

УДК 621.372.413—434.1

## О ПЕРЕИЗЛУЧЕНИИ ВОЛН В РЕЗОНАТОРАХ С ГОФРИРОВАННЫМИ СТЕНКАМИ

Г. Г. Денисов, И. М. Орлова

Теоретически и экспериментально показано, что спектральные характеристики и структура излучения гофрированных цилиндрических резонаторов релятивистских СВЧ генераторов определяются, в частности, переизлучением (рассеянием) волн на гофрировке непосредственно в резонаторе. Оказалось, что дифракционная добротность резонатора длины  $L$  может быть, в принципе, ниже, чем  $\omega L/v_{гр}$ , а излучение из резонатора может включать в себя волны с поперечными индексами, отличными от индексов рабочего колебания.

В релятивистских электронных СВЧ генераторах широкое распространение находят электродинамические системы в виде отрезков цилиндрических волноводов с гофрированными стенками [1–3]. Резонансные системы такого типа имеют, как правило, большое поперечное сечение, а вывод излучения осуществляется дифракционным способом. Типичным примером является резонатор релятивистского оротрона [2, 3] — отрезок слабонерегулярного гофрированного волновода (рис. 1), где рабочая мода представляет собой набор пространственных гармоник, из которых основная (наибольшая по амплитуде) образована лучами, распространяющимися почти поперек волновода, а среди остальных, относительно небольших, замедленных гармоник одна синхронна электронам.

Для вывода излучения из такого резонатора обычно используется плавно расширяющийся конический рупор; при этом предполагается, что поперечная структура выходящего излучения (волна высшего типа) близка к структуре основной гармоники поля в резонаторе. Однако в ряде «горячих» экспериментов было отмечено, что выходное излучение релятивистских оротронов может содержать примесь других волноводных волн. Одной из причин этого может быть переизлучение волн непосредственно в резонаторе на гофрировке с конечным числом периодов ( $N \sim 10$ ), сравнимых с длиной волны.

Основные эффекты, связанные с таким переизлучением, рассмотрим на примере резонатора с неглубокой синусоидальной гофрировкой боковой поверхности:

$$R = R_0 + l(z) = R_0 + l_1 \cos(\bar{h}z + \bar{m}\varphi), \quad l \ll \lambda, \quad (1)$$

внутри которого слабая гофрировка не приводит к существенному искажению поперечной структуры (амплитуды гармоник малы по параметру  $l/\lambda$ ). Поэтому в дальнейшем моды резонаторов будут классифицироваться по типу мод цилиндрической системы, в которые они непрерывно переходят при уменьшении прогиба боковой поверхности.

Как уже отмечалось, излучение из гофрированного резонатора, т. е. потери, определяющие его дифракционную добротность, можно представить в виде двух составляющих: излучения волной с поперечными индексами  $m, p$  рабочего колебания ( $m$  — азимутальный индекс) и излучения другими волнами с азимутальными индексами  $m \pm \bar{m}$ . Дифракционная добротность может в некоторых случаях определяться именно второй составляющей, например, при наличии

в резонаторе достаточно протяженных закритических участков, не пропускающих волну с рабочими индексами (рис. 1б). В пренебрежении переизлучением частоты и добротности колебаний можно рассчитывать методами, описанными в [4, 6]. Наибольшей дифракционной добротностью при этом обладает мода с одной продольной вариацией, причем ее добротность превышает значение  $Q_{\min} = 4\pi(L/\lambda)^2$ .

