

## ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗНОРЕЗОНАТОРНЫХ КОЛЬЦЕВЫХ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ

*А. Г. Шейн, А. Е. Зайцев*

Разнорезонаторные замедляющие системы находят широкое применение в магнетронах сантиметрового и миллиметрового диапазонов волн. Они обладают рядом существенных преимуществ по сравнению с симметричными системами со связками: большими геометрическими размерами, возможностью получения большого разделения частот между  $\pi$ -вида и соседними видами колебаний и т. п.

Однако, несмотря на широкое распространение таких систем, до сих пор остаются невыясненными вопросы о влиянии формы резонаторов на их характеристики, о возможности выбора наилучшей геометрии больших и малых резонаторов, предотвращения интерференции при произвольных соотношениях размеров больших и малых резонаторов и др. В связи с этим данная работа посвящена выяснению ряда закономерностей, свойственных разнорезонаторным кольцевым замедляющим системам с резонаторами различной формы поперечного сечения.

Обычно спектр частот разнорезонаторных замедляющих систем определяется по методике, изложенной в работе [1]. Уравнение резонанса имеет вид;

$$\left[ \frac{Y_n + Y\left(\frac{N}{2} - n\right)}{2} + Y_{r1} \right] \left[ \frac{Y_n + Y\left(\frac{N}{2} - n\right)}{2} + Y_{r2} \right] = \left[ \frac{Y_n - Y\left(\frac{N}{2} - n\right)}{2} \right]^2. \quad (1)$$

Здесь  $Y_n$  и  $Y\left(\frac{N}{2} - n\right)$  — проводимости пространства взаимодействия на колебаниях с номерами  $n$  и  $\left(\frac{N}{2} - n\right)$ ;

$Y_{r2}$  и  $Y_{r1}$  — проводимости больших и малых резонаторов, которые приведены в [1, 3, 4]. Соотношение (1) трактуется как уравнение связи двух систем больших и малых резонаторов, причем член, стоящий в правой части (1), определяет степень связи. Связь между системами будет максимальной при колебаниях  $\pi$ -вида и минимальной — при колебаниях вида  $\frac{N}{4}$ , когда (1) распадается на два независимых уравнения, характеризующих резонанс независимых систем больших и малых резонаторов.

По соотношению (1) был произведен расчет (табл. 1) спектра частот анодных блоков с резонаторами типа щель, щель — отверстие и резонаторами каплевидной формы. Для всех систем выбирались одинаковыми: частота колебаний  $\pi$ -вида ( $\lambda_\pi = 3,2$  см), размеры пространства взаимо-

действия и относительные размеры больших и малых резонаторов  $\left(\frac{P_2}{P_1} = 1,5\right)$ , где  $P_2$  и  $P_1$  — периметры большого и малого резонаторов соответственно), число резонаторов  $N = 12$ .

Таблица 1

Форма поперечного сечения резонаторов	Номера видов колебаний $n$	$\frac{\lambda_n}{\lambda_\pi}$	$\frac{\Delta\lambda_n}{\lambda_\pi} \%$
Щелевые	1	1,38	10,6
	2	1,185	
	3	1,106	
	6 ( $\pi$ -вид)	1,00	14,8
	5	0,852	
	4	0,821	
Щель-отверстие	1	1,535	18,8
	2	1,225	
	3	1,188	
	6 ( $\pi$ -вид)	1,00	9,9
	5	0,901	
	4	0,872	
Каплевидные	1	1,665	32,8
	2	1,355	
	3	1,328	
	6 ( $\pi$ -вид)	1,00	3,35
	5	0,965	
	4	0,952	
Большие — щелевые Малые — каплевидные	1	1,445	16,0
	2	1,200	
	3	1,160	
	6 ( $\pi$ -вид)	1,00	6,65
	5	0,935	
	4	0,893	

Из таблицы видно, что с переходом от узких резонаторов (щелевые к широким (каплевидные) увеличивается разделение частот  $\pi$ - и ближайшего длинноволнового вида колебаний  $\frac{N}{4}$  при одновременном уменьшении разделения частот  $\pi$ - и  $\frac{N}{2} - 1$  вида колебаний. Очевидно, что при использовании комбинаций резонаторов (например, большие — щелевые, малые — каплевидные) можно изменять и соответствующую величину  $\Delta\frac{\lambda_n}{\lambda_\pi}$ . Это и иллюстрируется примером, приведенным в табл. 1. Таким образом, выбор формы резонаторов весьма существенен при определении разделения частот видов колебаний в разнорезонаторном анодном блоке.

