

УДК 621.372.8

СЕЛЕКТИВНЫЙ ПЕРФОРИРОВАННЫЙ ВОЗБУДИТЕЛЬ МОДЫ ШЕПЧУЩЕЙ ГАЛЕРЕИ БОЧКООБРАЗНОГО РЕЗОНАТОРА

Ю. Ю. Данилов

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Исследовано селективное возбуждение моды с вращающейся структурой поля в низкодобротном бочкообразном резонаторе огибающим его прямоугольным волноводом посредством перфорации в общей стенке. Найдено соотношение параметров системы, обеспечивающее максимальную перекачку энергии из волноводной моды в резонаторную моду. Волноводная мода H_{10} преобразована во вращающуюся резонаторную моду H_{611} с эффективностью 65 %.

ВВЕДЕНИЕ

Ведущаяся в настоящее время разработка гироклистронов на несимметричных модах высокого порядка [1, 2] требует оптимизации возбудителя входного резонатора. Последний должен иметь низкую нагруженную добротность, чтобы исключить возможность его самовозбуждения. Структуру собственной моды входного резонатора, H_{m1} или H_{m2} , необходимо максимально приблизить к вращающейся. Следовательно, возбудитель должен быть распределённым и ортогональным к каждой из паразитных «околорезонансных» мод, чтобы исключить их возбуждение. Таким селективным возбуждателем может служить прямоугольный волновод, огибающий бочкообразный резонатор и связанный с ним посредством оптимизированной перфорации в общей стенке (см. рис. 1).

1. ОТКРЫТЫЙ РЕЗОНАТОР КОЛЬЦЕВОГО ТИПА

На рис. 1 изображён резонатор кольцевого типа. В рамках двухмодового приближения коэффициент прохождения такого резонатора T имеет вид, аналогичный виду коэффициента отражения волны, падающей из волновода на резонатор [3]. Однако для открытого резонатора имеют место потери, связанные с переизлучением в свободное пространство на перфорации. В пренебрежении омическими потерями в питающем волноводе

$$T(\omega) = \frac{\omega - \omega'_s [1 + i/(2Q_0) + i/(2Q_f) - i/(2Q_{\text{ext}})]}{\omega - \omega'_s [1 + i/(2Q_0) + i/(2Q_f) + i/(2Q_{\text{ext}})]} \exp(-\alpha_f), \quad (1)$$

где ω'_s — резонансная частота с учётом сдвига, обусловленного перфорацией, Q_0 — добротность резонаторной моды в отсутствие перфорации, Q_f — добротность резонаторной моды, обусловленная её переизлучением на перфорации в свободное пространство, Q_{ext} — добротность связи резонаторной моды с волноводной модой, $\exp(-\alpha_f)$ — коэффициент затухания волноводной моды из-за её переизлучения на перфорации в свободное пространство.

Из (1) очевидно, что волноводная мода полностью ответвляется в резонатор при выполнении условия резонанса и условия критической связи, которое для открытого резонатора имеет вид

$$1/Q_0 + 1/Q_f = 1/Q_{\text{ext}},$$

но лишь часть поступающей в открытый резонатор энергии идёт на возбуждение резонаторной моды, а другая часть излучается в свободное пространство.

2. ПЕРФОРАЦИЯ, ОБЕСПЕЧИВАЮЩАЯ СЕЛЕКТИВНУЮ СВЯЗЬ МОД

К условиям селективной связи собственных мод волновода и резонатора посредством перфорации их общей стенки можно прийти на основе аналогии с дифракционной решёткой [4]. Число незеркально рассеянных волн сокращается с уменьшением периода перфорации d (см. рис. 1). При выполнении условия $d < \lambda/2$ незеркально рассеянные волны отсутствуют, а для рассеяния лишь одной незеркальной волны, а именно волны (-1) -порядка, на период перфорации d должно быть наложено ограничение $\lambda/2 < d < \lambda$. Переизлучение всех отверстий связи из волноводной моды в резонаторную моду (и наоборот) синфазно, если

$$\frac{m_s}{R} - h_i - \frac{2\pi q}{d} = \Delta, \quad |\Delta| \ll \left\{ \frac{m_s}{R}, h_i, \frac{2\pi}{d} \right\}, \quad (2)$$

где m_s — азимутальный индекс резонаторной моды, R — радиус резонатора в месте расположения отверстий, h_i — постоянная распространения волноводной моды, q — целое число.

