

РАСЧЕТ СПЕКТРА ЧАСТОТ РЕЗОНАТОРНОЙ СИСТЕМЫ КОАКСИАЛЬНОГО ОБРАЩЕННОГО МАГНЕТРОНА*

А. Е. Зайцев

Харьков

Многорезонаторный магнетрон благодаря способности генерировать большие мощности с высоким к. п. д., простоте конструкции, сравнительно малому весу и низкому анодному напряжению является одним из наиболее распространенных генераторов сверхвысокочастотных колебаний. Однако при работе магнетрона в миллиметровой и коротковолновой частях сантиметрового диапазона длин волн происходит резкое снижение генерируемой мощности и к. п. д. из-за уменьшения общих размеров резонаторной системы, пространства взаимодействия и катода.

Уменьшение размеров приводит не только к тяжелым условиям работы катода, но и к ухудшению теплового режима прибора в целом. В связи с этим получение больших выходных мощностей с помощью магнетронов классической конструкции весьма затруднительно. Увеличение же числа резонаторов анодного блока с целью облегчения режима магнетрона приводит к значительным трудностям, связанным с уменьшением разделения частот π -вида и ближайших видов колебаний и с увеличением общего числа дуплетных видов, не связанных с нагрузкой. Затрудняется также механическая перестройка прибора [5]. Попытки удовлетворить повышенным требованиям, предъявляемым к радиотехническим устройствам по выходной мощности, стабильности и возможности перестройки привели в последние годы к созданию коаксиальных магнетронов обращенной и необращенной конструкции [1, 2, 3, 4].

Резонаторная система этих приборов включает в себя высокооборотный стабилизирующий резонатор, симметрично нагруженный на анодный блок посредством щелей связи. Конструкция и принцип работы коаксиальных магнетронов (под коаксиальными подразумеваются и коаксиальные обращенные магнетроны) и спектр видов колебаний их резонаторных систем описаны в работах [1, 4, 5, 6], из которых следует, что стабилизированные виды колебаний в пространстве взаимодействия определяют в основном спектр стабилизирующего резонатора.

Это обстоятельство дает возможность с помощью фильтров типов волн [7, 8] селективно подавлять нежелательные виды колебаний резонатора: H_{121} , H_{311} в коаксиальном и H_{211} , H_{311} в цилиндрическом резонаторах. Фильтры не искажают рабочий вид H_{011} вследствие специфической структуры его поля, что обеспечивает возбуждение колебаний π -вида в пространстве взаимодействия независимо от числа резонаторов в анодном блоке.

* Содержание работы доложено на IV научно-технической конференции ХИГМАВТа в 1966 г.

Другими нежелательными видами колебаний могут быть: резонансы, принадлежащие самой замедляющей системе, слабо связанной со стабилизирующим резонатором (щелевые и другие виды колебаний), резонансы, возникающие в элементах перестройки, и циклотронный резонанс [6]. Так как отбор энергии в приборах такого типа осуществляется из стабилизирующего резонатора, то ненагруженный щелевой π -вид (если не приняты специальные меры для его подавления) при определенных условиях работы может возникнуть быстрее, чем стабилизируемый π -вид, мешая нормальной работе прибора.

Для подавления щелевого вида у концов щелей связи располагаются кольца из поглощающего материала [6], выбираются различные размеры соседних щелей связи или щели с одинаковыми размерами объединяются в группы [9]. При этом каждая группа щелей имеет свою частоту, что ослабляет общий щелевой вид колебаний. Протяженность группы щелей должна быть такой, чтобы исключалась связь с ближайшей группой щелей таких же размеров. Тогда влияние на

электронный поток одной группы щелей будет подавляться действием другой. Изменение резонансной частоты отдельных групп должно происходить за счет вариации ширины щелей, а не их высоты.