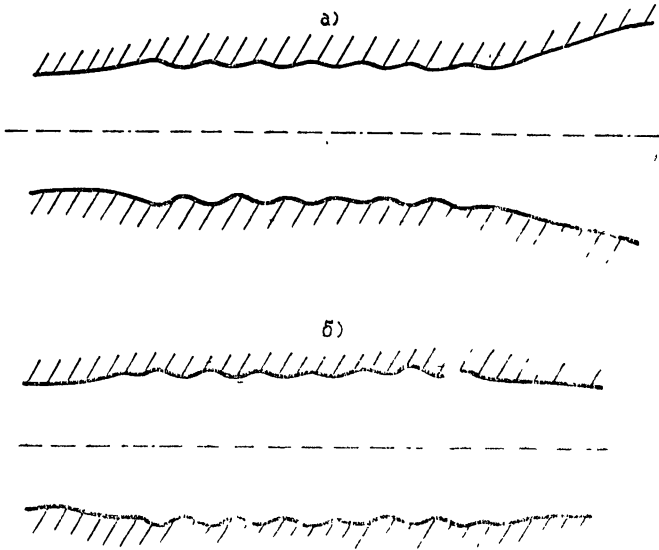


Рис. 1. Открытый (а) и закрытый (б) по рабочей волне резонаторы с гофрированной боковой стенкой.

Дифракционная добротность, определяемая переизлучением в другие волны, может быть оценена методом возмущений [4], суть которого сводится к следующему. Обозначим  $E_k, H_k$  поля колебаний в гладком (невозмущенном) резонаторе. Нанесение мелкой гофрировки (1) и связанное с ней переизлучение в другие волны можно учесть введением на невозмущенной поверхности  $r=R_0$  магнитного тока

$$i_m = (c/4\pi) [n, \nabla (E_k n l) + i(\omega/c)l [nH_k]], \quad (2)$$

$n$  — нормаль к невозмущенной поверхности. Мощность излучения этого тока в  $s$ -ю волну равна [5]

$$P^s = (1/2N_s) \left| \int \{ \oint i_m H_s d\tau \} dz \right|^2, \quad (3)$$

где  $H_s = H_s^0(r_{\perp}) e^{-ih_s z}$ ,  $N_s = (c/4\pi) \int [E_s^0 H_s^0] dS$  — норма волны,  $\tau = R_0 \varphi$  — координата вдоль контура поперечного сечения волновода.

Добротность резонатора, обусловленная этим излучением, определяется отношением запасенной энергии в резонаторе

$$\bar{W} = (1/8\pi) \int |H_k|^2 dV \quad (4)$$

к мощности потерь

$$Q_s = \omega (\bar{W}/P^s) \quad (5)$$

и представима в виде

$$Q_s \simeq \frac{\lambda R_0^2}{2l_s^2 L} \frac{1}{A} F(m_k, p_k, m_s, p_s). \quad (6)$$

Здесь фактор :

$$A = \frac{\left| 2 \int_0^L \cos(\bar{h}z) f(z) e^{i h_s z} dz \right|^2}{L \int_0^L |f(z)|^2 dz} \quad (7)$$

определяется продольной структурой поля  $f(z)$ , а фактор  $F(m_k, p_k, m_s, p_s)$  — поперечной:

$$F = 1 \quad (8)$$

— для рабочей и излучаемой волн  $E$ -типа,

$$F = \frac{(\nu_k^2 - m_k^2)(\nu_s^2 - m_s^2)}{(\nu_s^2 - m_k m_s)^2} \quad (9)$$

— для волн  $H$ -типа,

$$F = \frac{(\nu_H^2 - m_H^2) \omega^2}{m_H^2 c^2 h_s^2} \quad (10)$$

— для переизлучения в волну противоположного типа.

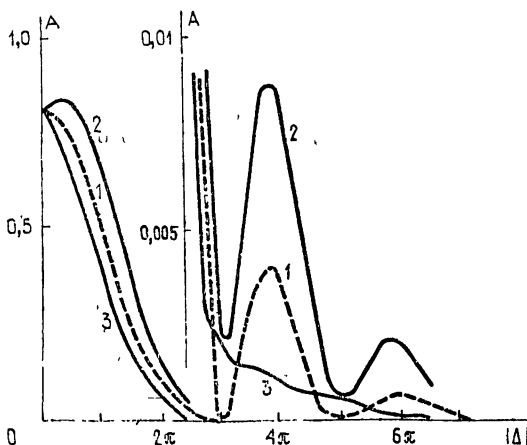


Рис. 2. Интенсивность переизлучения в зависимости от расстройки  $\Delta$  для закрытого  $f_1(z) = f_0 \sin(\pi z/L)$  (кривая 1) и открытого  $f_2(z) = f_0 \sin(\pi z/L) + iz \cos(\pi z/L)/L$  резонаторов (кривые 2 и 3). Кривые 2 и 3 характеризуют переизлучения в направлениях  $(-z)$  и  $z$  соответственно при  $f_0 = 4$ .

