

01;09;12

Моды шепчущей галереи в эллипсоидальном диэлектрическом резонаторе миллиметрового диапазона с малым эксцентриситетом

© А.Е. Когут, З.Е. Еременко, Ю.Ф. Филиппов, В.В. Кутузов

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

(Поступило в Редакцию 17 июля 2003 г.)

Установлено, что возмущение формы диэлектрического шара (полушара) в виде градиента кривизны его поверхности (эллиптичности) приводит к ухудшению собственной добротности мод шепчущей галереи и перестройке их резонансных частот. Экспериментально и теоретически показано, что в миллиметровом диапазоне длин волн эллиптическая неоднородность приводит к снятию частотного вырождения мод шепчущей галереи.

Интерес к резонансным системам на основе сферических и полусферических диэлектрических резонаторов (ДР) во многом определен возможностью их практического использования [1–3]. В настоящее время они нашли применение также в исследованиях по термоядерному синтезу [4]. В миллиметровом диапазоне длин волн ДР с высокодобротными колебаниями шепчущей галереи (ШГ) применяются в колебательных системах высокостабильных генераторов миллиметровых волн и сумматоров мощности [3] и могут быть использованы в качестве измерительных ячеек диэлектрометров [2].

В полусферических ДР существуют независимые моды ШГ волноводного типа: TM_{nml} ($E_r \neq 0$) и TE_{nml} ($H_r \neq 0$), индексы n, m, l в которых в сферической системе координат численно определяют количество вариаций поля моды по полярной θ , азимутальной φ и радиальной r координат соответственно. Собственные колебания полусферического ДР описываются тем же дисперсионным выражением, что и моды диэлектрической сферы [5],

$$\sqrt{\varepsilon} \frac{j'_v(x_d)}{j_v(x_d)} = \frac{h_v^{(1)'}(x_b)}{h_v^{(1)}(x_b)} \quad (TE\text{-моды}),$$

$$\sqrt{1/\varepsilon} \frac{j'_v(x_d)}{j_v(x_d)} = \frac{h_v^{(1)'}(x_b)}{h_v^{(1)}(x_b)} \quad (TM\text{-моды}), \quad (1)$$

$j_v(x) = \sqrt{\pi x/2} J_{n+1/2}(x)$; $h_v^{(1)}(x) = \sqrt{\pi x/2} H_{n+1/2}^{(1)}(x)$; $x_d = \omega r_0/c$; $x_b = \omega r_0/c$; $J_v(x)$, $H_v^{(1)}(x)$ — цилиндрические функции Бесселя и Ханкеля первого рода; c — скорость света; ω — резонансная частота; r_0 — радиус полушары.

Отсутствие в этих уравнениях азимутального индекса m приводит к вырождению мод диэлектрической полушары, расположенной на плоском идеально проводящем зеркале с кратностью, равной $n+1$ [6].

Возможные дефекты формы полусферических ДР, в том числе с распределенными параметрами (эллиптичность), возникающие при их изготовлении, существенно влияют на спектральные и энергетические характеристики самих резонаторов [7], устройств и приборов на их основе. В работе [7] было проведено исследование низших азимутальных мод ШГ с $m=1$ в эллипсоидальном ДР малых размеров, в которых не возбуждались высшие азимутальные моды, вырожденные по частоте. Последние существуют в полусферических ДР, диаметр D которых значительно превышает длину волны λ_d в диэлектрике ($D \geq 10\lambda_d$) [6]. Кратность вырождения собственных мод отлична от кратности вырождения вынужденных колебаний, которая определяется на волноводном переходе между возбуждающим волноводом и криволинейным волноведущим каналом, возникающим на сферической поверхности [6].

Целью экспериментальных исследований, проведенных в рамках данной работы, является изучение влияния слабой эллиптической неоднородности ДР на спектральные и энергетические характеристики, на распределение полей колебаний ШГ, вырожденных по частоте. Для изучения особенностей, проявляющихся при переходе от сферической формы резонатора к эллиптической, в качестве объекта исследований выбран диэлектрический эллипсоид с незначительным различием длин его геометрических осей. Влияние источника излучения на поля вынужденных колебаний минимизировалось путем выбора малой апертуры раскрыва и расположения его на спадающем участке поля колебаний ШГ.