Размеры стабилизирующего резонатора, щелей связи и резонаторов замедляющей системы, а также их число определяют спектр частот, коэффициент стабилизации, характеристическую проводимость, диапазон перестройки и другие параметры резонаторной системы коаксиальных магнетронов. Поэтому в зависимости от конкретных требований, предъявляемых к приборам, геометрия резонаторных систем выбирается различной.

Следовательно, при конструировании коаксиальных магнетронов и исследовании влияния геометрии резонаторной системы на ее характеристики необходимо производить расчет спектра частот стабилизированных видов колебаний, частот щелевых видов колебаний, а также дисперсии анодного блока. Точный расчет в этом случае невозможен из-за сложных граничных условий, при которых должно решаться волновое уравнение. Поэтому при решении задачи о спектре частот коаксиального обращенного магнетрона, поперечное сечение которого показано на рис. 1, были введены следующие упрощающие предположения.

Считалось, что проводимость металлических поверхностей является идеальной; щели связи прорезаны по всей длине стабилизирующего резонатора; закорачивающие поршни в стабилизирующем резонаторе перемещаются симметрично; электрическое поле на всех щелях имеет лишь E_φ составляющую, при этом на границе резонаторы — пространство взаимодействия $E_\varphi(z) = \text{const}$. Влияние торцевых поверхностей не учитывается. При выводе дисперсионного уравнения использовался метод согласования проводимостей [10].

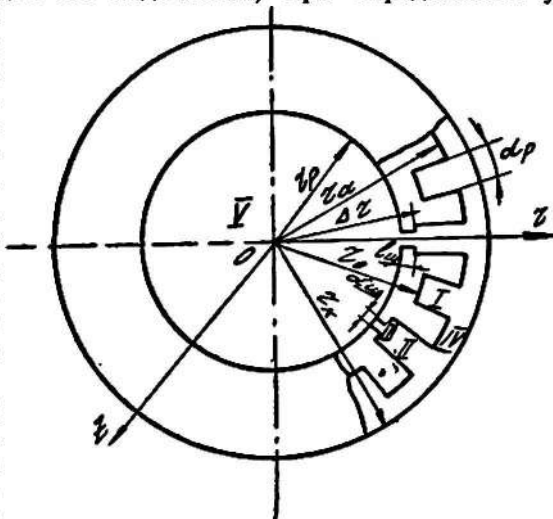


Рис. 1.

Поперечное сечение прибора разбивалось на ряд простейших областей (I — малый несвязанный резонатор; II — большой связанный резонатор; III — щель связи; IV — пространство взаимодействия; V — стабилизирующий резонатор), в которых решалось волновое уравнение с соответствующими граничными условиями. Поле на щелях связи стабилизирующего резонатора выбиралось в виде

$$E_{\varphi}(r_p, \varphi, z) = E \sin k_z \left(z + \frac{L}{2} \right) e^{i \frac{2\pi p}{N} \varphi},$$

где

N — число резонаторов анодного блока;

$$k_z = \frac{\alpha \pi}{L}, \quad \alpha = 1, 2, \dots;$$

L — длина стабилизирующего резонатора;

$q = 0, 1, 2, \dots, \frac{N}{2} - 1$ — номер щели связи;

$p = 0, 1, 2, \dots$ — количество вариаций поля E_{φ} по углу φ в стабилизирующем резонаторе.

Так как высота анодного блока в приборах такого типа меньше $\frac{\lambda}{4}$, а длина щели связи равна $\approx \frac{\lambda_b}{2}$, то, усредняя электрическое поле по высоте замедляющей системы, как и в работе [11], и воспользовавшись известным определением входной проводимости [10]

$$Y = \frac{\int E_{\varphi}^* H_z ds}{\left| \int E_{\varphi} dl \right|^2},$$

получаем следующее выражение для проводимости щели, на которую нагружен большой резонатор:

$$Y_c = j \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{k_c}{k} \frac{Nl}{8\pi r_p} \left(\frac{k_z l}{\sin k_z \frac{l}{2}} \right)^2 \left(1 + \frac{\sin k_z l}{k_z l} \right) \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \frac{I_{\nu}(k_c r_p)}{I_{\nu}(k_c r_p)} \left(\frac{\sin \nu \psi}{\nu \psi} \right)^2, \quad (1)$$

где

$$k_c = \sqrt{k^2 - k_z^2}; \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}; \quad \nu = p + \tau_1 \frac{N}{2};$$

λ — длина волны в свободном пространстве;

r_p — радиус резонатора;

l — высота анодного блока;

2ψ — центральный угол, под которым щель связи видна из центра системы.