Расчет по формуле (1) показывает, что при  $\frac{P_2}{P_1} = 1,5$ , существует две группы резонансов — длинноволновая  $\left(n = 1, 2 \dots \frac{N}{4}\right)$  и коротковолновая  $\left(n = \frac{N}{2} - 1, \frac{N}{2} - 2, \dots \frac{N}{4}\right)$ , между которыми лежит  $\pi$ -вид. Первая группа определяется резонансом больших резонаторов при условии, что

малые заполнены металлом; вторая группа резонансов ( $n = \frac{N}{2} - 1, \dots, \frac{N}{4}$ ) — наличием малых резонаторов [1].

При экспериментальных исследованиях хорошо выделялись колебания коротковолновой группы с номерами  $n$  ( $n = 1, 2 \dots \frac{N}{4}$ ). Картина распределения их поля по окружности анодного блока не является абсолютно симметричной.

Это, очевидно, объясняется тем, что в разнорезонаторной системе существует сильная ( $-1$ )-ая пространственная гармоника [2], которой соответствуют колебания вида  $\frac{N}{2} - n$ , искажающие поле  $n$ -вида колебаний нулевой пространственной гармоники.

Таблица 2

$\frac{\rho_2}{\rho_1}$	$n$	$\lambda_n$ рассчитанные по соотношению (1)	$\lambda_n$ рассчитанные без учета связи	$\lambda_n$ эксперимент
1.2	1	6.05	6.1	6.67
	2	5.925	5.925	6.27
	4	5.26	5.482	5.65
	3	5.075	5.235	5.52
	2	5.04	5.04	—
1.5	1	6.115	6.1	6.7
	2	5.925	5.925	6.26
	4	5.19	5.028	5.23
	3	4.3	4.38	4.46
	2	4.15	4.15	4.175
2.0	1	6.17	6.1	6.7
	2	5.925	5.925	6.27
	4	5.125	4.602	4.89
	3	4.06	3.61	4.0
	2	3.28	3.28	3.41
3.0	1	6.175	6.1	6.71
	2	5.925	5.925	6.27
	4	5.1	4.273	4.565
	3	3.11	3.185	2.84
	2	2.62	2.62	—

Если принять, что длинноволновый и коротковолновый спектры суть независимые колебания  $\frac{N}{2}$  больших и  $\frac{N}{2}$  малых резонаторов, то природу колебаний  $\pi$ -вида можно представить следующим образом. Поскольку замедляющая система типа гребенка над плоскостью не имеет в первой полосе прозрачности длинноволновой отсечки, определяемой нулевым сдвигом фазы на период, то ближайшим 0-видом будет длинноволновая отсечка второй полосы прозрачности. В разнорезонаторной системе самым длинноволновым 0-видом является длинноволновая отсечка второй группы резонансов больших резонаторов. При наличии малых резонаторов, возмущающих структуру поля этого вида, увеличивается амплитуда ( $-1$ )-ой пространственной гармоники, имеющей фазовый сдвиг на период  $\frac{N}{2}$

больших резонаторов, равный  $2\pi$ . Поскольку же в системе всего  $N$  резонаторов, мы и наблюдаем картину поля, соответствующую  $\pi$ -виду колебаний анодного блока с  $N$  резонаторами.

Такая трактовка природы колебаний  $\pi$ -вида не противоречит известному факту о засоренности поля  $\pi$ -вида колебаний нулевой составляющей. При незначительных отношениях больших и малых резонаторов, когда связь их достаточно сильна, 0-вид сдвинут по частоте от резонанса 0-вида  $\frac{N}{2}$  невозмущенных больших резонаторов и его амплитуда невелика по сравнению с амплитудой поля  $\pi$ -вида. При увеличении относительных размеров, когда длинноволновая группа резонансов сдвигается достаточно далеко и связь между резонаторами ослабевает, уменьшается амплитуда  $(-1)$ -й пространственной гармоники и увеличивается засоренность  $\pi$ -вида колебаний нулевой составляющей поля.