Влияние слабой эллиптической неоднородности приводит к снятию вырождения и к появлению гибридных колебаний. Дисперсионные уравнения в этом случае имеют вид (1) с индексом v собственных функций, равным [8]

$$v(j) = \left[(n+1/2)^2 + \frac{(m^2 + \gamma_n) a_j}{n(n+1)} \right]^{1/2}.$$

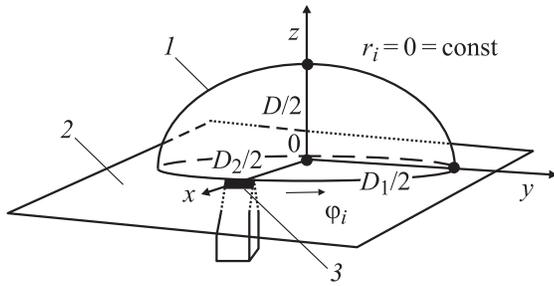


Рис. 1. Объект экспериментальных исследований.

Здесь

$$\gamma_n = \frac{2n^2(n+1)^2 - m^2(2n^2 + 2n + 3)}{(2n-1)(2n+3)},$$

$$a_j = \varepsilon_j \omega^2 \tau^2 / c^2, \quad \varepsilon_j = \begin{cases} \varepsilon & r \leq r_0 \\ 1 & r \geq r_0 \end{cases},$$

τ — расстояние между фокусами. Как и в работе [9], зависимость индексов $\nu(j)$ у собственных функций от азимутального индекса m , возникающая под влиянием слабой эллипсоидальной неоднородности диэлектрического полусферического резонатора, приводит к снятию частотного вырождения резонансных колебаний.

Экспериментальные исследования были проведены с ДР в виде половинны трехосного эллипсоида *I* (рис. 1) с осями D_1 , $D_2 = \alpha_1 D_1$ и $D_3 = \alpha_2 D_1$ ($\alpha_1 = 1.006$, $\alpha_2 = 1.013$), расположенного на плоском металлическом зеркале 2. Сечение эллипсоида осуществлялось в плоскости, образованной пересечением его большой и средней геометрических осей. Диэлектрическая структура, изготовленная из фторопласта ($\varepsilon = 2.08$), имела длину малой оси $D_1 = 77.2$ mm. Возбуждение колебаний ШГ в резонаторе осуществлялось со стороны плоского основания диэлектрической структуры источником излучения волн в виде открытого конца полого прямоугольного металлического волновода, сужающегося вдоль широкой стенки. На металлическом зеркале источник излучения образует щель связи 3 размером $7.2 \times d$ mm. По радиальной координате середина щели связи располагалась на краю диэлектрической структуры и в эксперименте не менялась ($r_1 = 0 = \text{const}$).

Исследовались зависимости резонансных частот колебаний, их собственных добротностей, а также форм и размеров областей локализации полей на эллиптической поверхности ДР от азимутальной координаты φ_i источника излучения в полосе частот 30–36 GHz. Для определения собственной добротности колебаний в работе использовался метод измерения полного сопротивления [10]. Идентификация мод колебаний по числу вариации их полей в заданном направлении, а также определение границ областей локализации последних осуществлялись методом пробного тела [11].

Для сравнения характеристик колебаний и сопоставления полученных результатов в работе исследовал-

ся полусферический ДР диаметром $D = 60$ mm (фторопласт), расположенный на плоском металлическом зеркале.

Щель связи в металлическом зеркале исследуемых ДР ориентировалась по отношению к радиусу оснований эллипсоидальных структур таким образом, что в резонаторах возбуждались преимущественно *TM*-моды. Малый эксцентриситет эллипсоидального ДР позволяет в приближении рассматривать его колебания как моды волноводного типа, существующие в сферических ДР. По шкале частот резонансные отклики колебаний исследуемых резонаторов представляют собой почти периодические последовательности с усредненным расстоянием между соседними резонансами, равными 0.9 GHz в эллипсоидальном ДР и 1.2 GHz в полусферическом резонаторе. Отклонения от средних для данных величин, обусловленные различным влиянием на разных частотах источника излучения на поля колебаний, в исследуемой полосе частот не превышали 15 MHz ($\pm 0.05\%$).

