

В. А. КОРОБКИН, канд. физ.-мат. наук, А. Г. ЮЩЕНКО, канд. физ.-мат. наук

### СОБСТВЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ ЧАСТИЧНО ЗАПОЛНЕННОГО ПРЯМОУГОЛЬНОГО ВОЛНОВОДНО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА

В работе [1] методом интегральных уравнений макроскопической электродинамики решена задача рассеяния основной волны на частично заполненном волноводно-диэлектрическом резонаторе

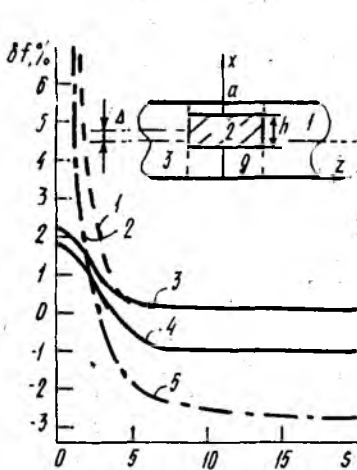


Рис. 1

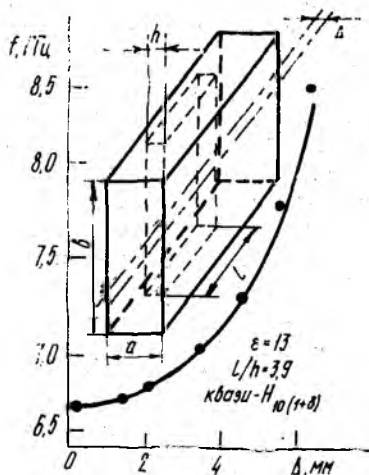


Рис. 2

наторе (ВДР). Решение получено в строгой постановке, поэтому ограничения на значение диэлектрической постоянной не накладываются; показана возможность регулировки связи ВДР по высшему типу волны квази- $H_{20}$ , который реализуется в виде участка режекции в полосе частот согласования неоднородности при резонансе основного типа волны квази- $H_{10}$ . Представляет интерес решение данной электродинамической задачи для случая собственных колебаний, когда экранирующий волновод (без диэлектрика) является запредельным. Анализ динамики спектра собственных колебаний и оптимизация его имеют важное практическое значение.

Решение краевой задачи методом частичных областей (МЧО). Геометрия структуры изображена на рис. 1 и содержит бесконечный прямоугольный волновод с идеально проводящими стенками, внутри которого расположен диэлектрический параллелепипед без потерь, заполняющий полностью поперечное сечение

волновода по высоте и частично по ширине. Волновод является запертым для всех типов волн, поэтому колебания «заперты» в области диэлектрика. Согласно МЧО в структуре выделены смежные области: 1, 2, 3 (рис. 1). Кривые 1, 2 получены для  $m=10,1$ ,  $g=0,6$ ,  $\Delta=6,3$ ; 3, 4 — для  $m=1$ ,  $g=6,4$ ,  $\Delta=0,5$ . Ограничимся рассмотрением наиболее значимого для практики случая установившегося собственных колебаний типа квази- $H_{m_0(j+\delta)}$ . Тогда электрическое поле имеет лишь единственную отличную от нуля компоненту, которую представим в виде ряда по собственным функциям задачи Штурма—Лиувилля:

$$E_y^{(2)} = \sum_m \psi_m(x) [A_m \cos \Gamma_m z + B_m \sin \Gamma_m z];$$

$$E_y^{(1),(3)} = \sum_s R_s^{(1),(3)} \sin \frac{s\pi}{a} x \exp \{ \mp \gamma_s (z \mp l/2) \},$$

где

$$\psi_m = \begin{cases} [(\sin t_m g + \alpha_m \cos t_m g) / \sin r_m g] \cdot \sin r_m x; \\ \sin t_m x + \alpha_m \cos t_m x; & x, z \in 2 \\ [\sin t_m (g+h) + \alpha_m \cos t_m (g+h)] / \sin r_m g. \end{cases}$$

Здесь  $\alpha_m = (t_m \operatorname{tg} r_m g - r_m \operatorname{tg} t_m g) / (r_m + t_m \operatorname{tg} r_m g \operatorname{tg} t_m g)$ ,

$\Gamma_m$  — постоянная распространения  $m$ -й моды волновода, частично заполненного диэлектриком;

$$\gamma_s = V(\overline{s\pi/a^2 - k^2}); \quad r_m^2 = -\Gamma_m^2 + \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2; \quad t_m^2 = k^2 \varepsilon - \Gamma_m^2;$$

$q = a - h - g$ ; индексы  $m, s$  принимают значения 1, 2, 3, ...;  $A_m, B_m, R_s$  — спектральные коэффициенты;  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  — длина волны.

