

01;09;12

## Исследование структуры резонансного поля в открытом резонаторе методом пробного тела. Теория и эксперимент

© В.С. Мирошниченко, П.Н. Мележик, Е.Б. Сенкевич

Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины,  
61085 Харьков, Украина  
e-mail: mirosh@ire.kharkov.ua

(Поступило в Редакцию 27 декабря 2005 г.)

Проведено численное моделирование и эксперимент по восстановлению методом пробного тела структуры колебания в двумерном открытом резонаторе. Установлены границы применимости метода, обусловленные непрерывным изменением фазы поля собственного колебания в объеме открытого резонатора. Показано, что вызванное пробным телом изменение дифракционной добротности исследуемого колебания не всегда соответствует амплитудному распределению поля колебания в открытом резонаторе. Рассмотрены возможности использования метода пробного тела для оценки энергетических характеристик колебаний в открытых резонаторах.

PACS: 11.10.-z

### Введение

Впервые задача по определению амплитудного распределения поля собственного колебания в открытом резонаторе (ОР) методом пробного тела была рассмотрена в работах [1–3]. Было показано, что внесение пробного тела в объем ОР приводит к появлению дополнительных радиационных (дифракционных) потерь для собственных колебаний. Это позволяет регистрировать амплитудное распределение поля в ОР не только по смещению резонансной частоты (как в объемных резонаторах), но и по изменению добротности собственного колебания, либо по изменению коэффициента передачи ОР, что и было реализовано в эксперименте [3]. Наряду с разработанными в последующие годы методами прямой визуализации резонансных полей в ОР [4–6] метод пробного тела широко используется при исследовании резонансных полей в открытых электродинамических системах и в настоящее время [7–9]. Однако при теоретическом обосновании метода [1,2] были получены соотношения для восстановления амплитудного распределения поля собственного колебания в ОР, которые аналогичны выводам теории возмущений для пробного тела в объемном резонаторе [10–12] и не учитывают специфику колебаний в ОР, а именно — неразрывная связь резонансной части поля колебания с нерезонансным полем волн, излучающихся в свободное пространство, приводит к непрерывному изменению фазы поля собственного колебания в объеме ОР.

В последние годы были развиты эффективные методы решения задачи о возбуждении колебаний в ОР с проводящими и диэлектрическими вставками [13,14], что позволяет вернуться к обоснованию применимости метода пробного тела в ОР при помощи вычислительного эксперимента. С другой стороны, при исследовании свойств колебаний в ОР с идеально проводящей или диэлектрической вставкой (пробным телом) нами было

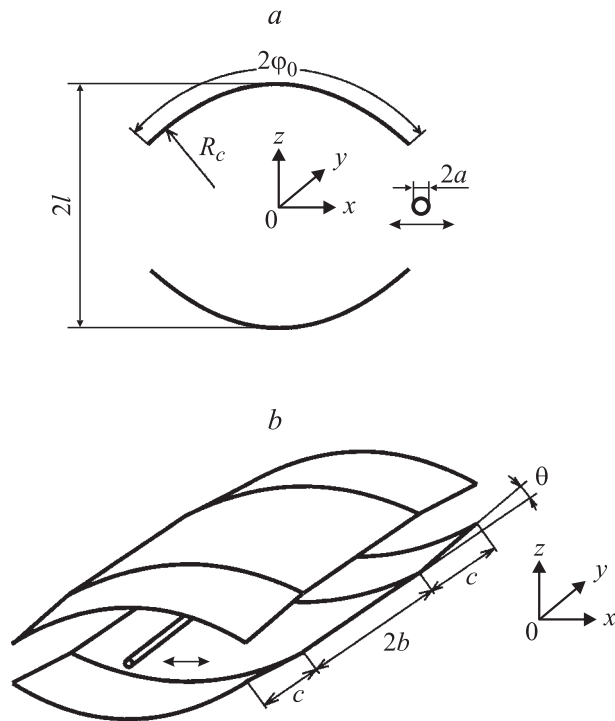
обнаружено явление резонансного повышения дифракционной добротности колебаний [15,16], что может привести к некорректному восстановлению структуры резонансного поля по регистрации добротности колебания либо коэффициента передачи ОР.

Целью данной работы является проведение вычислительного и натурального экспериментов по измерению амплитудного распределения поля собственного колебания в двумерном ОР для установления границ применимости метода пробного тела.

### Объект исследования и методика эксперимента

В качестве объекта исследования выбран двумерный ОР (рис. 1, а), образованный одинаковыми цилиндрическими зеркалами с радиусом кривизны  $R_c$ . Зеркала разнесены на расстояние  $2l$  вдоль оси  $OZ$ , а между ними помещено пробное тело в виде проводящего цилиндра диаметром  $2a$ , причем образующая цилиндра параллельна оси  $OY$ . Апертуру зеркал будем характеризовать углом раскрытия  $2\varphi_0$  для соответствующего сегмента поверхности кругового цилиндра диаметром  $2R_c$ . Тип возбуждаемого в ОР колебания обозначим через  $TEM_{mnq}$ , где индексы  $m, n, q$  описывают число вариаций поля вдоль осей  $OX, OY$  и  $OZ$  (для колебаний в двумерном ОР  $n \equiv 0$ ).

Рассмотрим случай  $H$ -поляризации возбуждаемых колебаний ( $\mathbf{H} \parallel OY$ ), а для численного анализа поставленной задачи применим алгоритм расчета спектральных характеристик ОР с идеально проводящей цилиндрической вставкой, приведенный в работе [4]. Выбор двумерного ОР в качестве объекта исследований неслучаен — в таком резонаторе удобно разделить возбуждаемые колебания по поляризации, а в качестве пробного тела можно использовать протяженные зонды в виде



**Рис. 1.** Двумерный ОР с пробным телом в виде цилиндра (а) и его экспериментальный аналог с зеркалами конечной длины (b).

диэлектрического или проводящего цилиндра с малым диаметром.