На рис. 2 показаны зависимости резонансной частоты f_n , близкой к 35 GHz (*a*), и собственной добротности Q_0 (*b*), приведенные к их максимальным значениям, от азимутальной координаты φ_1 источника излучения.

На графиках зависимостей показано положение геометрических осей эллипсоида по отношению к расположению источника излучения ($0x$ — меньшая ось, $0y$ — большая ось). Заметим, что возбуждение колебаний в ДР в направлениях его геометрических осей соответствует двум крайним случаям намеченных целей исследований.

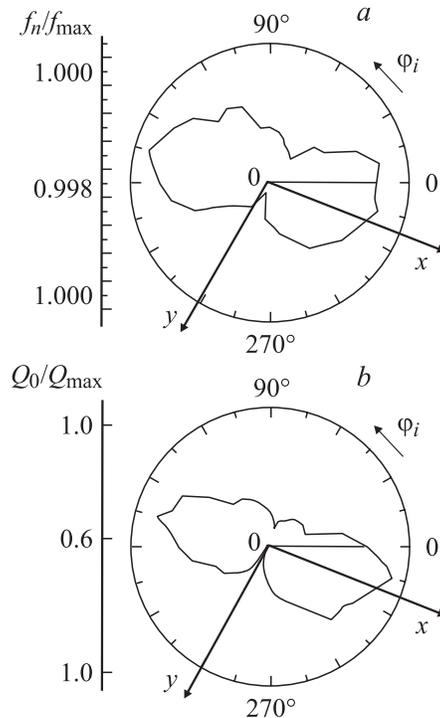


Рис. 2. Зависимости нормированных величин: резонансной частоты (*a*) и собственной добротности (*b*), вырожденных колебаний ШГ от азимутальной координаты источника излучения.

Так, возбуждение колебаний в направлении оси Ox позволяет в приближении рассматривать их как моды диэлектрической полусферы, поскольку волны ШГ распространяются вдоль внутренней поверхности ДР по траекториям (волноведущим каналам) с минимальным изменением их кривизны (градиентом кривизны). Возбуждение колебаний в направлении оси Oy характеризуется наибольшим градиентом кривизны поверхности, образующей волноведущий канал на поверхности ДР.

Видно, что кривые данных зависимостей для эллипсоидального ДР имеют немонотонный и близкий к периодическому характер поведения в отличие от спектральных и энергетических характеристик колебаний полусферического ДР. Последние не зависят от азимутальной координаты источника излучения волн из-за осевой симметрии резонансной структуры. Для эллипсоидального ДР азимутальные координаты максимумов и минимумов частоты и добротности совпадают с расположением его большей и меньшей геометрических осей. Изменение собственной добротности сопровождается изменением ширины резонансной кривой колебания. При ухудшении добротности резонансная кривая „расплывается“, что в ДР, близких по своим электродинамическим свойствам к сферическим резонаторам, может быть вызвано двумя причинами: снятием вырождения резонансных мод и увеличением потерь энергии вырожденных колебаний.

Влияние эллиптичности ДР как неоднородности с распределенными параметрами на поля вынужденных колебаний может привести к снятию их вырождения. Иными словами, изменение направления возбуждения колебаний в эллипсоидальном ДР путем изменения азимутальной координаты источника должно приводить к изменению расстояния по шкале частот между резонансными откликами мод, различающихся значениями азимутального индекса m . Для усиления предполагаемого эффекта снятия вырождения колебаний в эллипсоидальном ДР в поле его колебаний вводится локальная неоднородность в виде отверстия на металлическом зеркале, расположенная на противоположной стороне диэлектрической структуры относительно источника излучения [6].

