

РАДИОФИЗИКА

УДК 621.372.853.1

ДИФРАКЦИЯ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ
В ЗАПРЕДЕЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ С ЧАСТИЧНЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

В. В. Груздев, В. П. Моденов, Ю. А. Пирогов, Э. Е. Фомина

(кафедра радиофизики)

Рассмотрена дифракция волны H_{10} на запредельном отрезке волновода с частичным диэлектрическим заполнением. Решена соответствующая задача в точной электродинамической постановке. Математическое моделирование проведено методом обобщенных матриц рассеяния. Постоянные распространения получены методом дифференцирования по параметру. Изучена зависимость результатов численного моделирования от числа учитываемых мод. Проведено сопоставление результатов численного анализа и физического эксперимента.

Внутренние задачи дифракции электромагнитных волн на неоднородностях в регулярных волноводах в настоящее время достаточно хорошо изучены [1]; разработаны методы двумерного и трехмерного анализа с учетом потерь в стенках волновода и в неоднородностях различного типа — диэлектрических, металлических, полупроводниковых, ферритовых, плазменных включениях практически произвольной геометрии. Напротив, дифракционные процессы на неоднородностях в запредельном волноводе до сих пор не были изучены: был проведен лишь анализ резонансных явлений в запредельных фильтрах с полным заполнением сечения волновода диэлектрическими слоями [2]. Вместе с тем на основе диэлектрических и полупроводниковых вставок в запредельные волноводные участки могут быть созданы в наиболее перспективном миллиметровом диапазоне волн эффективные, компактные элементы фильтрации и управления микроволнами. Особый интерес представляют оптоэлектронные модуляторы на запредельном волноводе с полупроводниковыми вставками, частично заполняющими волноводное сечение [3].

Для изучения дифракционных явлений в таких устройствах нами была поставлена задача анализа частотных характеристик неидеальной диэлектрической пластины, помещенной в сужении прямоугольного волновода параллельно E -плоскости (рис. 1). Из-за сильной дифракции, возникающей на скачках сечения волновода и при рассеянии на диэлектрике, применение одномодового подхода ограничено, необходим учет волн высших типов.

Математическое моделирование проводилось методом обобщенных матриц рассеяния [4]. Устройство представлялось в виде комбинации следующих волноводных неоднородностей: участок волновода со скачкообразным изменением поперечного сечения в H -плоскости, отрезок регулярного волновода, отрезок волновода, частично заполненного неидеальным диэлектриком. Подход к получению матриц рассеяния каждой из этих неоднородностей был общим. Поскольку в данном случае задача является плоской (пластина полностью заполняет волновод в E -плоскости, скачки сечения в этом направлении отсутствуют), можно ограничиться заданием только одного магнитного вектора Герца Π_h , направленного по оси x вдоль широкой стенки волновода и удовлетворяющего условию Гельмгольца

$$\Delta \Pi_h + \gamma \Pi_h = 0 \tag{1}$$

в каждой из областей. Естественно, решение также должно удовлетворять граничным условиям на поверхности металла: $E_t=0$, границе двух сред: $H_t^1=H_t^2$, $E_t^1=E_t^2$ и условиям излучения. Электрическое и магнитное поля определяются как

$$E = -i\omega \text{rot } \Pi_h, \quad H = \text{rot rot } \Pi_h. \tag{2}$$

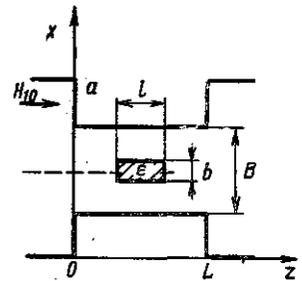


Рис. 1. Модельная структура: $a=11$ мм, $B=6,7$ мм, $b=2$ мм, $L=30$ мм, $l=11$ мм, $\epsilon=9,83+i\cdot 0,13$