Подтвердить вышесказанное можно также примером о росте разделения частот между отсечкой длинноволновой группы резонансов (вид  $\frac{N}{4}$ )

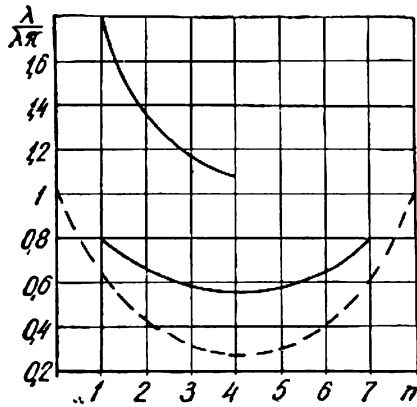


Рис. 2. Спектр частот резонаторного анодного блока.

и  $\pi$ -видом при переходе от резонаторов с круто изменяющейся зависимостью  $Y_r(\omega)$  (щелевые) к резонаторам с пологой кривой  $Y_r(\omega)$  (каплевидные). Разделение частот увеличивается с 10,56% до 32,8% (табл. 1). Кроме того, при стремлении к нулю отношения  $\frac{P_1}{P_2}$  длина волны колебаний  $\pi$ -вида разнорезонаторной системы стремится к длине волны 0-вида колебаний системы из  $\frac{N}{2}$  больших резонаторов.

На основании вышесказанного характер дисперсии разнорезонаторных систем при больших относительных размерах резонаторов можно представить следующим образом. Существуют две независимые полосы прозрачности, определяемые резонансами систем одинаковых  $\frac{N}{2}$  больших и малых резонаторов. В связи с наличием связи между ними усиливается амплитуда  $(-1)$ -й пространственной гармоники,  $\pi$ -вид при этом является длинноволновой отсечкой второй полосы прозрачности систем  $\frac{N}{2}$  больших резонаторов. На рис. 1 и 2 показаны

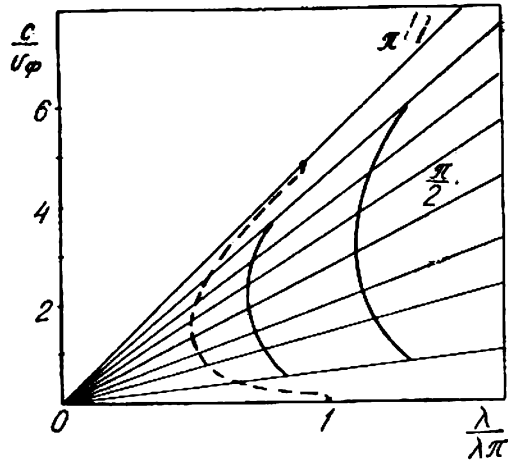


Рис. 1. Дисперсионная характеристика разнорезонаторной замедляющей системы.

дисперсионные характеристики разнорезонаторной замедляющей системы. На рис. 1 — в координатах  $\frac{c}{v_\phi}$ ,  $\frac{\lambda}{\lambda_\pi}$ , принятых при анализе замедляющих систем, а на рис. 3 — в координатах  $\frac{\lambda}{\lambda_\pi}$ ,  $n$ , принятых при исследовании магнетронных блоков. Такие графики наиболее полно отражают действительный характер дисперсии этих систем. Полученные результаты позволяют оценить вероятность возникновения интерференции видов колебаний в разнорезонаторных системах.

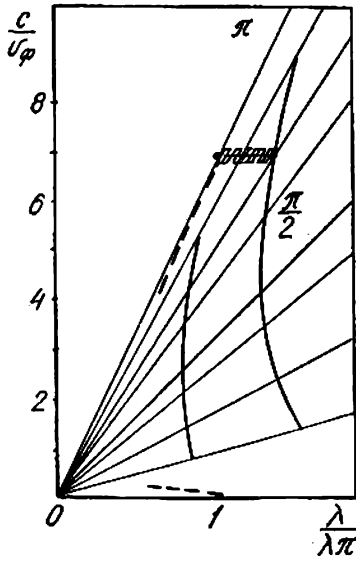


Рис. 3. Дисперсионная характеристика разнорезонаторной замедляющей системы. Случай наличия интерференции видов колебаний (заштрихованная область).