3. ОПТИМИЗАЦИЯ СВЯЗИ МЕЖДУ ВОЛНОВОДОМ И РЕЗОНАТОРОМ

Полагая, что условие селективной связи (2) выполнено, будем искать электромагнитное поле $\mathbf{E} = \text{Re}\{\mathbf{E}_\omega(\mathbf{r}) \exp(i\omega t)\}$, $\mathbf{H} = \text{Re}[\mathbf{H}_\omega(\mathbf{r}) \exp(i\omega t)]$ в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_c(\mathbf{r}_\perp, z) &= B_s \mathbf{E}_s(\mathbf{r}_\perp) \exp[-i(m_s/R)z], & \mathbf{E}_w(\mathbf{r}_\perp, z) &= C(z) \mathbf{E}_i(\mathbf{r}_\perp) \exp(-ih_i z), \\ \mathbf{H}_c(\mathbf{r}_\perp, z) &= B_s \mathbf{H}_s(\mathbf{r}_\perp) \exp[-i(m_s/R)z], & \mathbf{H}_w(\mathbf{r}_\perp, z) &= C(z) \mathbf{H}_i(\mathbf{r}_\perp) \exp(-ih_i z), \end{aligned}$$

где \mathbf{E}_s , \mathbf{H}_s — поле собственной моды резонатора, \mathbf{E}_i , \mathbf{H}_i — поле собственной моды волновода. Формулы для комплексных амплитуд имеют вид [5]:

$$B_s = \frac{i \int_V (\mathbf{j}_m \mathbf{H}_s^* + \mathbf{j}_e \mathbf{E}_s^*) dV}{4(\omega - \omega_{s0})W}, \quad C(z) = - \frac{\int_{0 \leq z' \leq z} (\mathbf{j}_m \mathbf{H}_w^* + \mathbf{j}_e \mathbf{E}_w^*) dV'}{4P}, \quad (3)$$

где $\omega_{s0} = \omega'_{s0} [1 + i/(2Q_0)]$ — комплексная частота резонаторной моды, не возмущённая перфорацией, $W = \int |\mathbf{H}_s|^2 dV / (8\pi)$ — энергия резонаторной моды, $P = [c/(8\pi)] \text{Re} \int_{S_\perp} [\mathbf{E}_i, \mathbf{H}_i^*] \mathbf{z}_0 dS_\perp$ — мощность волноводной моды.

Если размеры a_0 элементов перфорации малы по сравнению с длиной волны λ , то деформацию полей вблизи каждого из них можно описать введением эффективных электрического и магнитного диполей. Электрический и магнитный дипольные моменты, \mathbf{d}_c и \mathbf{m}_c , возбуждающие открытый резонатор, и \mathbf{d}_w и \mathbf{m}_w возбуждающие волновод, определяются формулами [6]:

$$\mathbf{d}_c = \alpha_e \left(\mathbf{E}_{nc} - i \frac{2k^3}{3} \mathbf{d}_c - \mathbf{E}_{nw} \right) = -\mathbf{d}_w, \quad \mathbf{m}_c = \alpha_m \left(\mathbf{H}_{\tau c} - i \frac{2k^3}{3} \mathbf{m}_c - \mathbf{H}_{\tau w} \right) = -\mathbf{m}_w, \quad (4)$$

где поле излучения диполя в свободное пространство в обоих выражениях описывает второе слагаемое. В (4) величины \mathbf{E}_{nc} и $\mathbf{H}_{\tau c}$, относящиеся к резонатору, и \mathbf{E}_{nw} и $\mathbf{H}_{\tau w}$, относящиеся к волноводу, — невозмущённые значения нормальной компоненты электрического и тангенциальной компоненты магнитного полей, k — волновое число свободного пространства, α_e и α_m — коэффициенты электрической и магнитной поляризуемости. В частности, для круглого отверстия с радиусом a_0 они имеют следующий вид: $\alpha_e = -a_0^3/(6\pi)$, $\alpha_m = a_0^3/(3\pi)$ [3, 6]. Ослабление электрической и магнитной связи для стенки конечной толщины можно описать, рассматривая отверстие как закрытый волновод [3].