Геометрические параметры зеркал ОР выбирались такими, чтобы можно было легко обнаружить негауссовый характер распределения амплитуды резонансного поля уже для основного  $TEM_{005}$ -типа колебаний:  $l/R_c = 0.55-0.57$ ;  $2\varphi_0 = 80^\circ$ ;  $kR_c \approx 15$  ( $k = 2\pi/\lambda$  — волновой вектор). При этих параметрах зеркал расчетная дифракционная добротность  $TEM_{005}$ -типа колебаний составляла  $Q \approx 1 \cdot 10^4$ . Диаметр пробного тела выбирался с учетом малости возмущения для исследуемого поля ( $ka \approx 0.1$ ) и обеспечивал высокое пространственное разрешение структуры резонансного поля в ОР.

Натурный эксперимент по измерению пробным телом распределения поля резонансного колебания проводился в диапазоне длин волн 10 mm на аналоге двумерного ОР с зеркалами конечной длины и скосами на краях цилиндрических зеркал (рис. 1, b). Особенности возбуждения колебаний в таком ОР подробно исследованы в работе [16]. Скосы на краях зеркал представляли собой сегменты поверхности усеченного конуса высотой  $c$  и углом при вершине  $2\theta$ . Параметры скосов выбирались такими, чтобы обеспечить эффективное отражение на краях ОР нескольких типов волн, образующих колебания в резонаторе с вариациями поля вдоль оси  $OY$  ( $TEM_{00q}$ ,  $TEM_{01q}$ ,  $TEM_{02q}$ ). Зеркала изготавливались из меди, а их параметры выбирались аналогичными двумерной теоретической модели и составляли:  $R_c = 23.0$  mm;  $2\varphi_0 = 80^\circ$ ;  $2b = 100.0$ ;  $c = 10$  mm;  $2\theta = 10^\circ$ . Возбужде-

ние  $H$ -поляризованных колебаний ( $\mathbf{H} \parallel OY$ ) осуществлялось через узел связи, выполненный в виде перехода со стандартного сечения волновода  $7.2 \times 3.4$  на щель связи  $7.2 \times 0.1$  mm. Щель связи располагалась в центре одного из цилиндрических зеркал и была ориентирована вдоль оси  $OY$ . В качестве пробного тела использовался вольфрамовый или медный провод диаметром  $2a = 0.080-2.0$  mm.

Сначала для заданных геометрических параметров двумерного ОР методами строгой спектральной теории [13] находились частоты и добротности собственных колебаний, а для выбранного типа колебаний ( $TEM_{005}$ ) находилось амплитудное распределение компонент электрического ( $E_x$ ,  $E_y$ ) и магнитного ( $H_y$ ) полей в пустом ОР. Затем для той же геометрии зеркал двумерного ОР и выбранного типа колебаний в вычислительном эксперименте с использованием алгоритма, приведенного в работе [14], определялась собственная частота и добротность колебания в зависимости от местоположения пробного тела в виде проводящего цилиндра с малым диаметром. В натурном эксперименте для выбранной геометрии ОР и того же типа колебаний регистрировалось изменение резонансной частоты и добротности возбуждаемого колебания в зависимости от местоположения пробного тела.

### Основные соотношения для восстановления структуры резонансного поля в ОР методом пробного тела

Для объемного резонатора с вакуумным заполнением сдвиг частоты собственного колебания, вызванный пробным телом, может быть найден при помощи теории возмущений (теорема Слэтера) [10,11]. В случае, когда пробное тело представляет собой сферу с материальными параметрами  $\epsilon$  и  $\mu$ , сдвиг частоты  $s$ -колебания составляет [12]:

$$\begin{aligned} \frac{\omega - \omega_s}{\omega_s} &= -V_0 \frac{\alpha_e |\mathbf{E}_0|^2 + \alpha_m |\mathbf{H}_0|^2}{\frac{1}{4\pi} \int (|\mathbf{E}_s|^2 + |\mathbf{H}_s|^2) dV} \\ &= -V_0 \frac{\alpha_e |\mathbf{E}_0|^2 + \alpha_m |\mathbf{H}_0|^2}{4W_s}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\omega$  — „возмущенная“ частота  $s$ -колебания,  $\omega_s$  — собственная частота невозмущенного  $s$ -колебания,  $\mathbf{E}_s$  и  $\mathbf{H}_s$  — электрическая и магнитная составляющие резонансного поля,  $V_0$  — объем пробного тела,  $\mathbf{E}_0$  и  $\mathbf{H}_0$  — электрическая и магнитная составляющие резонансного поля в точке размещения пробного тела,  $V$  — полный объем резонатора,  $W_s$  — полная энергия, запасенная в  $s$ -колебании,  $\alpha_e = \frac{3}{4\pi} \frac{\epsilon-1}{\epsilon+2}$  — электрическая и  $\alpha_m = \frac{3}{4\pi} \frac{\mu-1}{\mu+2}$  — магнитная поляризуемости сферы в однородном поле.

Следует отметить, что аналога теоремы Слэтера для открытых резонаторов не существует, так как поле собственного колебания в ОР связано с открытым пространством. Сдвиг резонансной частоты  $s$ -колебания в ОР, вызванный пробным телом, был определен в работе [1] на основе теории возбуждения ОР электрическим и магнитным диполями [2]. Пусть сфера малого радиуса  $r$  с материальными параметрами  $\varepsilon$  и  $\mu$  помещена в точку объема ОР с резонансными полями  $\mathbf{E}_0, \mathbf{H}_0$ , где она приобретает электрический дипольный  $\mathbf{p}_e = \frac{4\pi r^3}{3} \alpha_e \mathbf{E}_0$  и магнитный моменты  $\mathbf{p}_m = \frac{4\pi r^3}{3} \alpha_m \mathbf{H}_0$ . Тогда сдвиг резонансной частоты  $s$ -колебания в ОР составит [1]:

$$\frac{\omega - \omega_s}{\omega_s} = -\frac{r^3}{2|N_s|} \left( \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} |\mathbf{E}_0|^2 + \frac{\mu - 1}{\mu + 2} |\mathbf{H}_0|^2 \right), \quad (2)$$

где  $N_s$  — норма функции, описывающей распределение поля  $s$ -колебания в ОР, равная удвоенной запасенной энергии в  $s$ -колебании ОР (с точностью до радиационных потерь). Здесь  $\omega$  — действительная часть „возмущенной“ резонансной частоты в ОР, а  $\omega_s$  — действительная часть собственной частоты невозмущенного  $s$ -колебания в ОР.