При расположении источника между осями эллипсоида ($\varphi_1 = 30^\circ$) и глубине отверстия $h = 0.5$ mm в спектре эллипсоидального ДР наблюдается снятие частотного вырождения, кратность которого в условиях эксперимента равна 2. Снятие вырождения осуществляется с понижением частоты высшей азимутальной моды с $m = 2$. Вблизи рабочей частоты $f = 36$ GHz расстояние по шкале частот между расщепленными модами составляет $\Delta f = 9$ MHz. При изменении азимутальной координаты источника величина Δf меняется и при $\varphi_1 = 75$ и 255° (координате, которой соответствует распространение волн ШГ и ДР по волноведущим каналам с наибольшим градиентом кривизны) достигает максимального значения $\Delta f = 16$ MHz. Напротив, при расположении источника излучения таким образом, что распространение волн осуществляется вдоль траекторий с наименьшим

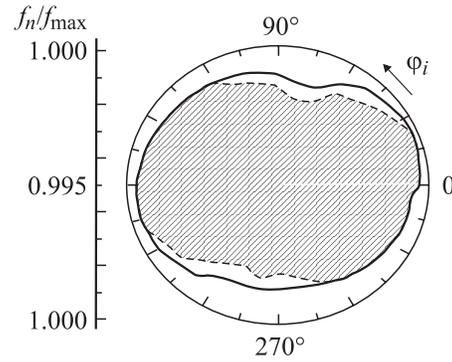


Рис. 3. Динамика расщепления мод ШГ эллипсоидального ДР при изменении азимутальной координаты источника излучения.

градиентом кривизны, однородной кривизной ($\varphi_1 = 165$ и 245°) видимого расщепления, колебаний нет и $\Delta f \approx 0$.

Проследить динамику снятия вырождения колебаний в эллипсоидальном ДР на неоднородных по кривизне участках его поверхности помогает зависимость резонансной частоты колебаний, приведенной к ее максимальному значению от азимутальной координаты φ_1 источника в резонансной системе с локальной неоднородностью — углублением на зеркале (рис. 3).

Контурная линия, ограничивающая заштрихованную область, соответствует поведению резонансной частоты колебания с азимутальным индексом $m = 2$. Другая кривая описывает частоту вырожденного колебания.

Видно, что существуют интервалы изменения φ_1 20 – 120° и 200 – 290° , где наиболее очевидно выражено расщепление мод с различными азимутальными индексами и интервалы 120 – 200° и 290 – 20° , которые характеризуются отсутствием видимого расщепления.

Измерение собственной добротности колебаний возможно при отсутствии их вырождения при всех значениях φ_1 источника. С этой целью влияние локальной неоднородности на поля колебаний усиливается путем увеличения глубины отверстия в зеркале ДР до 1.5 mm.

При такой глубине отверстия расщепление мод по азимутальному индексу очевидно даже при значениях φ_1 120 – 200° и 290 – 20° , которым соответствует возбуждение волн в каналах с наименьшим градиентом кривизны.

На рис. 4 представлены зависимости резонансной частоты (а) и собственной добротности (б), приведенные к их максимальным значениям, моды с $m = 2$ на частотах, близких к 36 GHz.

Видно, что данные зависимости имеют немонотонный характер, близкий к периодическому. Наибольшие значения собственной добротности регистрируются для колебаний ШГ, образованных волнами, распространяющимися по волноводным каналам с наименьшим градиентом кривизны при $\varphi_1 \rightarrow 165$ и 345° . Минимумы добротности, определяемые наибольшими потерями энергии колебаний, наблюдаются при их возбуждении в направлении большей оси эллипсоида, характеризуемого наиболь-

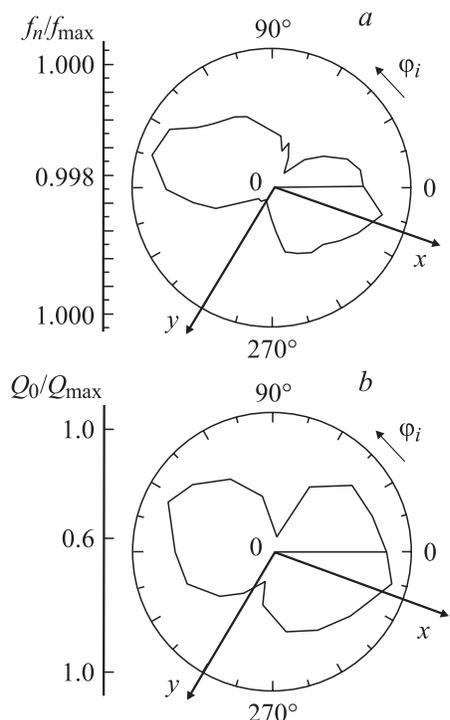


Рис. 4. Зависимости нормированных величин: резонансной частоты (а) и собственной добротности (b), колебаний ШГ с индексом $m = 2$ от азимутальной координаты источника излучения.