Высокочастотным диполям (4) соответствуют токи

$$\mathbf{j}_e = i\omega \mathbf{d} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0), \quad \mathbf{j}_m = i\omega \mathbf{m} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0), \quad (5)$$

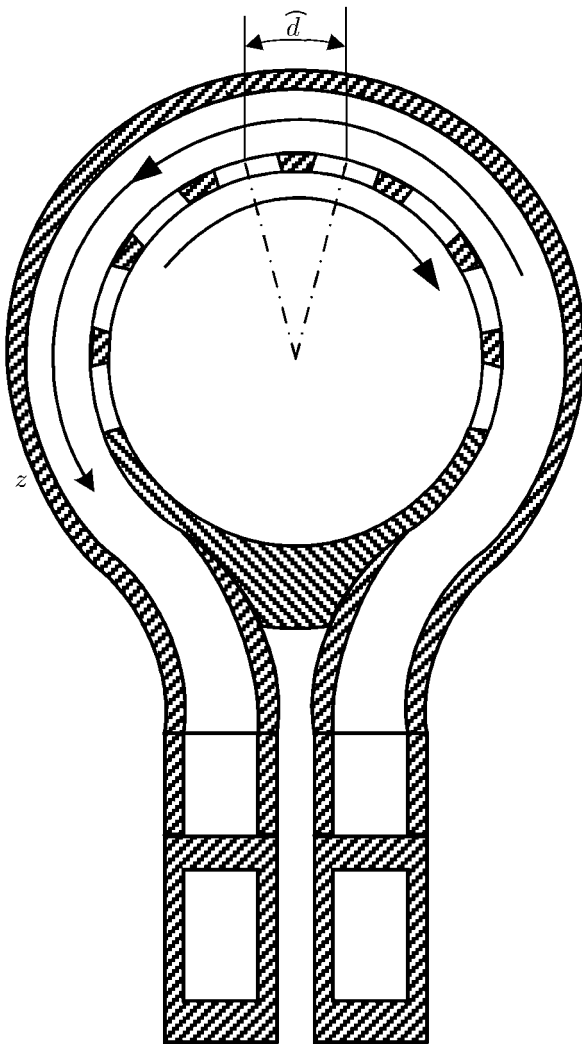


Рис. 1. Схема селективного перфорированного возбуждителя бочкообразного резонатора (вариант встречного распространения)

Решая систему (6), будем полагать, что в условии селективной связи (2) величина Δ подобрана таким образом, чтобы скомпенсировать обусловленный перфорацией сдвиг постоянной распространения волноводной моды, а именно $\Delta = \gamma_{41}$. В этом случае выражения для комплексных амплитуд B_s и $C(z)$ будут иметь вид

$$B_s = \frac{\gamma_2 K(L) C(0)}{\omega - \omega_s}, \tag{8}$$

$$C(z) = [\exp(-\gamma_{42} z) C(0) + i\gamma_3 K(z) B_s] \exp(-i\gamma_{41} z), \tag{9}$$

где $\omega_s = \omega_{s0} + \delta\omega_s$, $K(z) = [1 - \exp(-\gamma_{42} z)]/\gamma_{42}$. Смещение комплексной частоты резонаторной моды $\delta\omega_s = \delta\omega'_s + i\delta\omega''_s$ с учётом связи между коэффициентами (7) $\gamma_{21} = \gamma_{31}^* P/W$ и $\gamma_{22} = \gamma_{32}^* P/W$ определяется формулами

$$\delta\omega'_s = -\gamma_{11} L + \frac{2P}{W} [\text{Re}(\gamma_{31}) \text{Re}(\gamma_{32}) + \text{Im}(\gamma_{31}) \text{Im}(\gamma_{32})] \int_0^L K(z) dz,$$

где \mathbf{r}_0 — координаты отверстий.

Подставив выражения для токов (5) и диполей (4) в формулы возбуждения (3) и проведя усреднение по периоду перфорации, получим для комплексных амплитуд B_s и $C(z)$ следующие уравнения:

$$B_s(\omega - \omega_{s0}) = -\gamma_1 L B_s + \gamma_2 \int_0^L C(z) \exp(i\Delta z) dz, \\ \frac{dC}{dz} = i\gamma_3 B_s \exp(-i\Delta z) - i\gamma_4 C(z). \tag{6}$$