Из выражения (1) видно, что проводимость Y_c зависит от вида колебаний в стабилизирующем резонаторе. Так как Y_c , трансформированное щелью, нагружает большие резонаторы, то анодный блок становится аналогичным разнорезонаторному, для которого уравнение резонанса имеет следующий вид [10]:

$$\left[\frac{Y_n + Y \left(\frac{N}{2} - n \right)}{2} + Y_{r_1} \right] \left[\frac{Y_n + Y \left(\frac{N}{2} - n \right)}{2} + Y_{r_1} \right] = \left[\frac{Y_n + Y \left(\frac{N}{2} - n \right)}{2} \right]^2, \quad (2)$$

где

$$Y_n = j \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{Nl}{2\pi r_a} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{Z_\gamma(kr_a)}{Z'_\gamma(kr_a)} \left(\frac{\sin \gamma \theta}{\gamma \theta} \right)^2 \quad (3)$$

и

$$Y_{\left(\frac{N}{2}-n\right)} = j \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{Nl}{2\pi r_a} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{Z_{\gamma'}(kr_a)}{Z'_{\gamma'}(kr_a)} \left(\frac{\sin \gamma' \theta}{\gamma' \theta} \right)^2$$

— проводимости пространства взаимодействия симметричного анодного блока с числом резонаторов N на колебаниях видов n и $\left(\frac{N}{2}-n\right)$ соответственно, 2θ — угловой размер щелевых резонаторов в анодном блоке,

$$\begin{aligned} Z_\gamma(kr_a) &= J_\gamma(kr_a) - \frac{J'_\gamma(kr_c)}{N'_\gamma(kr_c)} N_\gamma(kr_a); \\ Z_{\gamma'}(kr_a) &= J_{\gamma'}(kr_a) - \frac{J'_{\gamma'}(kr_c)}{N'_{\gamma'}(kr_c)} N_{\gamma'}(kr_a); \\ \gamma &= n + mN; \\ \gamma' &= \left(\frac{N}{2}-n\right) + mN; \\ m &= 0; 1; 2 \dots \end{aligned} \quad (4)$$

r_a и r_c — радиусы анода и катода соответственно;

$$Y_{r_0} = -j \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{l}{d_p} \operatorname{ctg} k(r_a - r_0) \quad (5)$$

— проводимость малого резонатора;

$l_0 = r_a - r_0$ — его длина;

$$Y_{r_m} = j \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{l}{d_p} \frac{\operatorname{tg} k(r_a - \Delta r) + \frac{Y_{r_m}}{(jl|d_p) \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}}}{1 - \frac{Y_{r_m}}{(jl|d_p) \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}} \operatorname{tg} k(r_a - \Delta r)} \quad (6)$$

— проводимость большого резонатора у пространства взаимодействия, которая является результатом трансформации Y_c длинной линией, образованной его стенками и стенками щели;

d_p — ширина щелевых резонаторов.

$$Y_{r_m} = j \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{l}{d_{щ}} \frac{\operatorname{tg} k(\Delta r - r_p) + \frac{Y_c}{(jl|d_m) \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}}}{1 - \frac{Y_c}{(jl|d_m) \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}} \operatorname{tg} k(\Delta r - r_p)} \quad (7)$$

Здесь $d_{щ}$ — ширина щели связи;

$l_m = (\Delta r - r_p)$ — ее радиальная длина (см. рис. 1).

