усиление максимально в случае равенства передающей и приемной апертур. Превышение фактором усиления значения $N=2$ определяется вкладом членов порядка $\beta_0^{-4/5}$. Он особенно велик, когда на отражатель падает пространственно ограниченный пучок света ($\beta_0^{-12/5} \ll \Omega \ll \beta_0^{12/5}$), и возрастает с увеличением размера отражающей поверхности.

Изложенные в данном сообщении результаты имеют также практическое значение. Они могут оказаться полезными при выборе размеров приемопередающей оптики лидарных систем и систем оптической локации, использующих моностатическую схему распространения.

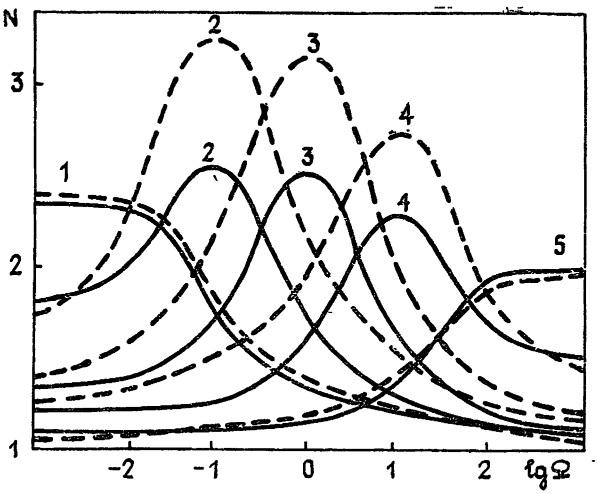

Рис. 1. Кривые *1—5* соответствуют значениям $\Omega_t = 10^{-3}$, 10^{-1}, 1, 10, 10^3, сплошная линия — $\Omega_r = 10^{-3}$, штриховая — $\Omega_r = 10^3$, $\beta_0^2 = 50$.

Автор выражает благодарность В. М. Булдакову и И. Н. Смалихо за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аксенов В. П., Миронов В. Л. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 2, с. 141.
2. Гочелашвили К. С., Шишов В. И. — Квантовая электроника, 1981, 8, № 9, с. 1953.
3. Aksenov V. P., Banakh V. A., Mironov V. L. — J. Opt. Soc: Am. A, 1984, 1, № 3, p. 263.
4. Крупник А. Б., Саичев А. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 10, с. 1234
5. Кравцов Ю. А., Саичев А. И. — УФН, 1982, 137, с. 501.
6. Банах В. А., Миронов В. Л., Смалихо И. Н. Тезисы докладов VIII Всесоюзного симпозиума по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. — Томск, 1984, ч. 1, с. 41.
7. Банах В. А., Миронов В. Л., Смалихо И. Н. — Изв. вузов — Радиофизика, 1986, 29, № 4, с. 384.
8. Банах В. А., Булдаков В. М., Миронов В. Л. — Опт. и спектр., 1985, 58, вып. I, с. 111.

Институт оптики атмосферы
СО АН СССР

Поступила в редакцию
3 февраля 1986 г.

УДК 621.372.413:621.372.8

РЕЗОНАНСНО-ДИФРАКЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПАРАЛЛЕЛЕПИПЕДА В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

В. В. Гладун, В. С. Колесников, В. П. Моденов, Ю. А. Пирогов

Диэлектрические вставки в волноводах находят широкое применение в СВЧ диапазоне в качестве высокодобротных резонаторов, фильтров и т. д. [1]. Настоящая работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию резонансных свойств простейшей из таких структур — диэлектрического параллелепипеда в прямоугольном волноводе с малым зазором вдоль широкой стенки.

Рассмотрим прямоугольный волновод (a, b — размеры широкой и узкой стенок) с идеально проводящей боковой поверхностью. Внутри волновода помещен параллелепипед длины d из материала с комплексной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$, частично заполняющий поперечное сечение волновода (δ — величина зазора по широкой стенке) (рис. 1а). Цель анализа состоит в определении амплитуд отраженных и прошедших волн, рассеянных такой неоднородностью при падении на нее нормальной волны H_{10}.