Представим вектор Герца в каждой из областей в виде разложения по собственным функциям $\Psi_{vm}(x)$:

$$p_z^{v\pm} = \sum_{m=1}^{\infty} A_m^{v\pm} T_m^v \Psi_{vm}(x) \exp\{\mp i\gamma_m z\}. \quad (3)$$

Здесь индекс v обозначает номер области, на которые разбита данная неоднородность, m — номер собственной функции, знаки \pm соответствуют волнам, бегущим в положительном (верхний) и отрицательном (нижний) направлении по оси z . Коэффициент $A_m^{v\pm}$ — амплитуда m -й собственной волны в v -й области, T_m^v — множитель, получаемый из условия нормировки падающей мощности. В случае, когда входная и выходная плоскости системы имеют одинаковое поперечное сечение, T_m^v можно положить равным единице без ущерба для определения элементов матрицы рассеяния.

Подстановка разложения (3) в (2), а затем и в граничные условия на плоскости, перпендикулярной оси волновода, приводит к системе линейных уравнений относительно $A_m^{v\pm}$. Граничные условия на плоскости, параллельной оси волновода (неоднородность в виде диэлектрической пластины) используются при получении дисперсионного уравнения и собственных функций данной неоднородности. При границах, совпадающих, как в нашем случае, с осями координат, удается аналитически получить матрицу рассеяния S в виде выражения для бесконечномерных матриц [5], усечение которых происходит уже на этапе расчета, а не при построении модели.

Для нахождения матрицы рассеяния области частичного заполнения необходимо вычислить постоянные распространения собственных волн, которыми для пластины в E -плоскости являются волны LE_{no} . Воспользуемся методом дифференцирования по параметру, позволяющим строго учесть комплексную диэлектрическую проницаемость заполнения [6]. Дисперсионное уравнение LE -волн для диэлектрической пластины в E -плоскости прямоугольного волновода известно [7]. Запишем его в виде

$$F(\chi, t) = 0, \quad (4)$$

где $\chi = \gamma^2$ — квадрат постоянной распространения. В качестве параметра t выберем толщину диэлектрической пластины. Рассматривая (4) как уравнение для неявной функции $\chi(t)$, найдем производную $d\chi/dt = f(\chi, t)$. В результате получаем обыкновенное дифференциальное уравнение с начальным условием:

$$\begin{cases} d\chi/dt = f(\chi, t), \\ \chi|_{t=0} = \chi_0. \end{cases} \quad (5)$$

где $\chi_0 = k_0^2 \epsilon - (m\pi/a)^2$ — квадрат постоянной распространения однородно заполненного волновода без пластины. Задача Коши (5) решалась численно методом Рунге—Кутты. Для достижения сходимости решений в наименее благоприятном случае пластины, почти полностью заполняющей сечение волновода, при $|\epsilon' + \epsilon''| < 20$ требовалось не более $M=50$ точек интегрирования по t , типичным же значением, обеспечивающим точность не хуже 0,1%, было $M=10$.

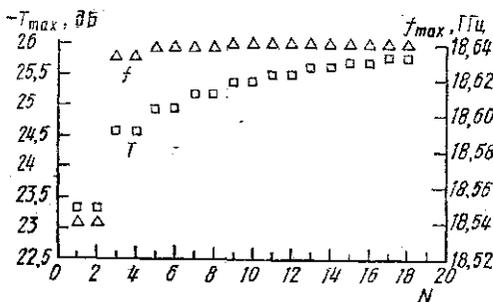


Рис. 2. Зависимость пропускания в резонансе (T_{\max}) и частоты резонанса (f_{\max}) от числа учитываемых мод

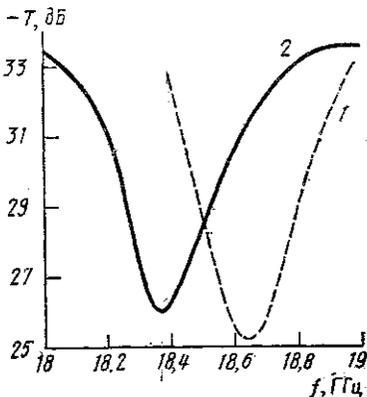


Рис. 3. Сравнение результатов математического моделирования (1) с экспериментом (2)