При записи выражения для $Y_{r_{\text{ш}}}$ предполагалось, что продольная составляющая магнитного поля стабилизирующего резонатора, провисая в щель связи, слабо искривляется и поэтому с некоторым приближением поля в ней можно считать поперечными.

Частоты колебаний π -вида ($n=0$) и двух ближайших видов ($n=2$ и $n=3$), соответствующих колебаниям $H_{011}(p=0)$, $H_{211}(p=2)$ и $H_{311}(p=3)$ в стабилизирующем резонаторе, были рассчитаны на ЭВМ «Урал-2».

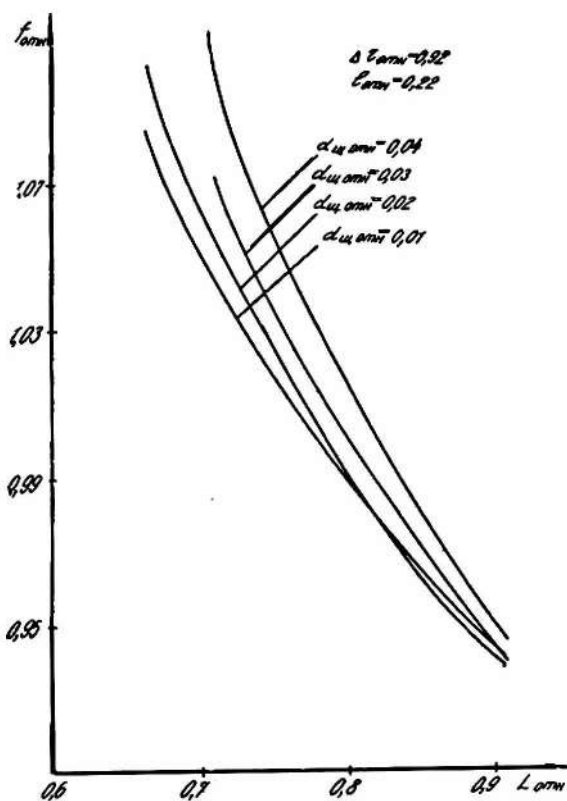


Рис. 2.

При этом в выражениях (1) и (3) учитывалось семь пространственных гармоник, а уравнение (2) рассчитывалось с точностью $\epsilon \leq 0,001$. Результаты расчета при $n=0$ для различной ширины щели $d_{\text{щ.отн}}$ (при $l_{\text{ш}} = \text{const}$) и ее длины $l_{\text{ш}}$ (при r_p и $d_{\text{щ}} = \text{const}$), а также для различных длин малых резонаторов $l_{\text{отн}}$ (при $l_{\text{щ}}$ и $d_{\text{щ}} = \text{const}$) в виде графиков зависимости $f_{\text{отн}}$ от $L_{\text{отн}}$ приведены на рис. 2, 3, 4.

Анализ полученных результатов показывает, что резонансные значения частот всей системы на колебаниях π -вида незначительно отличаются от частот невозмущенного стабилизирующего резонатора во всем диапазоне перестройки. Увеличение ширины щели связи (см. рис. 2)

приводит к небольшому уменьшению перестройки. Однако при этом появляется дополнительный слабо перестраиваемый корень уравнения (2), частота которого приближается к верхнему участку диапазона перестройки. При вариации длины несвязанного резонатора (см. рис. 4) наибольший диапазон перестройки при соответствующих $L_{\text{отн}}$ получался в том случае ($l_{\text{отн}} = 0,18$), когда частота колебаний π -вида анодного блока была выше частот колебаний H_{011} стабилизирующего резонатора. Этот факт хорошо согласуется с результатами работы [9]. При длине $l_{\text{отн}} \approx 0,25 l_{\text{св.р.отн}}$ появлялась вторая группа резонансов (см. рис. 4), частоты которой приближаются к частотам первой группы при уменьшении $L_{\text{отн}}$. Характер изменения частот колебаний для $n=2$ и $n=3$ при изменении длины $L_{\text{отн}}$ также близок к частотам невозмущенного стабилизирующего резонатора на колебаниях H_{211} и H_{311} соответственно.

