

01;07;09

©1993

## ПОЛНОЕ АНТИЗЕРКАЛЬНОЕ ОТРАЖЕНИЕ ОТ ГОФРИРОВАННОЙ ГРАНИЦЫ ДИЭЛЕКТРИКОВ. КВАЗИОПТИЧЕСКИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЭШЕЛЕТНЫЕ РЕЗОНАТОРЫ

*С.Н.Власов, Е.В.Копосова*

Известное явление полного антизеркального отражения падающей электромагнитной волны от идеально проводящих периодически гофрированных поверхностей [1-3] нашло широкое применение при конструировании частотно-селективных резонаторов в технике СВЧ.

Аналогичное явление может иметь место при отражении не только от металла, но и от гофрированной границы диэлектриков в случае, когда при отражении от гладкого раздела этих диэлектриков наблюдается полное отражение. Настоящая заметка посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию этого явления.

Рассмотрим границу двух диэлектриков с проницаемостями  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  имеющую период гофра  $d$ , амплитуду его  $A_0$  и описываемую в простейшем случае формулой

$$A(x) = A_0 \sin \frac{2\pi}{d} x. \quad (1)$$

Пусть  $\varepsilon_1 = \varepsilon > \varepsilon_2 = 1$  и из более плотной среды на эту границу под углом  $\theta$  (рис. 1) падает волна единичной амплитуды на частоте  $\omega$ , для определенности имеющая компоненту электрического поля вдоль гофра

$$E^{(i)} = e_z^0 \exp (ik\sqrt{\varepsilon} \sin \theta x - ik\sqrt{\varepsilon} \cos \theta y), \quad (2)$$

где  $k = \frac{\omega}{c}$ ,  $c$  — скорость света.

При рассеянии плоской волны на гофрированной границе диэлектриков в первой и второй средах возникают гармоники с амплитудами  $R_n$  и  $T_n$

$$E_n^{(1)} = R_n \exp \left( i \left( k\sqrt{\varepsilon} \sin \vartheta + n \frac{2\pi}{d} \right) x + \right.$$

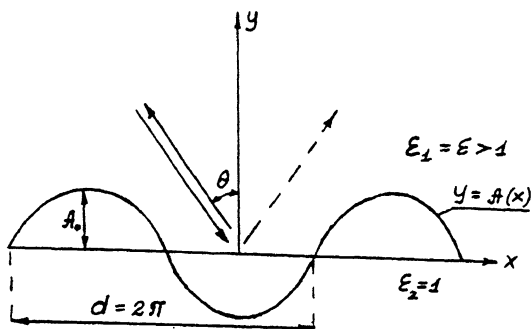


Рис. 1.

$$+i\sqrt{k^2\epsilon - \left(k\sqrt{\epsilon}\sin\vartheta + n\frac{2\pi}{d}\right)^2}y\right),$$

$$E_n^{(2)} = T_n \exp\left(i\left(k\sqrt{\epsilon}\sin\vartheta + n\frac{2\pi}{d}\right)x - \right.$$

$$\left. -i\sqrt{k^2 - \left(k\sqrt{\epsilon}\sin\vartheta + n\frac{2\pi}{d}\right)^2}y\right). \quad (3)$$

При условии

$$k\sqrt{\epsilon}\sin\theta = \frac{\pi}{d} \quad (4)$$

минус первая гармоника распространяется навстречу падающей, а при

$$\sin\theta > \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \text{ или } \frac{d}{\lambda} < 0.5 \text{ и } \sin\theta > \frac{1}{3} \text{ или } \frac{d}{\lambda} < \frac{1.5}{\sqrt{\epsilon}} \quad (5)$$

в оптически менее плотной среде существуют только локализованные волны, а в оптической более плотной являются пространственными лишь зеркальная и минус первая.