Используя граничные условия при  $z = l/2$  и традиционную проекционную методику, приходим к двум бесконечным системам линейных алгебраических уравнений

$$\begin{cases} \sum_m P_{sm} \left( A_m \cos \Gamma_m \frac{l}{2} + B_m \sin \Gamma_m \frac{l}{2} \right) = \frac{a}{2} R_s; \\ -A_m \Gamma_m \sin \Gamma_m \frac{l}{2} + B_m \Gamma_m \cos \Gamma_m \frac{l}{2} = -\sum_s P_{sm} \gamma_s R_s. \end{cases}$$

Принимая во внимание граничные условия при  $z = -l/2$ , окончательно имеем

$$\begin{vmatrix} A_m \Gamma_m \cos \Gamma_m \frac{l}{2} \\ B_m \Gamma_m \sin \Gamma_m \frac{l}{2} \end{vmatrix} \pm \sum_n \begin{vmatrix} A_n \sin \Gamma_n \frac{l}{2} \\ B_n \cos \Gamma_n \frac{l}{2} \end{vmatrix} Q_{mn}^s = 0. \quad (1)$$

Здесь верхняя строчка отвечает противофазным колебаниям, а нижняя — синфазным, которые в одиночном ВДР не связаны. Матричные коэффициенты  $Q_{mn}^s$  определяются выражением

$$Q_{mn}^s = \frac{2}{a} \sum_s P_{sm} P_{sn}^* \gamma_s; \quad P_{sm} = P_{sm}^* / N_m;$$

$$P_{sn}^* = \int_0^a \psi_n(x) \sin \frac{s\pi}{a} x dx,$$

где  $N_m$  — норма  $\Psi_m$ .

Условия существования нетривиальных решений системы (1) выполняются на частотах реализации колебаний квази- $H_{m_0(1+\delta)}$  в структуре.

*Расчет резонансных частот и его экспериментальная проверка.* Как известно, к СЛАУ второго рода вида (1) часто приводят проекционные алгоритмы, поэтому они достаточно хорошо исследованы [2] и применимость к ним метода редукции не вызывает сомнений. При этом ясна актуальность вопроса о порядке усечения СЛАУ и выбора членов ряда по внутренней сумме. Согласно работе [3] решение данного вопроса носит частный характер.

На рис. 1 приведены зависимости ошибки расчета резонансной частоты ВДР, определяемой по формуле

$$\delta f = \frac{f_{(60)}^{(30)} - f_{(s)}^{(m)}}{f_{(60)}^{(30)}} \cdot 100\%,$$

где  $m, s$  — определяют порядок усечения СЛАУ (1) и число членов ряда по внутренней сумме.

В расчете размер широкой стенки волновода равнялся 17 мм; значение диэлектрической постоянной характерно ( $\epsilon=13$ ) для ВДР; поперечный размер вкладыша  $h/a=0,2$  ( $l/a=0,7$ ) взят таким, что обеспечивает возможность изменения геометрии структуры за счет смещения параллелепипеда от оси волновода  $\Delta$  (рис. 1) на значительную величину  $\Delta/a=0,35$ . Выбранные параметры обеспечивают резонанс квази- $H_{10(1+\delta)}$  в частотном диапазоне, типичном для широкого использования резонаторов данного класса, а также возможность проведения экспериментальной проверки численных результатов.

Из рис. 1 видно, что  $\delta f$  для одноволнового приближения СЛАУ (1) существенно повышается (до 5 %) по мере роста  $\Delta$ . Характерно, что увеличение числа учитываемых типов нормальных колебаний в диэлектрике (рис. 1, частичная область 2) при небольшом количестве нормальных волн ( $s \leq 3$ ) в пустом волноводе (области 1, 3) только несколько ухудшает точность расчета (до 0,3 %) по сравнению с одноволновым приближением. Обратная ситуация ( $m=1$  и  $s \leq 10$ ) приводит к меньшим ошибкам расчета, например при  $m=10, s=1-7,6\%$  ( $g=0,6$ ) и 2,2 %