Для решения этой задачи применялся неполный метод Галеркина [2], а поперечные компоненты электрического E_t и магнитного H_t полей были представлены в виде разложений по полной системе вектор-функций, соответствующих поперечным компонентам нормальных волн полностью заполненного диэлектриком регулярного волновода [3]:

$$E_t(x, y, z) = \sum_{m=1}^{N} A_m(z) E_{mt}(x, y), \quad H_t(x, y, z) = \sum_{m=1}^{N} B_m(z) H_{mt}(x, y), \tag{1}$$

где N — число учитываемых волн ($m = 1$ соответствует волне H_{10}). Для определения комплексных коэффициентов $A_m(z)$ и $B_m(z)$ в (1) решена краевая задача для системы обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка:

$$\begin{gathered} A_m'(z) = \sum_{n=1}^{N} b_{mn} B_n(z), \quad B_m'(z) = \sum_{n=1}^{N} a_{mn} A_n(z), \quad m = 1, 2, \ldots, N, \\ \begin{Bmatrix} h_m^0/h_m \\ h_m/\varepsilon h_m^0 \end{Bmatrix} A_m(0) + B_m(0) = 2\delta_{mn}\frac{h_m^0}{h_m}, \quad \begin{Bmatrix} h_m^0/h_m \\ h_m/\varepsilon h_m^0 \end{Bmatrix} A_m(d) - B_m(d) = 0. \end{gathered} \tag{2}$$

Столбцы в фигурных скобках (2) означают операцию выбора верхнего элемента в случае, когда m соответствует волне H-типа, и нижнего элемента в случае волн E-типа, а h_m^0, h_m — волновые числа нормальных волн для пустого и полностью заполненного диэлектриком волновода.

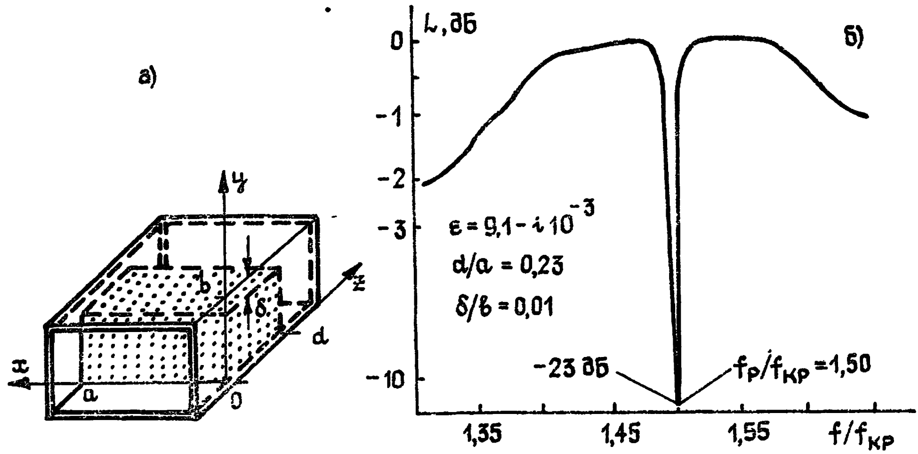

Рис. 1.

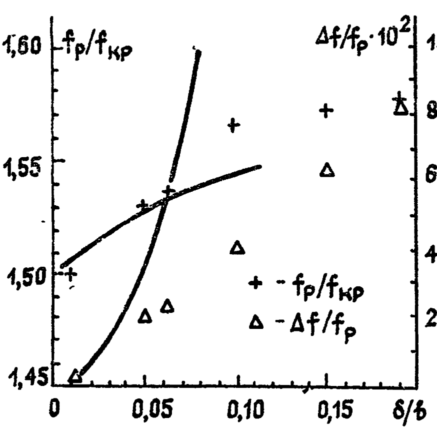

Рис. 2.

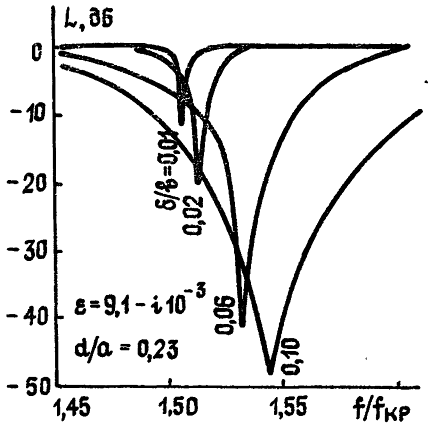

Рис. 3.

Коэффициенты a_{mn} и b_{mn} матриц этой системы выражаются в явном виде через собственные вектор-функции, геометрические размеры и значение ε диэлектрического образца [3]. Приближенные значения амплитудных коэффициентов отражения R_1 и пропускания T_1 для волны H_{10} определяются решением краевой задачи (2) на концах интервала интегрирования:

$$R_1 = A_1(0) - 1, \quad T_1 = B_1(d). \tag{3}$$

В [4] показано, что эти величины при увеличении числа N сходятся к точным значениям коэффициентов отражения и пропускания.