При рассеянии собственного поля  $s$ -колебания на сферическом пробном теле возникают дополнительные дифракционные потери, приводящие к снижению добротности  $Q$  „возмущенного“ колебания в ОР

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_D}, \quad (3)$$

где  $Q_0$  — добротность „возмущенного“  $s$ -колебания в ОР,  $1/Q_D$  — дополнительный декремент затухания  $s$ -колебания, вызванный пробным телом. В случае сферического пробного тела для величины  $1/Q_D$  в работе [1] было получено следующее соотношение:

$$\frac{1}{Q_D} = \frac{2k^3 r^6}{3|N_s|} \left[ \left( \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \right)^2 |\mathbf{E}_0|^2 + \left( \frac{\mu - 1}{\mu + 2} \right)^2 |\mathbf{H}_0|^2 \right]. \quad (4)$$

Используя соотношения (3), (4) можно определить амплитудное распределение резонансного поля  $s$ -колебания в ОР по регистрации изменения добротности или коэффициента передачи резонатора, что и было реализовано в работах [3,6–8]. Отметим, что приведенные соотношения для сдвига резонансной частоты (2) и дополнительного декремента затухания  $s$ -колебания в ОР (4) одинаковым образом зависят от величины резонансных полей  $\mathbf{E}_0, \mathbf{H}_0$  в точке нахождения пробного тела.

Исходя из теории возбуждения ОР электрическим и магнитным диполями [1,2] можно получить аналогичные соотношения для сдвига резонансной частоты  $s$ -колебания в двумерном ОР с пробным телом в виде цилиндра малого диаметра. В случае  $H$ -поляризации колебаний в двумерном ОР цилиндрическая вставка на

единицу своей длины вдоль  $OY$  приобретает в резонансном поле  $s$ -колебания электрический и магнитный моменты [17]:

$$\begin{aligned} \mathbf{p}_{e1} &= \frac{a^2}{2} \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} \mathbf{E}_0; \\ \mathbf{p}_{m1} &= \frac{a^2}{4} (\mu - 1) \mathbf{H}_0, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $a$  — радиус цилиндрической вставки,  $\varepsilon$  и  $\mu$  — диэлектрическая и магнитная проницаемости материала вставки,  $\mathbf{E}_0, \mathbf{H}_0$  — величина резонансного поля „возмущенного“  $s$ -колебания на оси цилиндрической вставки. Тогда сдвиг резонансной частоты „возмущенного“  $s$ -колебания в двумерном ОР составит

$$\frac{\omega - \omega_s}{\omega_s} = -\frac{a^2}{4|N_{s1}|} \left( \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} |\mathbf{E}_0|^2 + \frac{\mu - 1}{2} |\mathbf{H}_0|^2 \right), \quad (6)$$

где  $N_{s1}$  — норма функции для  $s$ -колебания на единицу длины ОР вдоль  $OY$ . При численном моделировании свойств  $H$ -поляризованного колебания приближенное значение нормы  $|N_{s1}|$  вычислялось по конечной площадке  $\Delta S = 3l \times 3l$ , полностью захватывающей поперечное сечение резонатора

$$|N_{s1}| \approx \frac{1}{4\pi} \iint_{\Delta S} (E_x^2 + E_z^2) dx dz, \quad (7)$$

где  $E_x, E_z$  — компоненты электрического поля для  $s$ -колебания в двумерном ОР.

Для пробного тела в виде идеально проводящего цилиндра ( $\varepsilon \rightarrow \infty; \mu = 0$ ) сдвиг резонансной частоты  $H$ -поляризованного  $s$ -колебания в двумерном ОР составляет

$$\frac{\omega - \omega_s}{\omega_s} = -\frac{a^2}{4|N_{s1}|} \left( |\mathbf{E}_0|^2 - \frac{1}{2} |\mathbf{H}_0|^2 \right). \quad (8)$$

Следовательно, при размещении проводящего пробного тела в плоскости анализа, содержащей только электрическую составляющую резонансного поля, сдвиг резонансной частоты всегда отрицателен, и амплитудное распределение  $|\mathbf{E}_0(x, z)|$  в двумерном ОР может быть восстановлено как

$$|\mathbf{E}_0(x, z)| = \frac{2\sqrt{|N_{s1}|}}{a} \sqrt{\frac{\omega_s - \omega(x, z)}{\omega_s}}. \quad (9)$$

Следует отметить, что метод пробного тела кроме распределения резонансного поля в ОР со сложным профилем зеркал позволяет также в заданной точке объема ОР экспериментально измерить параметр  $|N_s|/|\mathbf{E}_0|^2$ , который широко используется в теории резонансных автогенераторов с распределенным взаимодействием. С этой целью для трехмерного ОР с пробным телом в виде сферы можно использовать соотношение (2), а для двумерного ОР с пробным телом в виде цилиндра — соотношение (6).

Для  $s$ -колебания в двумерном ОР параметр  $|N_{s1}|/|E_0|^2$  может быть найден по сдвигу резонансной частоты, возникающему при размещении проводящего цилиндра в пучности электрического поля с координатами  $(x_m, z_m)$ :

$$\frac{|N_{s1}|}{|E_0(x_m, z_m)|^2} = \frac{a^2}{4} \frac{\omega_s}{\omega_s - \omega(x_m, z_m)}. \quad (10)$$

Отметим, что при размещении пробного тела в точке ОР с максимальной амплитудой  $E_{s \max}$  измеренный в эксперименте параметр  $4\pi|N_{s1}|/|E_{s \max}|^2$  характеризует эффективный объем, занимаемый  $s$ -колебанием в трехмерном ОР, а в двумерном ОР параметр  $4\pi|N_{s1}|/|E_{s \max}|^2$  соответствует эффективной площади, занимаемой  $s$ -колебанием в поперечном сечении резонатора.