Коэффициенты $\gamma_n = \gamma_{n1} - i\gamma_{n2}$, $n = 1, 2, 3, 4$, в (6) имеют вид

$$\gamma_{11} = M_1 (\alpha_m |\mathbf{H}_{\tau s}|^2 + \alpha_e |E_{ns}|^2), \\ \gamma_{12} = \frac{2k^3}{3} M_1 (\alpha_m^2 |\mathbf{H}_{\tau s}|^2 + \alpha_e^2 |E_{ns}|^2), \\ \gamma_{21} = M_1 (\alpha_m \mathbf{H}_{\tau w} \mathbf{H}_{\tau s}^* + \alpha_e E_{nw} E_{ns}^*), \\ \gamma_{22} = \frac{2k^3}{3} M_1 (\alpha_m^2 \mathbf{H}_{\tau w} \mathbf{H}_{\tau s}^* + \alpha_e^2 E_{nw} E_{ns}^*), \\ \gamma_{31} = M_2 (\alpha_m \mathbf{H}_{\tau s} \mathbf{H}_{\tau w}^* + \alpha_e E_{ns} E_{nw}^*), \\ \gamma_{32} = \frac{2k^3}{3} M_2 (\alpha_m^2 \mathbf{H}_{\tau s} \mathbf{H}_{\tau w}^* + \alpha_e^2 E_{ns} E_{nw}^*), \\ \gamma_{41} = M_2 (\alpha_m |\mathbf{H}_{\tau w}|^2 + \alpha_e |E_{nw}|^2), \\ \gamma_{42} = \frac{2k^3}{3} M_2 (\alpha_m^2 |\mathbf{H}_{\tau w}|^2 + \alpha_e^2 |E_{nw}|^2), \tag{7}$$

где $M_1 = \omega N/(4WL)$, $M_2 = \omega N/(4PL)$, N — число отверстий перфорации, L — длина перфорированного участка. Здесь и далее пренебрегаем членами с высшими степенями малых параметров $\alpha_e k^3$ и $\alpha_m k^3$.

$$\delta\omega_s'' = \frac{\omega_s'}{2} \left(\frac{1}{Q_f} + \frac{1}{Q_{\text{ext}}} \right) = \gamma_{12}L + \frac{P}{W} |\gamma_{31}|^2 \int_0^L K(z) dz.$$

В интересующем нас случае возбуждения Н-моды резонатора основной модой волновода магнитная связь и электрическая связь суммируются при встречном распространении мод вдоль оси z (см. рис. 1) и «гасят» друг друга при попутном распространении. Ввиду этого для селективного возбуждения резонатора рассеянная волна (-1) -порядка предпочтительнее зеркальной волны, поскольку она обеспечивает более низкую добротность связи резонаторной моды с волноводной модой и, соответственно, более низкую нагруженную добротность резонаторной моды.

Подставив (8) в (9) и полагая параметр $\gamma_{42}L$ малым, с точностью до фазового множителя $\exp(-i\gamma_{41}L)$ получим для коэффициента прохождения волны $T = C(L)/C(0)$ выражение типа (1), в котором $\alpha_f = \gamma_{42}L$.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МОДЕЛЬНОГО РЕЗОНАТОРА

На основе вышеизложенной теории было реализовано селективное возбуждение в резонаторе вращающейся моды H_{611} основной модой питающего волновода, распространяющейся во встречном направлении (см. рис. 1), посредством системы круглых отверстий в общей стенке. Конфигурация резонатора, рассчитанного на частоту 37,7 ГГц и нагруженную добротность резонаторной моды 80, приведена на рис. 2. Резонаторная мода запиралась оптимизированными коническими рефлекторами. Условие селективной связи (2) обеспечивалось подбором периода перфорации, который соответствовал углу между отверстиями 29° , и размера широкой стенки волновода, который был равен 8 мм (см. рис. 2). Этот волновод согласовывался с питающим и выходным волноводами стандартного сечения $7,2 \times 3,4$ мм посредством пирамидальных переходов. Связь, близкая к критической, обеспечивалась выбором радиуса $a_0 = 1,75$ мм и числа отверстий $N = 8$ перфорации, а также толщины общей стенки резонатора и волновода, равной 0,9 мм. Система была изготовлена из меди.