Теоретическое исследование явления проводилось в указанной области параметров посредством численного решения интегрального уравнения [1], описывающего рассеяние

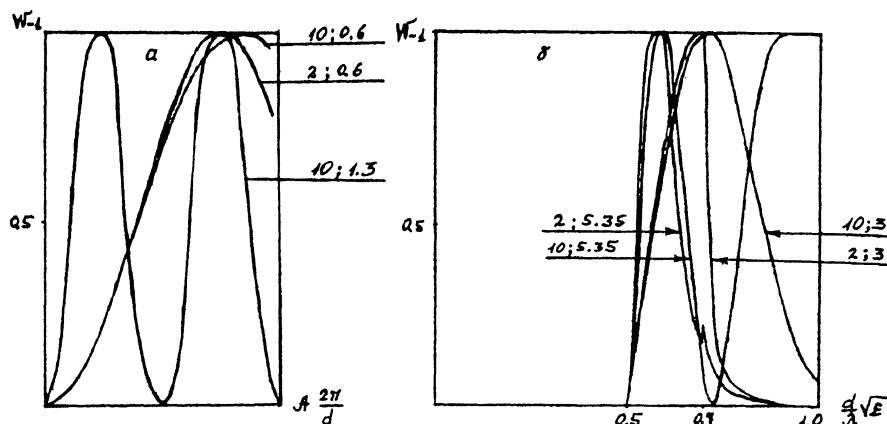


Рис. 2.

плоской электромагнитной волны на периодической границе раздела диэлектриков.

На рис. 2 и 3 иллюстрируются результаты численного решения интегрального уравнения. На рис. 2, а, б приведены характерные кривые зависимостей энергии  $-1$  гармоники  $W_{-1}$  в режиме автоколлимации при отсутствии прохождения от амплитуды гофра и волнового числа. С ростом амплитуды  $A_0$   $W_{-1}$  растет, при некотором значении  $A_0^*$  обращаясь в единицу, затем падает до нуля, вновь растет до единицы и т.д. (рис. 2, а). Цифры, соответствующие параметрам  $\epsilon$  и  $(\frac{d}{\lambda} \sqrt{\epsilon})$ , для каждой кривой указаны непосредственно на рисунке. Поведение зависимости  $W_{-1}$  от волнового числа в интервале волновых чисел, обеспечивающих суще-

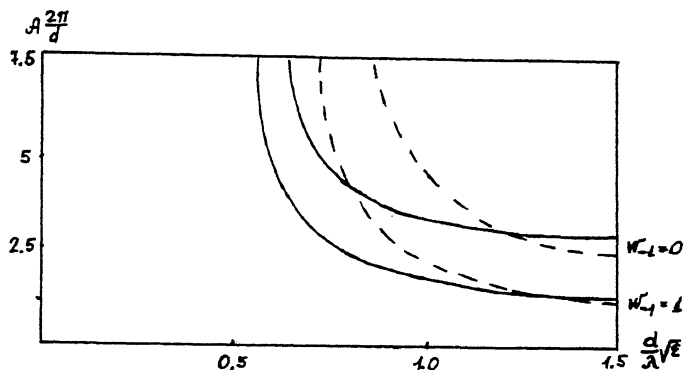


Рис. 3.

ствование двух гармоник в первой среде при условии автоколлимации и отсутствии прохождения, аналогично. На рис. 2,б в точке  $\frac{d}{\lambda}\sqrt{\epsilon} = 0.7$  для  $\epsilon = 2$  появляются прошедшие волны. Мы видим здесь аномалию Вуда и изменение закономерности поведения  $W_{-1}(\frac{d}{\lambda}\sqrt{\epsilon})$ . Параметры  $\epsilon$  и  $(A_0 \frac{2\pi}{d})$  указаны на рисунке.