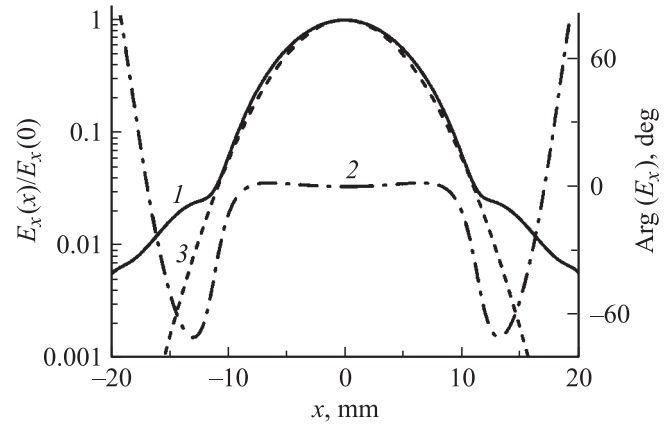
Цель нашей работы состоит в определении границ применимости соотношений (2), (8), (10) для восстановления распределения поля и энергетических характеристик резонансного колебания в ОР методом пробного тела. Эту задачу мы будем решать путем сравнения результатов численного моделирования и натурального эксперимента по исследованию свойств  $H$ -поляризованных колебаний в двумерном ОР с цилиндрическими зеркалами и пробным телом малого диаметра.

## Численное моделирование свойств колебаний в двумерном ОР

Для численного анализа мы выбрали  $TEM_{005}$ -тип колебаний с  $H$ -поляризацией —  $\mathbf{H} \parallel OY$  (см. рис. 1, *a*). Геометрические параметры ОР составляли:  $R_c = 23.0$  mm;  $2\varphi_0 = 80^\circ$ ;  $2l = 25.34$  mm. Для ОР без пробного тела была найдена собственная частота и дифракционная добротность  $TEM_{005}$ -типа колебаний ( $f_{005} = 31.0848$  GHz;  $Q_0 = 9160$ ). В качестве плоскости анализа была выбрана плоскость симметрии резонатора  $XOY$ , в которой было получено распределение вдоль  $OX$  амплитуды  $E_x$  и фазы  $\text{Arg}(E_x)$  для электрической компоненты резонансного поля в пустом ОР (рис. 2). Отметим, что в выбранной плоскости анализа остальные компоненты резонансного поля  $E_z, H_y$  тождественно равны нулю. В центральной части ОР при  $|x| \leq 10$  mm амплитудное распределение  $E_x(x)$  практически не отличалось от гауссового

$$E_x(x) = E_x(0) \exp\left(-\frac{x^2}{\xi_0^2}\right), \quad (11)$$

где  $\xi_0$  — полуширина „пятна“ резонансного поля вдоль  $OX$ . На периферии резонатора при  $|x| > 10$  mm распределение  $E_x(x)$  существенно отличается от гауссовой кривой. Фаза резонансного поля практически постоянна ( $|\text{Arg}(E_x)| \leq 1^\circ$ ) в зоне  $|x| \leq 8$ , а на периферии ОР при  $|x| > 8$  mm изменение фазы резонансного поля достигает  $70^\circ$  с последующим линейным нарастанием



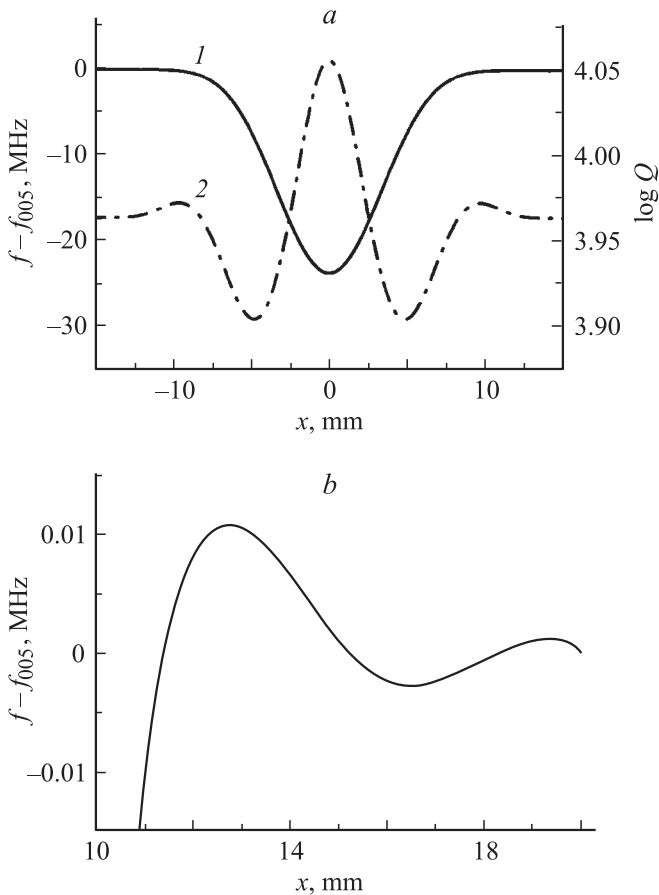
**Рис. 2.** Распределение  $E_x$ -компоненты поля в плоскости  $XOY$  для  $TEM_{005}$ -типа колебаний в двумерном ОР: 1 —  $E_x(x)$ ; 2 —  $\text{Arg}(E_x)$ ; 3 — квазиоптическое приближение для  $E_x(x)$ .

фазы за пределами резонатора. Полуширина „пятна“ поля составляет  $\xi_0 = 6.39$  mm, что несколько выше полуширины „пятна“ поля, рассчитанной в квазиоптическом приближении

$$\xi_0 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \sqrt{l(R_c - l)}} = 5.93 \text{ mm}. \quad (12)$$

Для случая перемещения пробного тела вдоль оси  $OX$  в выбранной плоскости анализа ( $XOY$ ) были получены зависимости собственной частоты и дифракционной добротности для  $TEM_{005}$ -типа колебаний от координаты пробного тела (рис. 3). В качестве пробного тела был выбран идеально проводящий цилиндр с диаметром  $2a = 0.32$  mm, причем образующая цилиндра была параллельна оси  $OY$ . Поскольку пробное тело перемещалось в сечении ОР, где присутствовала только электрическая компонента  $E_x(x)$ , наблюдался отрицательный сдвиг собственной частоты колебания, повторяющийся амплитудное распределение поля в резонаторе (рис. 3, *a*, кривая 1). Однако при детальном рассмотрении было обнаружено, что на периферии ОР сдвиг собственной частоты колебания  $(f - f_{005})$  периодически меняет знак (рис. 3, *b*), хотя пробное тело по-прежнему перемещается только в электрическом поле резонатора. Смена знака для сдвига собственной частоты колебания вызвана тем, что на периферии ОР пробное тело движется в области с непрерывным изменением фазы поля колебания в ОР (см. рис. 2, кривая 2). В объемных резонаторах фаза поля колебания принимает только фиксированные значения ( $0^\circ, 180^\circ$ ), поэтому при размещении идеально проводящего пробного тела только в электрическом поле сдвиг собственной частоты колебания всегда отрицателен.