Если же учесть, что при колебаниях произвольных видов с  $\gamma_n = n \pm pN$  замедление равно величине  $\frac{v_n \lambda_n}{2\pi}$ , после некоторых преобразований получаем выражение для минимального рабочего напряжения конкурирующего вида [6]:

$$(U_{\min})_1 = \frac{A}{x} - \frac{B}{(x+k)^2}, \quad (3)$$

где

$$A = \frac{1884H(r_a^2 - r_k^2)}{N\lambda}, \quad B = \frac{8,08 \cdot 10^7 r_a^2}{N^2 \lambda^2},$$

$$y = \frac{21300}{N\lambda H}, \quad x = \frac{2|\gamma_n| \lambda_\pi}{N\lambda\pi}.$$

Величина  $x$  характеризует отношение фазовых скоростей  $\pi$ -вида и «конкурента». Следовательно, в приведенном случае  $x = 1$  и возможно одновременное возбуждение двух видов колебаний.

Поскольку длинноволновый и коротковолновый спектры сдвигаются при изменении размеров резонаторов, возможны случаи, когда замедление  $\frac{c}{v_\phi}$  (или величина  $|\gamma_n| \lambda_\pi = 2\pi \frac{c}{v_\phi}$ , где  $\gamma_n = n + pN$ ,  $p = 0 \pm 1 \dots$ ), соответствующее колебаниям  $\pi$ -вида, совпадает с  $\frac{c}{v_\phi}$  какого-либо вида основных групп резонансов на нулевой или  $(\pm 1)$ -ой пространственных гармониках.

В то же время известно, что в магнетронах, работающих на  $\pi$ -виде:

$$U_{\text{раб}} = \frac{1884H(r_a^2 - r_k^2)}{N\lambda} - \frac{8,08 \cdot 10^7 r_a^2}{N^2 \lambda^2 \left[ 1 + \frac{21300}{N\lambda H} \right]^2} + \left[ \frac{2900I_a N H (r_a - r_k)^4}{\sqrt{U_a} h^2 r_a^4} \right]^{3/2}. \quad (2)$$

Здесь  $r_k$  — радиус катода,  $r_a$  — радиус анода,  $H$  — напряженность магнитного поля,  $h$  — высота анодного блока.

Для обеспечения необходимого разделения по анодному напряжению  $(U_{\min})_{\gamma}$  и  $(U_{\text{раб}})_{\kappa}$  не должны совпадать, т. е. необходимо отличие фазовых скоростей этих волн. Существует минимальная величина  $\Delta \frac{c}{v_{\phi}}$ , определяющая отсутствие интерференции в системе. Она находится из условия неперекрывания напряжений

$$(U_{\min})_{\gamma} \text{ и } (U_{\text{раб}})_{\kappa} \text{ (или } (U_{\min})_{\kappa} \text{ и } (U_{\text{раб}})_{\gamma}\text{), где } (U_{\text{раб}})_{\kappa} = \frac{A}{x}.$$

При выполнении полученных условий о разделении по анодному напряжению и по величине замедлений интерференция видов колебаний будет отсутствовать. Этот вывод справедлив при любом соотношении размеров больших и малых резонаторов, а также при любом числе резонаторов в системе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Магнетроны сантиметрового диапазона, т. I, пер. с англ. под ред. С. А. Зусмановского, М., Изд-во «Сов. радио», 1950.
2. A. Lines, G. Nikoll, M. Woodward. Some properties of waveguides with periodic structure. Proc. IEE, 1950, July, vol. 97, Part III, № 48, p. 283.
3. А. И. Терещенко, А. Г. Шейн. Исследование анодных блоков магнетронного типа с резонаторами каплевидной формы поперечного сечения. Изв. вузов, МВССО — «Радиофизика», V, 2, 311, 1962.
4. А. И. Терещенко, А. Г. Шейн. Анодный ток магнетронного типа с резонаторами эллиптической формы поперечного сечения. Изв. вузов «Радиофизика», VI, 1, 106, 1963.
5. В. Ф. Коваленко, Введение в электронику сверхвысоких частот, изд. 2-е, М., Изд-во «Сов. радио», 1955.
6. Э. Д. Шлифер. Расчет многорезонаторного магнетрона, М., Изд-во МЭИ, 1960.