Фактор  $A$  сильно зависит от расстройки  $\Delta_s^\pm = (h_s \pm \bar{h})$  и становится относительно малым при  $|\Delta_s^\pm| \gg \pi$  (рис. 2). Равенство нулю расстройки соответствует брэгговскому рассеянию волн  $k$ , составляющих колебание, в  $s$ -ю волну,

$$h_k \pm h_s \simeq \pm \bar{h}, \quad (11)$$

которое при достаточно большой длине резонатора может быть сделано селективным:

$$\Delta_s \simeq 0, \quad |\Delta_s'| > 2\pi. \quad (12)$$

Отметим, что для закрытых по рабочей волне резонаторов (и, соответственно, действительных функциях  $f(z)/f_{\max}(z)$ ) с аксиально-симметричной гофрировкой переизлучение в одинаковые волны с противоположным направлением распространения одинаково:  $P^s = \bar{P}^{-s}$ . Однако для резонаторов с дифракционным излучением рабочей волны через один из концов ( $f(L) \neq 0$ ) эта функция комплексна:

$$\hat{f}(z) = |f(z)| e^{i\phi(z)}, \quad (13)$$

и переизлученные гофрировкой волны ( $s$ ,  $-s$ ) переносят в противоположных направлениях различные мощности (рис. 2):

$$P_s \neq P_{-s}. \quad (14)$$

Последний эффект наиболее существен, начиная с расстройк  $|\Delta| > \Delta^* \sim f_{\max}(z)/f_i(L)$ .

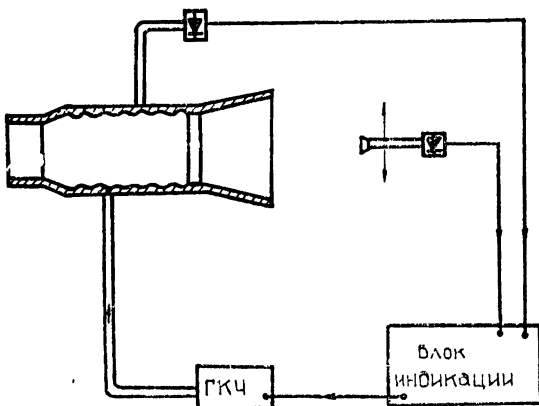


Рис. 3. Схема эксперимента по исследованию гофрированных резонаторов.

Стоит отметить также, что для некоторых колебаний, например, состоящих из волн шепчущей галереи  $H_{m,1}$  в резонаторах с аксиально-симметричной гофрировкой ( $m=0$ ), нет волн, в которые возможно переизлучение. Соответственно эти колебания выделены среди остальных.

Используемые в релятивистских генераторах резонаторы имеют длину  $L \sim 10\lambda$  и глубину гофрировки  $l \sim \lambda/10$ . При этом дифракционная добротность, связанная с переизлучением, имеет значения  $10^2 \div 10^4$ , что сравнимо с добротностью открытого резонатора указанной длины с гладкой стенкой. Поэтому пренебрегать переизлучением, которое приводит к изменению пространственной структуры выходного излучения, добротности колебаний, поступлению СВЧ мощности в катодный узел генератора, как правило, нельзя.

Для иллюстрации указанных эффектов приведем некоторые результаты экспериментального исследования двух резонаторов. В первом резонаторе период и глубина гофрировки были выбраны таким образом, чтобы излучение из закрытого по основной волне  $H_{1,4}$  колебания  $H_{1,4,1}$  выводилось волной  $H_{1,1}$  ( $\Delta_{H_{1,1}} \simeq 0$ ). Второй резонатор был открыт с одного конца, а период гофрировки был меньше длины исследуемых колебаний  $E$ -типа, так что ни для одной из волн не было выполнено условие  $\Delta_s < 2\pi$ .

