаев приближение идеально проводящего фланца неприменимо, что обусловлено конечной проводимостью его материала, наличием тонкого диэлектрического покрытия, гребенчатой структуры и т.п. Свойства такого фланца можно приближенно моделировать введением соответствующего стороннего импеданса. Существуют работы [5-7], в которых развиты строгий и приближенный подходы решения граничной задачи излучения из волновода с импедансным фланцем. Вместе с тем анализ влияния импеданса фланца на электродинамические характеристики излучателя проведен недостаточно. Одним из принципиальных отличий апертурной волноводной антенны с импедансным фланцем является возможность существования поверхностной волны, на формирование и поддержание которой расходуется часть мощности генератора. Исследование параметров поверхностной волны для таких излучающих систем в литературе приведено только для двумерного случая плоского волновода [6].

В связи с этим в данной работе проведен теоретический анализ зависимостей мощности поверхностной волны и коэффициента отражения от раскрытия круглого волновода для различных значений импеданса и поперечного сечения волновода.

## Постановка задачи и запись решения в интегральной форме

Геометрия задачи изображена на рисунке 1. Полубесконечный круглый волновод радиусом  $a$  в цилиндрических координатах занимает область  $z < 0$ . Волновод имеет идеально проводящие стенки и однородное диэлектрическое заполнение с относительными проницаемостями  $\epsilon, m$ . Раскрыт волновода и фланец с постоянным сторонним импедансом  $ZZ_0$  ( $Z_0$  – импеданс свободного пространства), расположены в плоскости  $z = 0$ . Область  $z > 0$  – свободное пространство. Возбуждение производится электромагнитной волной основного типа  $H_{11}$ , набегающей на раскрыт вдоль оси  $z$ . Зависимость от времени является гармонической вида  $e^{-i\omega t}$ . Поперечная волновая функция для моды  $H_{11}$  в полярных координатах  $\{r, \varphi\}$  имеет следующий вид:

$$\bar{\Phi}_{11}(\bar{\rho}) = \frac{C_{11}}{\rho} \left[ J_1\left(\frac{v_{11}\rho}{a}\right) \sin \varphi \bar{\rho}_0 + \frac{v_{11}\rho}{a} J_1'\left(\frac{v_{11}\rho}{a}\right) \cos \varphi \bar{\rho}_0 \right], \quad 0 < \rho < a, \quad (1)$$

$J_1(x)$  – функция Бесселя первого порядка,  $v_{11}$  – первый нуль ее производной, т.е.  $J_1'(v_{11}) = 0$ ,  $C_{11}$  – постоянный множитель, определяемый из условия ортонормированности волновой функции:

$$C_{11} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{J_1(v_{11}) \sqrt{v_{11}^2 - 1}}$$

Интегральные выражения, описывающие электрическое и магнитное поля в верхнем полупространстве, имеют следующий вид:

$$\vec{E}(\bar{\rho}, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ \frac{W_0 \vec{\xi} - \xi^2 \vec{u}}{\omega \epsilon_0} a^e(\vec{\xi}) + (\vec{u} \times \vec{\xi}) a^m(\vec{\xi}) \right] e^{iW_0 z + i\vec{\xi} \bar{\rho}} d\vec{\xi}$$

$$\vec{H}(\vec{\rho}, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ (\vec{u} \times \vec{\xi}) a^e(\vec{\xi}) + \frac{W_0 \vec{\xi} - \xi^2 \vec{u}}{\omega \mu_0} a^m(\vec{\xi}) \right] e^{iW_0 z + i\vec{\xi} \vec{\rho}} d\vec{\xi} \quad (2)$$

Здесь

$$a^e(\vec{\xi}) = \frac{k_0}{Z_0 \xi^2} \frac{i \vec{\xi} \vec{f}(\vec{\xi})}{W_0 + k_0 Z}, \quad a^m(\vec{\xi}) = -\frac{k_0}{\xi^2} \frac{(\vec{u} \times i \vec{\xi}) \vec{f}(\vec{\xi})}{k_0 + W_0 Z} \quad (3)$$

В формулах (2 - 3)  $\vec{u}$  - единичный вектор в направлении оси  $z$ ,  $W_0 = \sqrt{k_0^2 - \xi^2}$  - поперечное волновое число,  $\vec{f}(\vec{\xi})$  - фурье-образ вспомогательной финитной функции  $\vec{F}(\vec{\rho})$ , представляющей собой линейную комбинацию касательных составляющих полей на раскрыве волновода:

$$\vec{F}(\vec{\rho}) = \begin{cases} 0 & ; \vec{\rho} \notin S; \\ \vec{E}_t(\vec{\rho}, +0) - ZZ_0 \vec{u} \times \vec{H}_t(\vec{\rho}, +0); & \vec{\rho} \in S. \end{cases} \quad (4)$$