Хотя вариация указанных выше размеров не приводит к существенному изменению резонансных частот колебаний π -вида, однако величины входных проводимостей резонаторов Y_{r_1} , Y_{r_2} , проводимостей пространства взаимодействия, а также характер их изменения в диапазоне рабочих частот в этих случаях различны. Это указывает на возможность

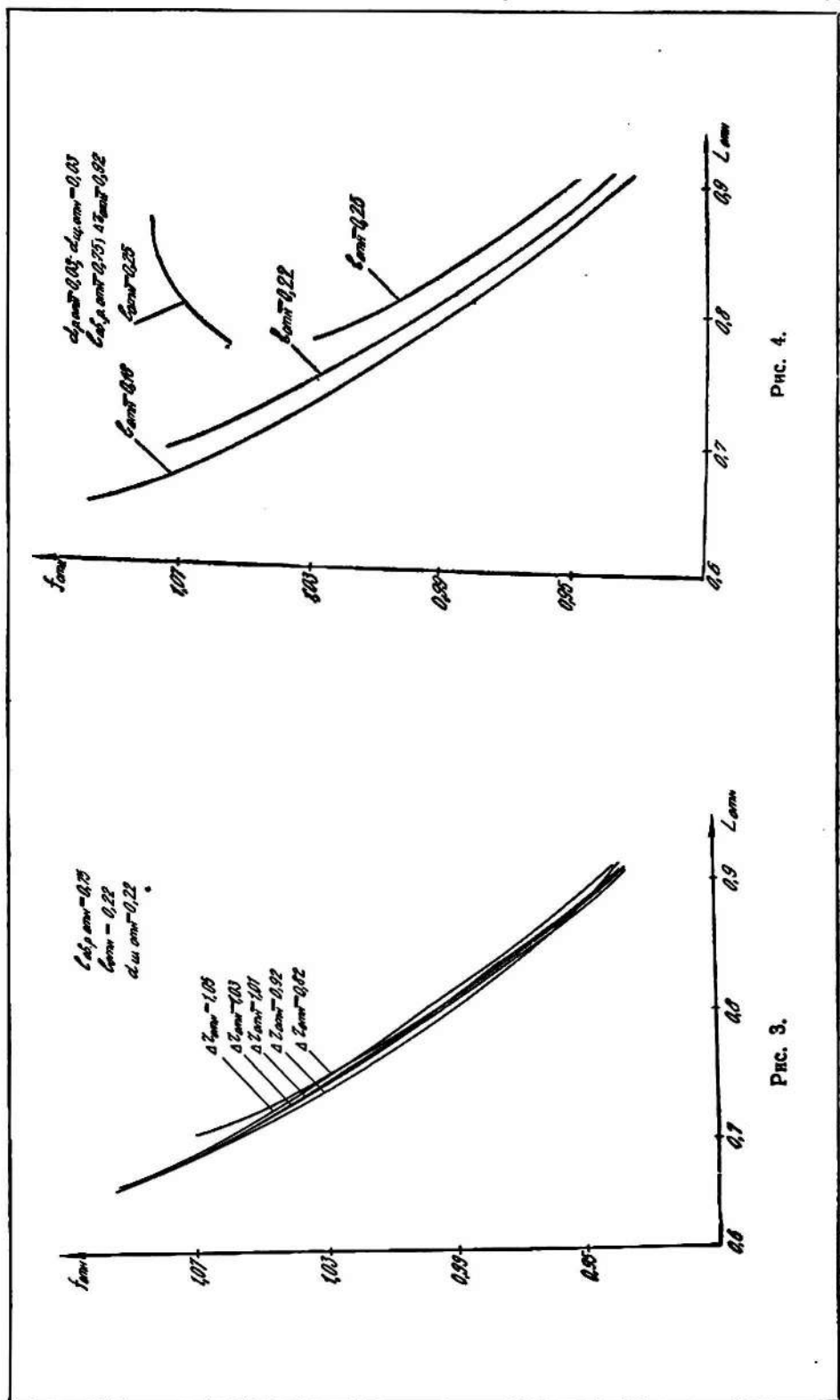


Рис. 4.