На рис. 3 представлены кривые на плоскости параметров  $(A_0 \frac{2\pi}{d}, \frac{d}{\lambda}\sqrt{\epsilon})$ , соответствующие полному антизеркальному отражению  $W_{-1} = 1$  и полному зеркальному отражению  $W_{-1} = 0$  (или  $W_0 = 1$ ). Таких кривых бесконечное множество, они чередуются с ростом амплитуды. На рисунке изображены кривые, соответствующие минимальным амплитудам. Зависимость их от  $\epsilon$  очень слабая — при изменении  $\epsilon$  от 1.5 до 10 они практически сливаются на интервалах  $0.5 < \frac{d}{\lambda}\sqrt{\epsilon} < 0.5\sqrt{\epsilon}$ , соответствующих отсутствию преломленных волн. Пунктиром на рисунке нанесены аналогичные кривые для случая падения волны на гофрированную идеально проводящую поверхность. Только при достаточно больших значениях перепада проницаемостей  $\epsilon$  кривые  $W_{-1} = 1$  и  $W_0 = 1$  для случая падения волны на гофрированный раздел диэлектриков приближаются к соответствующим кривым для случая падения волны на гофрированную идеально проводящую поверхность.

Анализ распространения полей показывает существенное пролезание поля в менее плотную среду и медленное спадание его там даже при больших перепадах  $\epsilon$ . Максимум поля в режиме полного автоколлимационного отражения достигается в желобках вблизи два со стороны более плотной среды на склоне, противоположном падению волны.

Явление полного антизеркального отражения от гофрированной границы диэлектриков может найти применение для создания квазиоптических диэлектрических эшелеттных резонаторов без навесных зеркал с большим объемом и узким спектром.

Экспериментально эффект исследовался в 8-мм диапазоне длин волн в резонаторе, образованном усеченным цилиндром из тефлона диаметром и средней длиной 10 см, и плоским зеркалом, расположенном на расстоянии  $l$  от 2 до 10 см от основания. Усеченная грань представляла гофрированную эшелеттную поверхность с формой гофра в виде равнобедренного треугольника с основанием  $d = 3.6$  мм и высотой  $2A = 7.2$  мм, которая обеспечивает полное антизеркальное отражение волны, падающей из тефлона (рис. 4).

Настройка на максимальное значение добротности моды осуществлялось путем подбора оптимального угла падения волны на эшелетт  $\theta$  и расстояния  $l$ . Изменением угла наклона зеркал друг относительно друга с одновременной

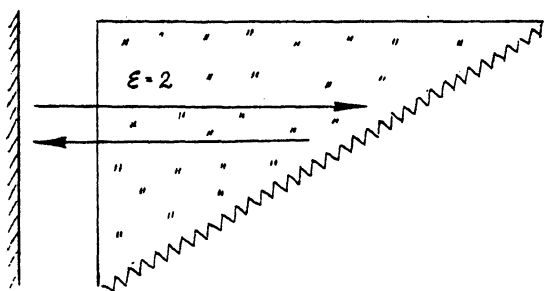


Рис. 4.

подстройкой расстояния  $l$  между ними осуществлялась перестройка резонатора по частоте. Возбуждение колебаний осуществлялось либо посредством диэлектрического волновода непосредственно с внешней стороны эшелетта, либо через отверстие связи в металлическом зеркале. Методика измерений была аналогична использованной в [4].

При фиксированном  $l \simeq 8.5$  мм и  $\theta \simeq 56^\circ$  в диапазоне частот 34–38 ГГц наблюдалось одно относительно высокодобротное колебание  $E_{q,1,1}$  с добротностью  $Q \sim 900$ –1000 и четыре низкодобротных колебания:  $E_{q-1,1,1}$ ,  $E_{q+1,1,1}$  с добротностями  $Q \sim 250$ –350, а также  $E_{q-2,1,1}$  и  $E_{q+1,1,1}$  с добротностями соответственно  $Q \sim 120$ –180, не превышающими предельно возможной для наблюдения.