шим градиентом кривизны. Можно предположить, что влияние градиента кривизны приводит к наибольшему увеличению радиационных потерь энергии, поскольку потери в диэлектрике близки к постоянным, а омические потери на зеркале ДР малы вследствие высокой проводимости металла и малых размеров пятен полей в области источника и в его отображении [6]. Перестройка резонансной частоты моды с $m = 2$ зависит от φ_1 источника и объясняется, как показано в [7], изменением протяженности волноведущего канала. В связи с этим при фиксированном числе вариаций поля в направлении распространения волны в ДР изменяется резонансная частота колебаний.

Результаты измерения распределения полей на поверхности эллипсоидального ДР показали, что области их локализации, так же как и в полусферическом ДР [12], имеют форму неоднородных поясков с сужениями вблизи металлического зеркала, в области источника и в его отображении на противоположной стороне диэлектрической структуры относительно источника, а также с расширением между ними. Ширина пояска в наиболее узкой части почти не меняется и близка к размеру широкой стенки волновода — 7.2 mm. На периферии расширенной части ширина пояска поля определяется положением источника относительно осей эллипсоида, что связано с изменением кривизны волноведущего канала. Ширина пояска при этом изменяется на 8–9%.

Таким образом, в работе показано, что в отличие от ДР со сферической поверхностью спектральные и энергетические характеристики вынужденных колебаний ШГ эллипсоидального ДР зависят от азимутальной координаты источника излучения волн, определяющей его положение относительно геометрических осей диэлектрической структуры. Форма областей локализации полей колебаний ШГ и их размеры также определяются азимутальной координатой источника. Зависимость свойств колебаний от выбранного направления в эллипсоидальном ДР по отношению к его геометрическим осям приводит к снятию вырождения мод резонатора.

Список литературы

- [1] *Vasiliev V.V., Velichansky V.L., Ilchenko V.L. et al. // Opt. Commun. 1998. Vol. 158. P. 305–312.*
- [2] *Гананольский Е.М., Голик А.В., Королюк А.П. // ФНТ. 1993. Т. 19. № 11. С. 1255–1259.*
- [3] *Харьковский С.Н., Козут А.Е., Кутузов В.В. и др. // Тр. Седьмой Крымской конф. „СВЧ техника и телекоммуникационные технологии“. Севастополь, 1997. Т. 2. С. 361–362.*
- [4] *Смирнов В.П. // Вестник РАН. 2003. Т. 73. № 4. С. 305–310.*
- [5] *Stratton J.A. Electromagnetic theory. New York: McGraw Hill, 1941. 554 p.*
- [6] *Козут А.Е., Кутузов В.В., Филиппов Ю.Ф. и др. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1997. Т. 40. № 2. С. 19–26.*
- [7] *Козут А.Е. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. Вып. 23. С. 70–77.*
- [8] *Filippov Yu.F., Prokopenko Yu.V. // Proc. Intern. Conf. „ММЕТ’2002“. Kiev, 2002. Vol. 2. P. 662–664.*
- [9] *Lai H.M., Leung P.T., Yong K. et al. // Phys. Rev. A. 1990. Vol. 41. P. 5187.*
- [10] *Гинзтон Э.Л. Измерения на сантиметровых волнах. М.: ИЛ, 1960. 519 с.*
- [11] *Валитов Р.А., Дюбко С.Ф., Макаренко Б.И. и др. Измерения на миллиметровых и субмиллиметровых волнах. Методы и техника / Под ред. Р.А. Валитова, Б.И. Макаренко. М.: Радио и связь, 1984. 296 с.*
- [12] *Харьковский С.Н., Козут А.Е., Солодовник В.А. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 18. С. 38–42.*