Рис. 3.

изменения характеристической проводимости [10]

$$Y_x = \frac{k_1}{2} \left(\frac{\partial Y_{\Sigma_1}}{\partial k} \right)_{Y_{\Sigma_1} = 0}$$

и относительного коэффициента стабилизации резонаторной системы [5]:

$$S_{\text{отн}} = \frac{\left(\frac{\partial Y_{\Sigma_1}}{\partial k} \right)_{k = k_1}}{2 \left(\frac{\partial Y_{\Sigma_2}}{\partial k} \right)_{k = k_2}}$$

Здесь Y_{Σ_1} — суммарная проводимость резонаторной системы коаксиального магнетрона;

$k_1 = \frac{2\pi}{c} f_1$ — величина, пропорциональная ее резонансной частоте f_1 ;

Y_{Σ_2} — суммарная проводимость анодного блока;

k_2 — его резонансная частота на соответствующем виде колебаний.

Известно [10], что скорость нарастания колебаний обратно пропорциональна степени стабилизации соответствующего вида. Таким образом, вариация размеров дает возможность управлять скоростью нарастания того или иного вида, включая и щелевой. Последний, как показано в работах [6, 9], обусловлен накоплением энергии в щелях связи и слабо связан со стабилизирующим резонатором. Поэтому с достаточной для практики степенью точности его частота может быть определена как частота колебаний π -вида разнорезонаторной системы, полученной нагружением больших резонаторов на проводимость щели связи, которая рассматривается как запредельный участок волновода.

Спектр частот, принадлежащих анодному блоку, может быть рассчитан при закорачивании больших резонаторов на расстоянии $r = \Delta r$ ($Y_{r, \text{ш}} = \infty$). Уравнение (2) позволяет рассчитывать спектр частот коаксиального магнетрона и в том случае, когда анодный блок работает на второй группе резонансов, т. е. когда длины большого и малого резонаторов отличаются на $\frac{\lambda}{2}$. Такие конструкции [12] дают возможность максимально приблизить трубки с охлаждающей жидкостью к ламелям анодного блока.

Следует отметить, что спектр частот анодного блока и частота колебаний щелевого вида были получены по программе, составленной для расчета стабилизированного спектра резонаторной системы, путем внесения с пульта ЭВМ небольшого числа команд, для изменения общей программы.

Поскольку в коаксиальном обращенном магнетроне число резонаторов весьма велико, а радиусы анода и катода имеют значительные размеры, то для расчета отношений $\frac{J_1(x)}{J_1'(x)}$ и $\frac{Z_1(x_1)}{Z_1'(x_1)}$ при больших порядках

γ функций Бесселя приходилось пользоваться следующими выражениями:

$$\frac{J_1(x)}{J_1'(x)} = \frac{2x\mu^2}{x^2 + 2\mu^2}; \quad \frac{Z_1(x_1)}{Z_1'(x_1)} = \frac{e^{\alpha_1 x_2} - e^{\alpha_2 \xi_2}}{e^{\alpha_1 x_2 \xi_1} - e^{\alpha_2 x_1 \xi_2}}$$

$$x_i = \frac{x_i^2 + 2\mu_i^2}{2\mu_i x_i}; \quad \xi_i = \frac{x_i^2 - 2\mu_i^2}{2\mu_i x_i}; \quad i = 1; 2.$$

$$x_1 = kr_a; \quad x_2 = kr_k; \quad \alpha_1 = \mu_2 - \mu_1 + \beta_1 - \beta_2;$$

$$\beta_i = \frac{\gamma}{2} \ln \frac{\gamma + \mu_i}{\gamma - \mu_i};$$

$$\alpha_2 = \mu_1 - \mu_2 - \beta_1 + \beta_2.$$

$$\mu_i = \sqrt{\gamma^2 - x_i^2}$$

Эти выражения были получены с помощью аппроксимаций для соответствующих функций, приведенных в работе [13].