Модуль коэффициента отражения от эшелетта определялся по добротности колебания. Добротность колебания в открытом двухзеркальном резонаторе представлялась как  $Q = \frac{\sqrt{\epsilon} kb}{\delta}$ , где  $\delta$  — потеря энергии колебания за время пробега полем расстояния  $2b$ ,  $b$  — расстояние от металлического зеркала до среднего зубца эшелетта. Потери  $\delta = \delta_{om} + \delta_{dif} + \delta_R$  состоят из омических потерь  $\delta_{om}$ , дифракционных, связанных с излучением “через край”  $\delta_{dif}$  и потерь рассеяния, связанных с отклонением коэффициента отражения от эшелетта от единицы  $\delta_R = 1 - W_{-1}$ . Для оценок величин  $\delta_{dif}$  и  $\delta_{om}$  мы исследовали в тех же условиях резонатор из двух одинаковых металлических зеркал, включая одно используемое в диэлектрическом резонаторе, и тот же резонатор, заполненный тефлоновым круглым цилиндром с характерными размерами диэлектрического зеркала. Добротность резонаторов в первом и втором случае составляла  $Q_1 \simeq 1100$ –1200 и  $Q_2 \simeq 1000$ –1100, что соответствовало потерям  $\delta_{dif} \simeq 0.13$  и  $\delta_{om} \simeq 0.01$ . Теоретическая оценка значения  $\delta_{dif}$  для исследуемого резонатора с металлическими плоскими зеркалами, проведенная согласно [5], составляла величину порядка  $\delta_{dif} \simeq 0.1$ . Такие дифракционные потери обусловлены малыми размерами и отсутствием кривизны

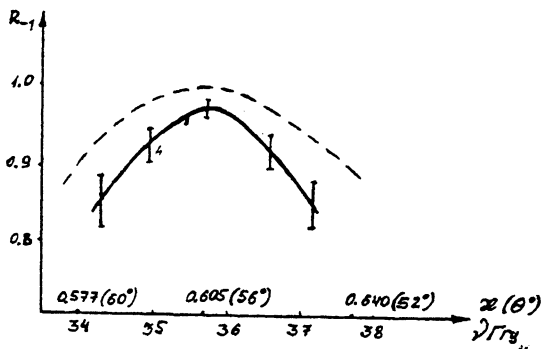


Рис. 5.

зеркал модельного резонатора. Геометрические размеры зеркал соответствовали размерам диэлектрического эшелетта, отсутствие их кривизны продиктовано необходимостью использования эшелеттной поверхности в пятне волнового пучка размерами, на порядок превосходящими длину волны.

На рис. 5 представлена экспериментальная зависимость коэффициента отражения  $R_{-1}$  от частоты или параметра  $\kappa = \frac{\lambda}{d}$  в режиме автоколлимации. Пунктиром обозначена расчетная зависимость, полученная из численного решения задачи о дифракции. Максимальное экспериментальное значение коэффициента отражения

$$R_{-1}^{\kappa} = 0.95 - 0.98 \quad (8)$$

соответствует тому  $\kappa = 0.60 \pm 0.01$  ( $\nu = 35.7 \pm 0.5$  ГГц), при котором теоретически достигается  $R_{-1} = 1$ . Расхождение в величинах теоретического и экспериментального коэффициента отражения можно объяснить недостаточной точностью изготовления эшелетта, высвечиванием с его края в силу существования поверхностных гармоник, а также неучтенным влиянием границы тефлон-вакуум.

Работа выполнена при поддержке Воссийского фонда фундаментальных исследований по проекту 98-02-15423 "Эшелеттный гиротрон".

## Список литературы

- [1] *Electromagnetic Theory of Gratings* / Ed. by R.Petit. Berlin-Heidelberg-New York: Springer-Verlag, 1980.
- [2] Шестопалов В.П., Кириленко А.А., Масалов С.А., Сиренко Ю.К. Резонансное рассеяние волн. Т. 1. Дифракционные решетки. Киев: Наукова думка, 1986.
- [3] Шейнина Е.В. // Радиофизика. 1988. Т. 31. С. 885.
- [4] Косарев Е.Л. // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 3. В. 7. С. 295.
- [5] Вайнштейн Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М.: Сов. радио, 1966. С. 476.

Институт прикладной физики РАН  
Нижний Новгород

Поступило в Редакцию  
13 июля 1993 г.

---