В обоих случаях исследованы спектр и структура излучения из резонатора.

1) Первый резонатор с рабочей модой  $H_{1,4,1}$  имел следующие параметры: диаметр — 15,2 мм; длина гофрированного участка — 60 мм; период гофрировки — 4,16 мм; ее глубина (гофра имела прямоугольную форму) — 0,2 мм.

Согласно расчету добротность моды  $H_{1,4,1}$ , обусловленная выводом энергии волной  $H_{1,1}$ , равна 5200, мощность излучения в волны  $H_{1,2}$  и  $H_{1,4}$  не должна превышать пяти процентов от мощности, излучаемой в волну  $H_{1,1}$  (длина гофрировки подбиралась так, чтобы свести к минимуму излучение в волну  $H_{1,2}$ ). Измеренная добротность резонатора без гребенки, имеющего такие же параметры, обуслов-

ленная потерями в стенках и на связь, была равна 6800. В этом случае полная добротность гофрированного резонатора должна быть 3000.

Измеренная добротность моды  $H_{1.4.1}$  имела значение 3300, главный максимум излучения был направлен по оси  $z$ , боковые максимумы диаграммы направленности составляли около двух процентов от основного. Мощность излучения одинакова через оба конца резонатора.

2) Во втором резонаторе с параметрами  $2R_0=17,8$  мм;  $d=6,0$  мм;  $L=78$  мм;  $2l=0,75$  мм исследованы колебания  $E$ -типа в диапазоне  $\lambda=7\div 9$  мм. Резонатор имел на одном из концов запредельное сужение диаметром 17,0 мм, а с другого конца — плавное расширяющийся рупор с углом образующей  $5^\circ$ . Расчетная добротность, связанная с излучением основных волн через рупор ( $Q \approx 3500$ ), относительно невысока по сравнению с  $Q_{\min}=4\pi(L/\lambda)^2 \approx 1000$ , и поэтому поле  $f(L)$  сравнимо по величине с  $f_{\max}(z)$ . Соответственно в эксперименте можно было ожидать несимметрии в переизлученных волнах. Добротность, обусловленная омическими потерями и потерями на связь, составляла  $Q_{\text{ом.св}} \approx 10000$ .

В указанном диапазоне моды резонатора имели индексы  $E_{3.1.q}$ ,  $E_{4.1.q}$ ,  $E_{1.2.q}$  ( $q=1\div 4$ ). Моды  $E_{3.1.q}$  и  $E_{4.1.q}$  на длинах волн  $\lambda_{3.1}=8,7$  мм и  $\lambda_{4.1}=7,4$  мм имели добротности  $Q \approx 2800$  и излучались через рупор волнами  $E_{3.1}$  и  $E_{4.1}$  соответственно. Примесь волн  $H_{3.1}$  и  $H_{4.1}$ , в которые, в принципе, возможно переизлучение, не превышала 10% из-за слабой связи волн  $E_{m.1}$  и  $H_{m.1}$  вблизи критических частот и большой расстройки  $\Delta$ .

Мода  $E_{1.2.1}$  на длине волны  $\lambda_{1.2} \approx 8,0$  мм излучалась через оба конца резонатора волнами  $E_{1.2}$  и  $H_{1.1}$ . Волна  $H_{1.1}$  излучалась, в основном, через закрытый конец резонатора (рис. 4а). При помещении же в резонатор цилиндра — второго запредельного сужения — симметрично через оба (рис. 4б).