( $g=6,4$ ) против 2,9 % и 1 % при  $m=1$ ,  $s=10$ , т. е. различаются более чем в два раза. Отметим, что в первом случае происходит «занижение» значения частоты от принятого за точное ( $f_{60}^{30}$ ), во втором — «завышение». Очевидно, это можно объяснить так. Увеличение количества типов волн  $s$  для представления поля ближней зоны ВДР позволяет учесть точнее «экранирующее» влияние на его реальное поле стенок волновода, а увеличение числа типов колебаний  $m$  — влияние диэлектрика. Количественное соотношение ошибок расчета частот в рассмотренных случаях отражает известный факт существенного влияния стенок волновода на поле ВДР. В то же время, когда влияние экрана учитывается полно ( $s \geq 4$ ), с ростом  $m$  точность расчета повышается. Из рис. 1 видно также, что десяти гармоник достаточно для описания поля в каждой области, чтобы учесть в расчете оба фактора ( $\delta f$  0,3 %).

На рис. 2 точками представлены экспериментальные результаты, расчет — сплошной линией; их различие не превышает 1 % во всем диапазоне параметров ВДР. Для эксперимента использовалась запердельная волноводная секция ( $17 \times 8 \times 60$  мм<sup>3</sup>), подключенная к основному тракту «на проход». Относительная погрешность установки вкладыша в волновод контролировалась с помощью микроскопа МБС-9 и была равна 0,01 мм.

*Анализ спектра колебаний основной моды.* Важнейшей характеристикой резонатора является «густота» спектра колебаний, т. е. «расстояния» по частоте от рабочего резонанса до ближайших паразитных. На рис. 3 приведены данные расчета ( $m=1$  и  $s=3$ ) частот колебаний основной моды ВДР различной геометрии при  $\Delta=0$ . Здесь  $a=17$  мм;  $v=60$  мм;  $\epsilon=3$ ; 15 (позиции а, б);

$l = \frac{v}{h}$ . В расчете объем диэлектрического материала полагался равным постоянной величине, а изменялось лишь соотношение продольного и поперечного размеров вкладыша. Частотные кривые для различных типов колебаний, за исключением квази- $H_{10\delta}$  имеют идентичный характер. Их поведение легче всего объяснить с точки зрения распределения электрического поля собственных колебаний. Колебание квази- $H_{10\delta}$  отличается тем, что на границах ( $|z|=l/2$ ) имеет меньшую, чем в центре вкладыша, напряженность электрического поля. Напряженности электрических полей высших типов колебаний достаточно высоки в указанных граничных точках. Поэтому на изменение продольного размера вкладыша  $l$  резонансы «реагируют» по-разному: чем выше напряженности их электрических полей, тем больше. В поперечном же направлении по координате ( $x$ ) анализируемый класс колебаний одинаков по структуре: электрическое поле максимально при  $x=a/2$  и обращается в ноль при  $x=a$  и  $x=0$ . Следовательно, при уменьшении  $l$  ( $l = \text{const}/h$ ) собственные частоты колебаний квази- $H_{10(1+\delta)}$  растут, поскольку диэлектрический материал как бы «перемещается» из области с высокой напряженностью элект-

рического поля (по координате  $z$ ) в область, где ее значение меньше (по координате  $x$ ). И чем больше число вариаций поля ( $j$ ) в продольном направлении, тем выше напряженность электрического поля в окрестности границ и, следовательно, выше крутизна функции перестройки частоты. Интересно, что для колебаний квази- $H_{10\delta}$  вначале характерно понижение частоты с ростом  $h$