Для восстановления амплитудного распределения  $|E_x(x, z)|$  по сдвигу резонансной частоты, вызванного перемещением пробного тела только в электрическом поле колебания в ОР, можно модифицировать соотношение (9) с учетом абсолютного отклонения частоты



**Рис. 3.** Зависимость сдвига собственной частоты и добротности для  $TEM_{005}$ -типа колебаний от координаты размещения пробного тела в ОР.

резонанса

$$|\mathbf{E}_0(x, z)| = \frac{2\sqrt{|N_{s1}|}}{a} \sqrt{\left| \frac{\omega_s - \omega(x, z)}{\omega_s} \right|}. \quad (13)$$

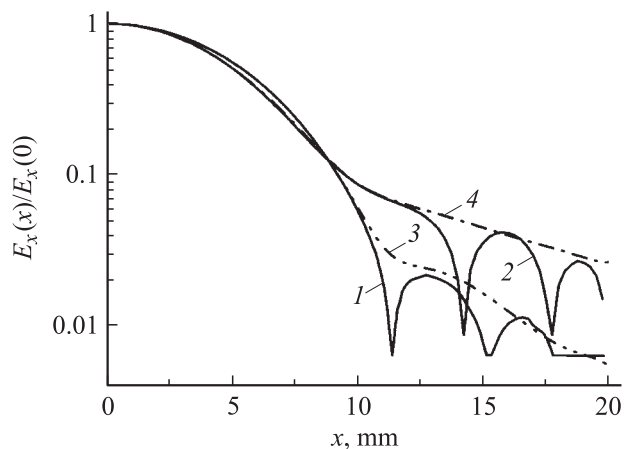
Изменение добротности  $TEM_{005}$ -типа колебаний при перемещении пробного тела в плоскости анализа  $XOY$  носит немонотонный характер (рис. 3, а, кривая 2). Так, если при размещении оси пробного тела на периферии ОР ( $5 < |x| < 10$  mm) добротность снижается, то вблизи оси ОР ( $|x| < 2.5$  mm) пробное тело вызывает повышение дифракционной добротности по сравнению с добротностью этого же колебания в пустом резонаторе. Таким образом, добротность колебаний в ОР, равно как и коэффициент передачи ОР при резонансе не могут являться источником достоверной информации при измерениях амплитудного распределения резонансных полей в ОР методом пробного тела.

Следует отметить, что повышение дифракционной добротности колебаний в ОР возникает в том случае, когда значительная часть поля, рассеянного пробным телом, перехватывается апертурой зеркал. Поэтому метод пробного тела давал вполне достоверную информацию

о структуре колебаний при большом расстоянии между зеркалами ОР, когда доля перехватываемого зеркалами рассеянного поля незначительна [3,7,8].

Проведем сравнение распределения  $E_x(x)$  для  $TEM_{005}$ -типа колебаний в пустом ОР ( $z = 0$ ) и восстановленного распределения  $E_x(x)$  согласно (13), по сдвигу собственной частоты того же колебания в ОР, вызванного пробным телом. Для оценки влияния дифракционных потерь на структуру восстановленного поля мы провели исследование свойств  $TEM_{005}$ -типа колебаний в высокодобротном ОР ( $2\varphi_0 = 80^\circ$ ,  $Q_0 = 9160$ ) и низкодобротном ОР ( $2\varphi_0 = 54^\circ$ ,  $Q_0 = 392$ ). Диаметр пробного тела составлял  $2a = 0.32$ , радиус кривизны зеркал и межзеркальное расстояние были одинаковы и составляли:  $R_c = 23.0$ ,  $2l = 25.34$  mm. Для восстановленного распределения  $E_x(x)$  в высокодобротном ОР отличие от гауссового распределения и пульсации амплитуды проявляется при  $E_x(x) < 0.05E_x(0)$  (рис. 4, кривая 1), а в низкодобротном ОР отличие от гауссового распределения и пульсации амплитуды существенны уже при  $E_x(x) < 0.12E_x(0)$  (рис. 4, кривая 2). Здесь же для сравнения приведено распределение  $E_x(x)$ -компоненты поля  $TEM_{005}$ -типа колебаний в высокодобротном и низкодобротном ОР без пробного тела (рис. 4, кривые 3 и 4). Таким образом, по сдвигу резонансной частоты удается восстановить структуру резонансного поля в ОР с точностью до диаметра пробного тела в области  $|x| < 10$  mm. На периферии ОР кривая амплитудного распределения поля в пустом резонаторе является огибающей для осциллирующей кривой, полученной согласно (13) по сдвигу собственной частоты колебания, вызванному пробным телом.

Для проверки применимости метода пробного тела для восстановления структуры резонансного поля вблизи зеркал ОР выберем для анализа плоскость  $YOZ$ . В пустом ОР с апертурой зеркал  $2\varphi_0 = 80^\circ$  было получено распределение  $E_x(0, z)$ -компоненты резонансного поля



**Рис. 4.** Сравнение распределения  $E_x(x)$ , восстановленного по сдвигу собственной частоты „возмущенного“  $TEM_{005}$ -типа колебаний, с распределением  $E_x(x)$  для  $TEM_{005}$ -типа колебаний в пустом ОР.