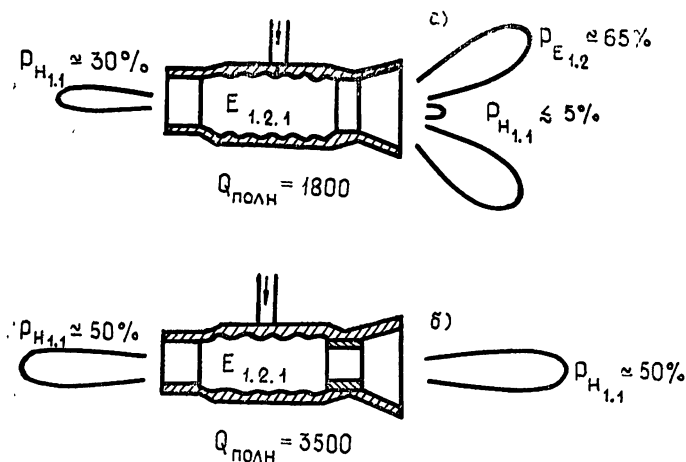


Рис. 4. Состав излучения из гофрированного резонатора с одним (а) и двумя (б) запредельными сужениями. Резонансная мода  $E_{1.2.1}$ .

Измеренные дифракционные добротности, обусловленные излучением волн  $E_{1.2}$  и  $H_{1.1}$ , составили  $Q_{E_{1.2}} \approx 3300$ ,  $Q_{H_{1.1}} \approx 6000$ . Оценка добротности  $Q_{H_{1.1}}$  по формулам (5)—(10) дает сравнимое значение  $Q_{H_{1.1}} \sim 10000$ .

Таким образом, проделанные расчеты и эксперименты показали, что гофрировка боковой стенки в цилиндрическом резонаторе (в частности, в резонаторе релятивистского оротрона) действительно существенно влияет на его выходные характеристики. Определяемая таким переизлучением дифракционная добротность резонатора длины  $L$  может быть ниже, чем  $4\pi(L/\lambda)^2$ , а излучение из резонатора — включать

в себя волны с поперечными индексами, отличными от индексов рабочего колебания. При неглубокой гофрировке связанные с переизлучением эффекты удовлетворительно рассчитываются методом возмущений.

Авторы благодарны М. И. Петелину за полезные обсуждения и внимание к работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ковалев Н. Ф., Петелин М. И., Райзер М. Д. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1973, 18, № 4, с. 232.
2. Зайцев Н. И., Ковалев Н. Ф., Кольчугин Б. Д. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1982, 8, № 15, с. 911.
3. Bratman V. L., Denisov G. G., Kol'chugin B. D. et al — Intern. J. Infrared and Millimeter Waves, 1984, 5, № 9, p. 1311.
4. Каценеленбаум Б. З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. — М.: АН СССР, 1961. — 216 с.
5. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. — М.: Сов. радио, 1957. — 581 с.
6. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. — М.: Сов. радио, 1966. — 475 с.

Институт прикладной физики  
АН СССР

Поступила в редакцию  
16 мая 1986 г.

#### ON THE WAVE SCATTERING IN RESONATORS WITH CORRUGATED WALLS

*G G Denisov, I M. Orlova*

It is shown theoretically and experimentally that the mode spectrum and the radiation structure from corrugated cylindrical resonators of relativistic HF oscillators is determined particularly by the wave scattering at the corrugated surface. Diffraction  $Q$ -factor of the resonator may be less than  $\omega L/v_{gr}$ , where  $L$  is its length,  $v_{gr}$  is the group velocity. The radiation field includes waves with transverse indexes which differ from those of the resonance mode.

#### Аннотации депонированных статей

УДК 621.372.413:621.372.8

#### РЕЗОНАНСНЫЕ СВОЙСТВА СТУПЕНЧАТОГО АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОГО ДИЭЛЕКТРИКА В КРУГЛОМ ИМПЕДАНСНОМ ВОЛНОВОДЕ

*В. П. Моденов*

Выполнено математическое моделирование явления дифракции осесимметричной  $H$ -волны на обладающей той же симметрией ступенчатой диэлектрической вставке в круглом цилиндрическом волноводе, на боковой поверхности которого задано импедансное граничное условие (граничное условие Леонтовича).

Исследован резонанс на второй аксиально-симметричной моде, «запертой» на участке волновода с диэлектрическим заполнением, для которой пустой волновод является запределным.

Статья депонирована в ВИНТИ,  
рег. № 2881—В 88, Деп. от 15 апреля 1988 г.