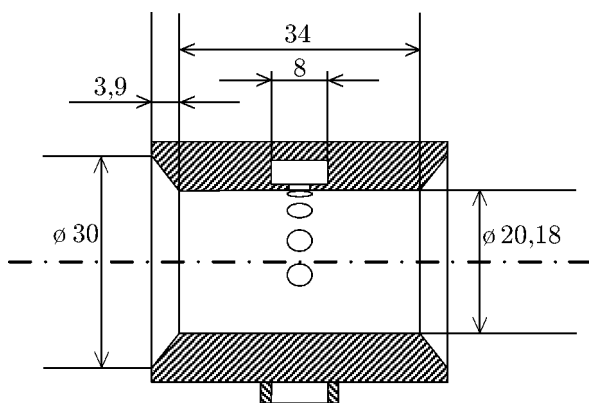


Рис. 2. Конфигурация возбуждателя вращающейся моды H_{611}

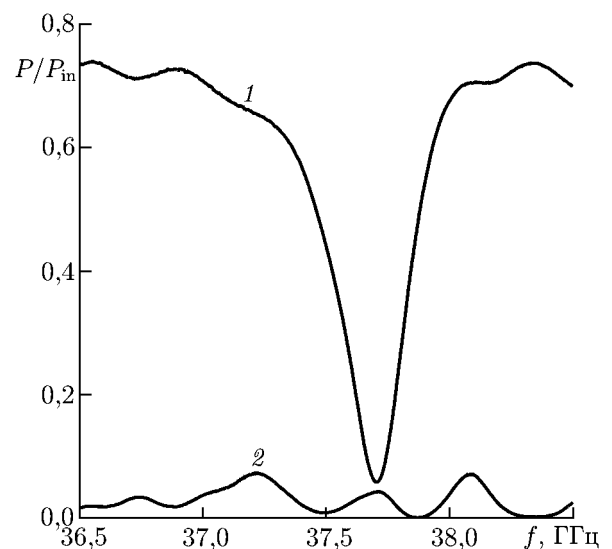


Рис. 3. Измеренные частотные зависимости мощностей прошедшей (кривая 1) и отражённой (кривая 2) моды H_{10}

Частотные зависимости мощностей прошедшей и отражённой волноводной моды H_{10} были измерены на векторном анализаторе, на рис. 3 они нормированы на исходную мощность P_{in} .

Перемещением в резонаторе малого поглотителя [7] было установлено, что интенсивность поля моды резонатора имеет одну продольную вариацию и одну вариацию по радиусу. Доля мощности моды, вращающейся по азимуту в «неправильном» направлении (см. рис. 1), не превышает 4%, что было дополнительно подтверждено вращением на выходе резонатора рупора, ориентированного на приём излучения из резонатора моды H_{61} . Таким образом, минимум прошедшей мощности на рис. 3 соответствует тому, что в резонаторе возбуждается вращающаяся мода H_{611} с эффективностью 65%.

Полученные результаты позволяют заключить, что рассмотренная система может быть использована в качестве входного резонатора гироклистрона. В дальнейшем описанный здесь метод планируется применить для селективного возбуждения во входном резонаторе гироклистрона ещё более высоких мод.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 10–08–01120а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зайцев Н. И., Иляков Е. В., Кузиков С. В. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2005. Т. 48, № 10–11. С. 830.
2. Пуяков Е. V., Kulagin I. S., Kuzikov S. V., et al. // Strong Microwaves in Plasmas. Nizhny Novgorod, 2006. V. 1. P. 58.
3. Семёнов Н. А. Техническая электродинамика. М.: Связь, 1973. 480 с.
4. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Мир, 1970. 856 с.
5. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988. 440 с.
6. Косарев Е. Л., Ципенюк Ю. М. // Электроника больших мощностей. М.: Наука, 1968. Вып. 5. С. 105.
7. Чернушенко А. М., Майбородин А. В. Измерение параметров электронных приборов дециметрового и сантиметрового диапазонов волн. М.: Радио и связь, 1986. 336 с.

Поступила в редакцию 22 апреля 2011 г.; принята в печать 29 сентября 2011 г.

SELECTIVE PERFORATED EXCITER OF THE WHISPERING-GALLERY MODE OF THE BARREL-SHAPED CAVITY

Yu. Yu. Danilov

We study selective excitation of the mode with the rotating field structure in a low-Q-factor barrel-shaped cavity by the enveloping rectangular waveguide by means of the perforation in the common wall. The found ratio of the system parameters ensures maximum energy transfer from the waveguide mode to the cavity mode. The waveguide mode H_{10} converts to the rotating cavity mode H_{611} with an efficiency of 65%.