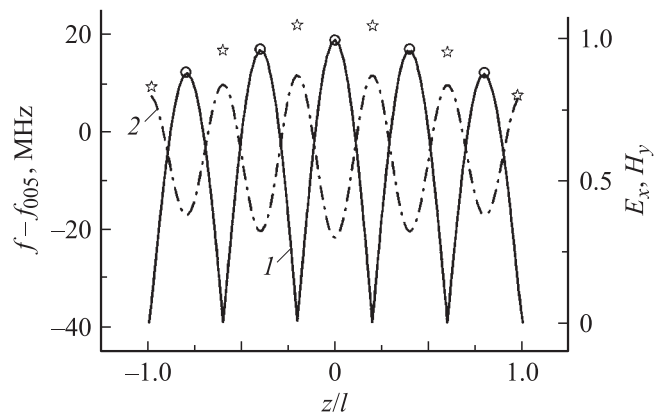


Рис. 5. Восстановление структуры резонансного поля в плоскости  $YOZ$  для  $TEM_{005}$ -типа колебаний в двумерном ОР.

$TEM_{005}$ -типа колебаний в виде стоячей волны (рис. 5, кривая 1). При перемещении идеально проводящего пробного тела вдоль  $OZ$  сдвиг собственной частоты колебания периодически меняет знак (рис. 5, кривая 2), так как пробное тело поочередно проходит пучности электрического и магнитного поля. В точках экстремума для сдвига резонансной частоты  $f(0, z) - f_{005}$  пробное тело находится в локальном максимуме электрической или магнитной составляющей резонансного поля, что позволяет восстановить независимо их амплитуды  $E_x(0, z)$  и  $H_y(0, z)$ . На рис. 5 приведены восстановленные в максимумах стоячей волны амплитуды электрического (кружочки) и магнитного (звездочки) полей. Отметим, что восстановленная амплитуда магнитной составляющей  $H_y(0, z)$  в максимумах стоячей волны, расположенных вблизи  $z/l = 0$ , на 6% превышает амплитуду электрической составляющей  $E_x(0, z)$ . Это связано в том, что энергия магнитного поля для колебаний  $TEM_{005}$  сосредоточена только в одной компоненте  $H_y$ , а для электрического поля энергия колебания распределена между компонентами  $E_x$  и  $E_z$ . Таким образом, сравнение амплитуд  $E_{x \max}$  и  $H_{y \max}$  восстановленных полей позволяет также оценить распределение энергии резонансного поля между компонентами  $E_x$  и  $E_z$ .

Восстановленная амплитуда в пучностях электрического поля практически совпадает с распределением электрического поля в пустом ОР, что позволяет по сдвигу резонансной частоты восстанавливать структуру резонансных полей как в объеме ОР, так и вблизи зеркал резонатора. Наоборот, как отмечалось в работе [1], изменение радиационных потерь, вносимых пробным телом при его размещении вблизи зеркала ОР, не позволяет восстанавливать структуру резонансного поля по изменению добротности исследуемого колебания.

Исходя из результатов численного моделирования свойств колебания в ОР с пробным телом в виде проводящего цилиндра можно сделать следующие выводы о применимости данного метода для анализа амплитудного распределения полей в ОР. В той части объема ОР,

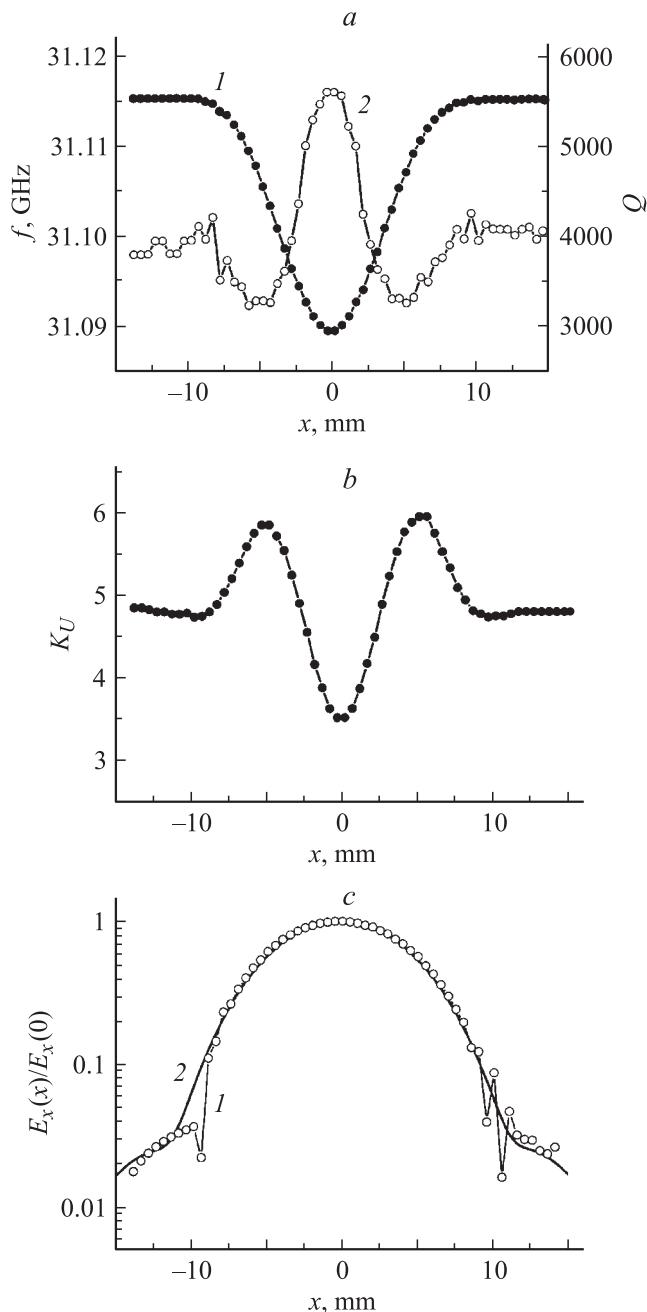
где сохраняется примерное постоянство фазы резонансного поля исследуемого колебания ( $0^\circ, 180^\circ$ ), метод пробного тела позволяет восстановить амплитудное распределение поля по сдвигу резонансной частоты с точностью до размеров пробного тела. На периферии ОР, где не соблюдается условие постоянства фазы резонансного поля, возможна только оценка величины амплитуды поля в ОР путем построения огибающей кривой для осциллирующей амплитуды поля, рассчитанной согласно (13) по сдвигу резонансной частоты. При небольших расстояниях между зеркалами ОР метод пробного тела, основанный на восстановлении амплитудного распределения поля по сдвигу резонансной частоты колебания, является основным, так как ни добротность „возмущенного“ колебания ни коэффициент передачи ОР при резонансе не дают достоверной информации о структуре поля исследуемого колебания.