Для решения вопроса о корректности численного результата было проведено исследование сходимости алгоритма на модельной структуре (рис. 1). Изучалась зависимость положения резонансного максимума f_{\max} и пропускания в резонансе T_{\max} от числа учитываемых мод (рис. 2). Видно, что одномодовое приближение применимо только для оценки резонансной частоты, но им не следует пользоваться для расчета пропускания (отличие T_{\max} при $N=1$ и $N=20$ составляло 10%). Для получения корректного результата достаточно учета 10–15 мод в разложении полей.

Было проведено сопоставление результатов численного анализа и физического эксперимента. Экспериментальные данные получены с помощью панорамного измерителя КСВН в 8-мм диапазоне. Расчет проводился с учетом 9 мод в разложении полей. Результаты численного моделирования и эксперимента приведены на рис. 3. Как видно из графика, форма кривой вычислена в основном правильно. Сравнительно небольшая (~1,5%) ошибка в определении центральной частоты объясняется неточностью измерения реальной части диэлектрической проницаемости ϵ' ($\pm 2\%$), используемой при расчете, и ошибкой измерения частоты в эксперименте ($\pm 0,5\%$).

В качестве частичного заполнителя в эксперименте использовалась вставка из Si с большим поглощением ($\epsilon''=0,13$). Видно, что, несмотря на высокое значение потерь в диэлектрике, численное моделирование дает корректный результат. Для практических применений требуется большее значение коэффициента пропускания в максимуме, что можно достичь, используя полупроводники с меньшим поглощением.

Были изучены зависимости параметров резонанса от геометрических размеров моделируемого фильтра. В качестве интересного результата можно привести зависимость T_{\max} и f_{\max} от смещения δ запредельной области относительно оси регулярного волновода (рис. 4). При увеличении δ пропускание в резонансе падает, так как уменьшается электродинамическая связь между запредельной областью и регулярным волноводом. Резонансная частота от δ не зависит. Это можно объяснить тем, что фаза φ коэффициента отражения электромагнитной волны от границы раздела запредельного и регулярного волноводов, определяемая по формуле

$$\operatorname{tg} \varphi = 2 (\operatorname{Re} Z_0 \operatorname{Im} Z_H - \operatorname{Re} Z_H \operatorname{Im} Z_0) / (|Z_H^2| - |Z_0^2|).$$

зависит от импедансов запредельного отрезка Z_0 и регулярного волновода Z_H и не зависит от взаимного расположения волноводов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Шестопалов В. П., Кириленко А. А., Рудь Л. А. Резонансное рассеяние волн. Т. 2. Волноводные неоднородности. Киев, 1986. [2] Капильвич Б. Ю. Волноводные диэлектрические фильтры. М., 1980. [3] Груздев В. В., Пирогов Ю. А., Титова Т. И. // Тез. докл. на 4-й Всесоюз. конф. «Теория и математическое моделирование ОИС СВЧ». Алма-Ата, 1989. Ч. 2. С. 44. [4] Митра Р., Ли С. Аналитические методы теории волноводов. М., 1974. [5] Patzelt H., Arndt F. // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1982. MTT-30, N 5. P. 771. [6] Моденов В. П. // Радиотехника. 1984. № 7. С. 72. [7] Егоров Ю. В. Частично заполненные прямоугольные волноводы. М., 1967.

Поступила в редакцию
12.02.92

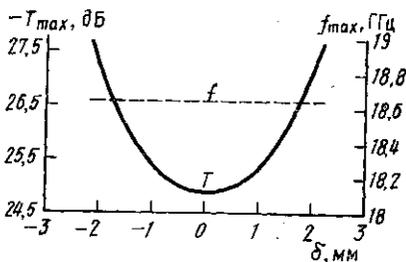


Рис. 4. Зависимость пропускания в резонансе (T_{\max}) и его частоты (f_{\max}) от смещения запредельной области относительно оси волновода