Типичная экспериментальная зависимость $T_1(f)$ представлена на рис. 1б, где f — частота; $f_{кр}$ — критическая частота пустого волновода; $L(\text{дБ}) = 10\lg|T_1|^2$. Ясно видно, что уже при величинах зазора $\delta/b \simeq 0{,}01$ наблюдается возбуждение высших типов колебаний, что приводит к значительной (более 20 дБ) режекции пропускания волны H_{10} такой вставкой. Поведение резонансной частоты $f_р$ и относительной (на уровне — 3 дБ) ширины полосы частот режекции $\Delta f/f_р$ в зависимости от величины δ/b представлены на рис. 2 точками. При этом с ростом δ/b величина $L_p = |L(f_p)|$ плавно увеличивалась до значения ~ 35 дБ.

Анализ выражений для a_{mn} и b_{mn} системы (2) показал, что в данном случае дифракционное взаимодействие возможно между волнами с совпадающими первыми индексами, т. е. в результате дифракции волны H_{10} возбуждаются волны H_{1n} и E_{1n}. Подобным образом установлено, что экспериментально наблюдаемый резонанс при малых зазорах ($\delta/b \lesssim 0{,}05$) связан, главным образом, с возбуждением и накоплением энергии волны E_{11} в образованном диэлектрическом резонаторе. При малых δ/b возможно получение асимптотических разложений для коэффициентов a_{mn} и b_{mn}, а анализ (2) значительно упрощается в предположении существования только двух волн H_{10} и E_{11}. Результаты численного расчета спектральных кривых $L(f)$ в таком приближении приведены на рис. 3, а на рис. 2 сплошными линиями показаны зависимости $f_р$ и $\Delta f/f_р$, рассчитанные по этой методике. Из этих рисунков видно, что при $\delta/b \lesssim 0{,}05$ двухволновая аппроксимация оказывается достаточной для расчета $f_р$ и $\Delta f/f_р$, однако дальнейший рост величины δ/b требует более полного представления разложения (1).

Авторы благодарны А. Г. Свешникову за полезные обсуждения полученных результатов, а также С. В. Виноградову и А. Е. Екжанову за участие на начальном этапе проведенных работ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тезисы докладов Всесоюзной научно-технической конференции «Проектирование и применение радиоэлектронных устройств на диэлектрических волноводах и резонаторах». — Саратов: Гос. ун-т, 1983.
2. Свешников А. Г. — ДАН СССР, 1977, 236, № 5, с. 1076.
3. Свешников А. Г., Моденов В. П. В кн.: Вычислительные методы и программирование. — М.: Гос. ун-т, 1965, вып. 3, с. 364.

Московский государственный университет

Поступила в редакцию 9 декабря 1985 г.

УДК 621.372.831.4:537.874.6

КОЭФФИЦИЕНТЫ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ КОЛЬЦЕВОГО ОТВЕРСТИЯ В НЕОГРАНИЧЕННОМ ПЛОСКОМ ЭКРАНЕ НУЛЕВОЙ ТОЛЩИНЫ

Р. С. Мейерова, П. Ш. Фридберг

1. Как известно, в дипольном приближении характеристики рассеяния малого (по сравнению с длиной волны) отверстия, прорезанного в неограниченном плоском идеально проводящем экране нулевой толщины, определяются коэффициентом p электрической и тензором $\overleftrightarrow{m}$ магнитной поляризуемости отверстия. Последние являются линейными функционалами решений соответствующих аналоговых задач электро- и магнитостатики [1].

2. Пусть в полупространстве $z < 0$, ограниченном плоским экраном, существует однородное электрическое поле единичной напряженности. Прорежем в экране кольцевое отверстие, внутренний и внешний радиусы которого равны соответственно α и 1. Потенциал $u(\rho)$ на отверстии удовлетворяет уравнению

$$-4\pi \lim_{z\to 0} \frac{\partial}{\partial z} \int\limits_{\alpha}^{1} \left[\frac{\partial}{\partial z'} g(\rho, z; \rho', z')\right]_{z'=0} u(\rho')\rho' d\rho' = 1,\ \alpha > 0,\ \rho \in [\alpha, 1], \tag{1}$$

где

$$g(\rho, z; \rho', z') = \frac{1}{4\pi} \int\limits_0^\infty J_0(k\rho) J_0(k\rho') \left[e^{-k|z-z'|} - e^{-k|z+z'|}\right] dk \tag{2}$$

— аксиально-симметричная часть функции Грина уравнения Лапласа для полупространства $z > 0$, подчиненная граничным условиям Дирихле, $J_\nu(x)$ — функция Бесселя.