### Экспериментальные исследования структуры резонансного поля в ОР с цилиндрическими зеркалами конечной длины

Апробация метода пробного тела в натурном эксперименте была проведена для аналога двумерного ОР с зеркалами конечной длины (рис. 1, *b*). Геометрические параметры зеркал резонатора выбраны аналогичными теоретической модели и составляли:  $R_c = 23.0 \text{ mm}$ ;  $2\varphi_0 = 80^\circ$ ;  $l/R_c = 0.55$ ;  $2b = 100.0 \text{ mm}$ ;  $c = 10 \text{ mm}$ ;  $2\theta = 10^\circ$ . Исследовалась структура поля  $TEM_{005}$ -типа колебаний в плоскости симметрии резонатора ( $XOY$ ). В качестве пробного тела использовался медный провод диаметром  $2a = 0.50 \text{ mm}$ . Пробное тело перемещалось вдоль  $OX$ , ось пробного тела была параллельна  $OY$  и всегда находилась в плоскости анализа  $XOY$ . В зависимости от координаты нахождения оси пробного тела  $x$  регистрировались „возмущенная“ частота резонанса  $f(x)$ , нагруженная добротность колебания  $Q_L(x)$  и КСВН для узла связи при резонансе  $K_U(x)$ . Собственная добротность колебания  $Q$  рассчитывалась с учетом малой связи ОР с нагрузкой

$$Q = \left(1 + \frac{1}{K_U}\right) Q_L. \quad (14)$$

Полученные экспериментальные данные хорошо согласуются с результатами численного моделирования свойств ОР с пробным телом, в частности, сдвиг резонансной частоты повторяет амплитудное распределение  $E_x(x)$ -компоненты резонансного поля (рис. 6, *a*, кривая 1), а собственная добротность  $TEM_{005}$ -типа колебаний повышается при размещении пробного тела в центре гауссового „пятна“ (рис. 6, *a*, кривая 2). Немонотонный характер наблюдается и для зависимости  $K_U(x)$  (рис. 6, *b*), что подтверждает вывод о невозможности проведения измерения амплитудного распределения  $E_x(x)$  по коэффициенту передачи ОР.



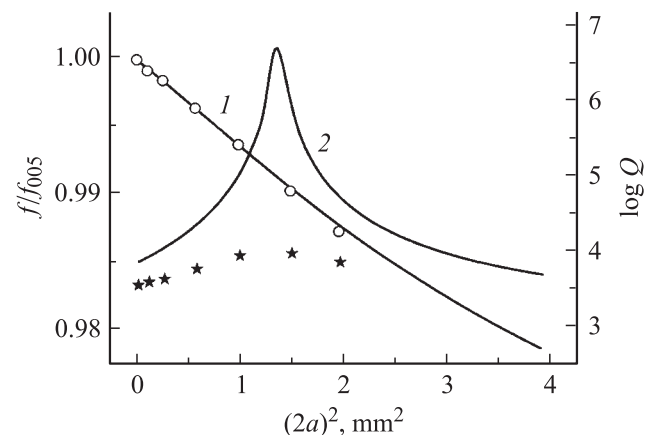
**Рис. 6.** Экспериментальные исследования распределения  $E_x(x)$  для  $TEM_{005}$ -типа колебаний в ОР с зеркалами конечной длины (плоскость анализа  $XOY$ ).

Амплитудное распределение  $E_x(x)$ -компоненты для  $TEM_{005}$ -типа колебаний, восстановленное согласно (13) по сдвигу резонансной частоты, представлено на рис. 6, *c* (кривая 1). Здесь же сплошной линией (рис. 6, *c*, кривая 2) приведено распределение  $E_x(x)$ , полученное при численном моделировании свойств  $TEM_{005}$ -типа колебаний в пустом ОР. В пределах зоны  $|x| < 8$  мм удается восстановить структуру поля с точностью до диаметра пробного тела. На периферии ОР ( $|x| > 8$  мм) в эксперименте также была обнаружена смена знака для

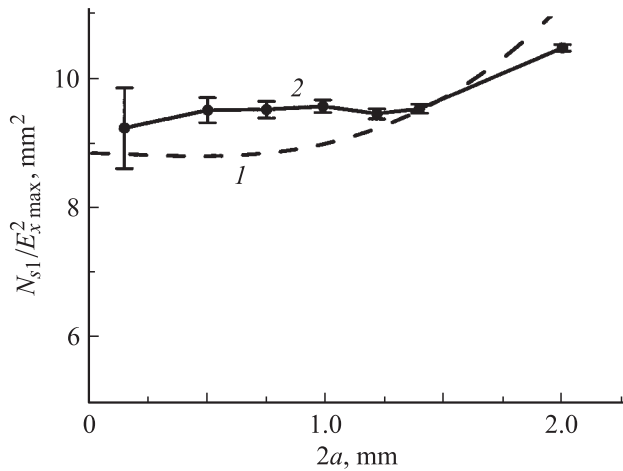
сдвига резонансной частоты, а восстановленный профиль поля отличался от расчетного распределения  $E_x(x)$  для  $TEM_{005}$ -типа колебаний в пустом ОР.