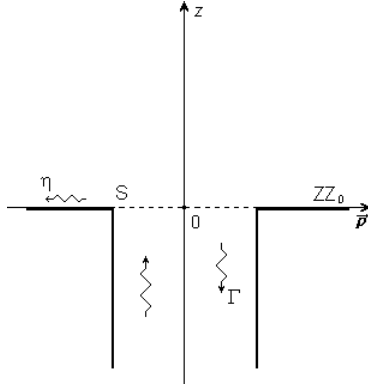


Рис. 1. Геометрия задачи

### Анализ результатов

Решение проведено с применением вариационного принципа в одномодовом приближении. Это позволяет построить стационарный функционал задачи  $T$ , который имеет следующий вид:

$$T = \frac{1}{(v_{11}^2 - 1)} \int_0^\infty \left\{ \left[ \frac{J_1(\xi a)}{\xi} \right]^2 \frac{k_0}{W_0 + k_0 Z} J_0(\xi a) + \left[ \frac{v_{11} \left( \frac{v_{11}}{a} \right)^2 J_1'(\xi a)}{\left( \frac{v_{11}}{a} \right)^2 - \xi^2} \right]^2 \frac{W_0}{k_0 + W_0 Z} \right\} \xi d\xi \quad (5)$$

Через выражение (5) для  $T$  определяются характеристики излучателя - нормированный входной адмитанс  $Y$  и комплексный коэффициент отражения от раскрыва  $\Gamma$ :

$$Y = \frac{T}{1 - ZZ_0 T}; \quad \Gamma = \frac{Y_0 - Y}{Y_0 + Y}; \quad Y_0 = \frac{\sqrt{(k_0 a)^2 - v_{11}^2}}{k_0 a} \quad (6)$$

Характеристики поверхностной волны рассмотрены в случае чисто мнимого индуктивного импеданса ( $Z = -iQ, Q > 0$ ). На основе интегрального представления (2) получен коэффициент возбуждения незатухающей поверхностной волны  $h$  как отношение мощности, переносимой поверхностной волной к мощности первичной волны в следующем виде:

(7)

В соответствии с формулами (5-7) проведены расчеты по анализу влияния импеданса на коэффициент отражения от раскрыва волновода и коэффициент возбуждения. Индуктивный импеданс введен на основе модели тонкого диэлектрического покрытия [7] толщиной  $d$  и диэлектрической проницаемостью  $\epsilon d$ . Результаты расчетов пред-

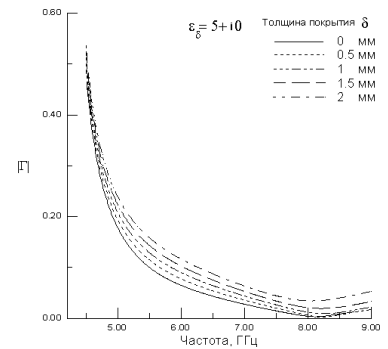


Рис. 2. Зависимость модуля коэффициента отражения от частоты

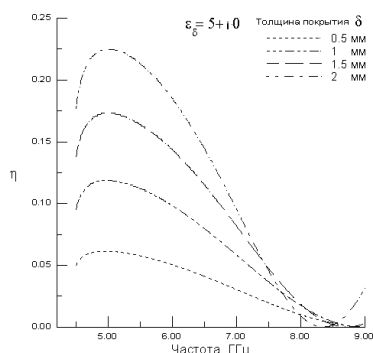


Рис. 3. Зависимость коэффициента возбуждения от частоты

ставлены на рисунках 2 и 3. На рисунке 2 изображен модуль коэффициента отражения волны основного типа от раскрыва волновода в зависимости от частоты. Из сравнения графиков рисунка 2 можно сделать вывод, что наличие ненулевого импеданса фланца несколько увеличивает коэффициент отражения, причем увеличение наиболее заметно вблизи критической частоты  $f_{кр}$ . Это приводит к ухудшению согласования излучателя.

На рисунке 3 представлена зависимость коэффициента возбуждения поверхностной волны для различных значений индуктивного импеданса фланца от частоты. Видно, что величина коэффициента возбуждения поверхностной волны в зависимости от частоты имеет немонотонный характер и в пределах одномодового режима

существует максимум, в котором возбуждение поверхностной волны наиболее эффективно.

### Выводы

Решена задача о возбуждении поверхностной волны вдоль импедансного фланца круглого полубесконечного волновода. Получены расчетные формулы для нахождения коэффициента отражения от раскрыва круглого волновода с импедансным фланцем. Проанализирована эффективность возбуждения поверхностной волны вдоль импедансного фланца круглого волновода. Показано, что эффективность возбуждения поверхностной волны достигает максимума и минимума при определенных соотношениях между длиной волны и радиусом волновода. Обнаружено, что ненулевой импеданс фланца увеличивает коэффициент отражения от раскрыва и его возрастание наиболее заметно вблизи критической частоты волновода.

### Литература

1. Вычислительные методы в электродинамике / Под ред. Р. Миттры. М., 1977.
2. Дмитриева И.В. Излучение из открытого конца плоского волновода с фланцем // Математические модели прикладной электродинамики. М., 1984.
3. Воскресенский Д.И., Кременецкий С.Д., Гринев А.Ю., Котов Ю.В. Автоматизированное проектирование антенн и устройств СВЧ. М., 1988.
4. Справочник по волноводам / Под. ред. М. Абрамовица, И. Стиган. М., 1952.
5. Комаров С.А. Излучение несимметричных волн из круглого волновода с импедансным фланцем // Известия вузов «Радиоэлектроника». 1977. Т. 20. № 8.
6. Комаров С.А. Вариационный принцип в задачах излучения из полубесконечного волновода с импедансным фланцем // Известия вузов «Радиоэлектроника». 1985, Т. 28. №3.
7. Комаров С.А., Щербинин В.В. Входной адмитанс волновода с импедансным фланцем при излучении в плоскоструйную среду // Известия АГУ. 1997. №1.