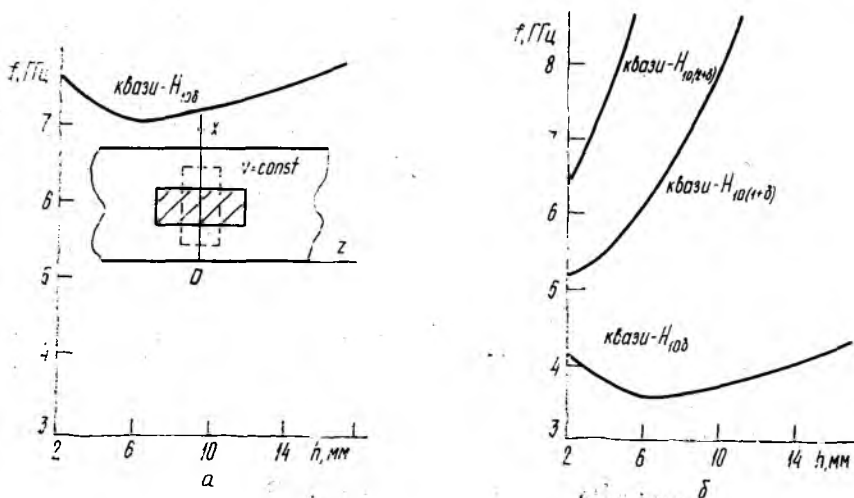


Рис. 3

И только начиная с некоторого значения  $h$  поведение этой кривой аналогично рассмотренным ранее. Конечно, объясняется этот факт уже отмечавшейся нами особенностью в распределении электрического поля колебаний квази- $H_{10\delta}$ . Другими словами, с ростом  $h$  диэлектрический материал как бы «перемещается» теперь из области с более слабым электрическим полем ( $|z| = l/2$ ) в область с более высоким значением его напряженности по координате  $x$ . Эта закономерность сохраняется до тех пор, пока в поперечном направлении не станет существенным «экранирующее» влияние на диэлектрик узких стенок волновода. Когда это произойдет ( $h \geq 6$ , рис. 3), ситуация изменится на обратную, и частота колебаний квази- $H_{10\delta}$  с ростом  $h$  будет повышаться. Отсюда следует, что существуют возможности: (1) реализации полосового фильтра на низшем типе колебаний квази- $H_{10\delta}$  при двух различных состояниях спектра паразитных резонансов и (2) оптимального выбора геометрии ВДР, обеспечивающей резонанс на рабочей частоте при наименьшем объеме диэлектрического материала. Кроме того, есть все основания считать, что при частичном заполнении диэлектриком поперечного сечения волновода вследствие диэлектрического эффекта [4], можно повысить собственную добротность резонатора  $Q_0$ . Экспериментальными результатами, полученные в трехсантиметровом диапазоне волн для вкладышей из лейкосапфира показывают,

что в данной простой структуре достижимы значения  $Q_0 \sim [17 \times 10^3]$ . При этом важно отметить, что соотношение между размерами стенок волновода выбирается обратным традиционному (рис. 2), как и для случая высокодобротного резонатора, частично заполненного по высоте [5].

Таким образом, частичное заполнение запредельного волновода по ширине позволяет оптимизировать геометрию ВДР по спектру колебаний квази- $H_{m0(j+\delta)}$  и их добротности.

Решение граничной задачи с помощью МЧО можно сформулировать в форме СЛАУ второго рода, обладающих высокой скоростью равномерной сходимости численных результатов.

Динамика спектра резонансных частот изучаемых структур объяснена с точки зрения распределения в них полей собственных колебаний, что дало возможность найти простую и наглядную физическую интерпретацию исследуемых закономерностей.

**Список литературы:** 1. Коробкин В. А., Хижняк Н. А. Волноводно-диэлектрический резонанс диэлектрического образца в прямоугольном волноводе // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21, № 4. С. 558—565. 2. Шестопалов В. П., Кирилленко А. А., Магдалов С. А. Матричные уравнения типа свертки в теории дифракции. К., 1984. 292 с. 3. Митра Р., Ли С. Аналитические методы теории волноводов. М. 1974. 327 с. 4. Егоров Ю. В. Частично-заполненные прямоугольные волноводы. М. 1967. 216 с. 5. Двадненко В. Я., Коробкин В. А., Юрченко Ю. П. Экспериментальное исследование высокодобротного экранированного диэлектрического резонатора // Радчотехника. 1986. № 8. С. 22—24.

Поступила в редколлегию 24.03.89

УДК 621.317

В. Ф. ПАВЛОВ, канд. техн. наук,  
В. Д. САХАЦКИЙ, канд. техн. наук

## ПРОСТОЙ МЕТОД ОЦЕНКИ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ

Экспериментальное определение коэффициента отражения ( $R$ ) различных материалов, в том числе материалов, из которых состоят «освещенные» поверхности радиолокационных объектов, представляет практический интерес. Особенно важно определение  $R$  в свободном пространстве в природных и лабораторных условиях для решения задач электромагнитной совместимости и помехозащищенности. Нередко возникает необходимость быстрого определения  $R$  всей или части поверхности объекта на небольших расстояниях от этой поверхности. Ограниченность расстояния может быть обусловлена рядом причин, например, наличием вблизи интересующей поверхности объектов с высокой отражающей способностью, отсутствием безэховой камеры и измерительных антенн с требуемыми характеристиками. Измерения на малых расстояниях от «освещенной» поверхности объекта можно проводить, например, с помощью установки, состоящей