Рассмотрим возможности оценки энергетических свойств колебания в ОР методом пробного тела. Для установления границ применимости соотношения (10) при измерении параметра  $|N_{s1}|/|\mathbf{E}_0|^2$  был выбран  $TEM_{005}$ -тип колебаний в двумерном ОР. Пробное тело в виде проводящего цилиндра размещалось в пучности электрического поля  $E_x(0)$  при  $z = 0$ , где отсутствовали остальные компоненты поля колебания ( $E_z(0) = 0$ ;  $H_y(0) = 0$ ). При численном моделировании была исследована зависимость собственной частоты  $f$  и дифракционной добротности  $Q$  для „возмущенного“  $TEM_{005}$ -типа колебаний от диаметра пробного тела. Линейный участок зависимости  $f(a^2)/f_{005}$ , определяющий максимально допустимый диаметр пробного тела, наблюдался вплоть до  $2a \leq 1.0$  мм (рис. 7, кривая 1). Размещение пробного тела в центральной пучности электрического поля  $TEM_{005}$ -типа колебаний вызывает также резонансное повышение дифракционной добротности колебания (рис. 7, кривая 2). Максимум повышения дифракционной добротности колебания в ОР наблюдался при диаметре пробного тела  $2a = 1.15$  мм. Физическая причина повышения добротности заключается в деструктивной интерференции за пределами ОР нерезонансной части поля колебания и рассеянной на пробном теле резонансной части поля колебания [15,16]. В эксперименте линейный участок зависимости  $f(a^2)$  наблюдался вплоть до  $2a \leq 1.4$  мм (рис. 7, кружочки), а максимальное повышение собственной добротности  $TEM_{005}$ -типа колебаний наблюдалось при диаметре пробного тела  $2a = 1.0$ – $1.2$  мм (рис. 7, звездочки).

Если для восстановления относительного амплитудного распределения резонансного поля в ОР достаточно только пропорциональности между сдвигом частоты в теории и эксперименте, то для соответствия  $|N_{s1}|/|\mathbf{E}_0|^2$  в теории и эксперименте необходимо уже равенство



**Рис. 7.** Зависимость резонансной частоты и добротности  $TEM_{005}$ -типа колебаний от диаметра пробного тела, размещенного вдоль оси  $OY$ .



**Рис. 8.** Зависимость восстановленного значения параметра  $N_{s1}/E_{x \max}^2$  от диаметра пробного тела: 1 — численное моделирование; 2 — эксперимент.

величины сдвига частоты, вызванного пробным телом. При размещении проводящего пробного тела вдоль  $OY$  восстановленные значения параметра  $|N_{s1}|/E_{x \max}^2$  для  $TEM_{005}$ -типа колебаний, полученные при численном моделировании и в эксперименте, отличаются не более чем на 8% (рис. 8). Одной из причин такого различия может быть несоответствие теоретической модели ОР с бесконечно тонкими цилиндрическими экранами и экспериментального ОР с „толстыми“ зеркалами конечной длины. Измеренное в эксперименте значение параметра  $|N_{s1}|/E_{x \max}^2$  практически не зависит от диаметра пробного тела вплоть до  $2a = 1.35$  мм, что объясняется плавным изменением амплитуды  $E_x(x, z)$  вблизи пучности стоячей волны в ОР.

## Выводы

В объеме ОР, где для собственного колебания сохраняется примерное постоянство фазы поля ( $0^\circ, 180^\circ$ ), метод пробного тела позволяет восстановить амплитудное распределение для исследуемого колебания по сдвигу резонансной частоты с точностью до размеров пробного тела. Установлено, что вызванное пробным телом изменение дифракционной добротности колебания по своему характеру отличается от амплитудного распределения поля колебания в ОР.

При перемещении пробного тела только в электрическом поле колебания на периферии ОР сдвиг резонансной частоты периодически меняет знак, что обусловлено непрерывным изменением фазы поля собственного колебания в ОР. На периферии ОР, где не соблюдается условие постоянства фазы резонансного поля, метод пробного тела позволяет только оценить амплитудное распределение поля колебания по абсолютному сдвигу резонансной частоты.

Метод пробного тела позволяет по сдвигу резонансной частоты восстановить энергетические характеристики колебания в ОР — распределение запасенной энергии между кросс-компонентами поля в двумерном ОР (например,  $E_x$  и  $E_z$  в случае  $H$ -поляризации колебаний в ОР) и абсолютное значение параметра  $|N_{s1}|/E_{x \max}^2$ .

При небольшом межзеркальном расстоянии восстановление амплитудного распределения поля собственного колебания в ОР можно осуществить только по сдвигу резонансной частоты, так как приведенные в [1–3] соотношения не позволяют восстановить структуру резонансного поля по изменению добротности колебания либо коэффициента передачи ОР, вызванных пробным телом.

## Список литературы

- [1] Вайнштейн Л.А. // Электроника больших мощностей. М.: Наука, 1965. Вып. 4. С. 157–172.
- [2] Ципенюк Ю.М. // Электроника больших мощностей. М.: Наука, 1965. Вып. 4. С. 173–177.
- [3] Валитов Р.А., Дюбко Ф.С., Камышан В.В. и др. // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. № 4. С. 1173–1182.
- [4] Бажулин А.П., Виноградов Е.А., Ирисова И.А. // ПТЭ. 1970. № 6. С. 152–153.
- [5] Максимов В.И., Буханцов Н.И. // Зарубежная радиоэлектроника. 1979. № 12. С. 3–16.
- [6] Корнеев В.К., Мирошниченко В.С., Шестопалов В.П. // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28. № 12. С. 1576–1582.
- [7] Kuzmichev I.K. // Telecommunications and Radio Engineering. 2002. Vol. 58. N 7&8. P. 59–63.
- [8] Demchenko M., Ivanchenko I., Korneenkova V. // Microwave & Optical Technology Letters. 1999. Vol. 23. N 3. P. 187–192.
- [9] Faby G., Shunemann K. // IEEE Trans. on MTT. 1997. Vol. 45. N 11. P. 2043–2048.
- [10] Maier L.C., Slater J.S. // J. Appl. Phys. 1952. Vol. 23. N 1. P. 68–77.
- [11] Гинзтон Э.Л. Измерения на сантиметровых волнах / Пер. с англ. М.: ИЛ, 1960. 620 с.
- [12] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
- [13] Шестопалов В.П. Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники. Т. 1. Открытые структуры // Киев: Наук. думка, 1985. 216 с.
- [14] Мележик П.Н., Бровенко А.В., Поединчук А.Е. // Изв. вузов. Радиофизика. 1998. Т. 41. № 10. С. 1336–1347.
- [15] Мележик П.Н., Мирошниченко В.С., Сенкевич Е.Б. // Изв. вузов. Радиофизика. 2005. Т. 48. № 7. С. 596–604.
- [16] Мележик П.Н., Мирошниченко В.С., Сенкевич Е.Б. // Изв. вузов. Радиофизика. 2005. Т. 48. № 8. С. 684–691.
- [17] Никольский В.В. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука, 1973. 607 с.