Если необходимо увеличить число резонаторов анода при сохранении высокой добротности стабилизирующего резонатора, то между двумя связанными резонаторами располагается несколько несвязанных. В этом случае спектр частот резонаторной системы может быть рассчитан следующим образом. Поперечное сечение системы (см. рис. 5) разбивается на ряд периодов $\alpha = \frac{N}{g}$ с

номерами $\alpha = 0, 1, 2 \dots \frac{N}{g} - 1$. Каждый период содержит g резонаторов с номерами $\beta = 0, 1, 2 \dots g - 1$. При этом допускается, что несвязанные резонаторы могут

иметь различную форму и размеры. Как и в предыдущем случае, предполагается, что E_φ — составляющая электрического поля равна нулю на металлических поверхностях катода и анода и постоянна в отверстии каждого резонатора анода на границе резонатор — пространство взаимодействия, т. е.

$$E_\varphi(r_k \varphi) = 0;$$

$$E_\varphi(r_a, \varphi) = E_q \text{ при } \left(\frac{2\pi q}{N} - \theta_q \right) \leq \varphi \leq \left(\frac{2\pi}{N} q + \theta_q \right) \quad (8)$$

и $E_\varphi(r_a \varphi) = 0$ для остальных значений углов.

Здесь $q = 0, 1, 2 \dots N - 1$ — номера резонаторов. В этом случае, как показано в работе [14], поля от периода к периоду будут отличаться только постоянным фазовым множителем. Поэтому

$$E_{q+\alpha g} = E_q e^{i\Gamma \alpha}.$$

Для обеспечения однозначности необходимо, чтобы $\frac{N}{g} \Gamma = 2\pi n$ (n — любое целое число).

Тогда $\Gamma = \frac{2\pi n}{N} g$ и E_q можно записать в виде

$$E_q = E_\beta e^{j \frac{2\pi n}{N} q},$$

так как $q = \beta + \alpha g$.

Таким образом, поле на соседних щелях периода может иметь не только различные фазы колебаний, но и различные амплитуды. Удовлет-

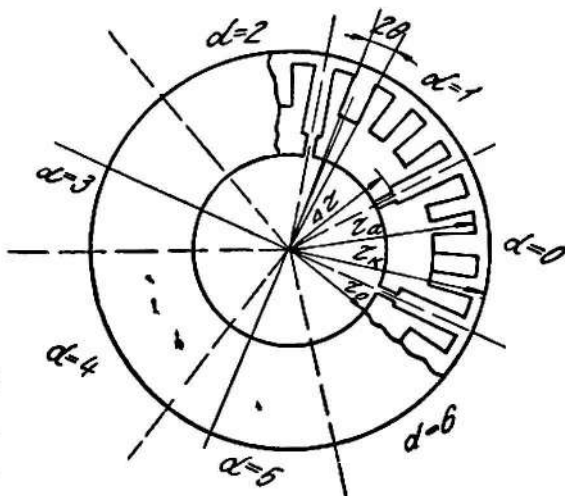


Рис. 5.

воря граничным условиям на поверхности катода и применяя метод Фурье, можно найти следующие выражения для составляющих полей в пространстве взаимодействия:

$$E_{\varphi} = j \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \sum_{\gamma=-\infty}^{\infty} C_{\gamma} Z'_{\gamma}(kr) e^{i\gamma\varphi}; \quad (9)$$

$$H_z = \sum_{\gamma=-\infty}^{\infty} C_{\gamma} Z_{\gamma}(kr) e^{i\gamma\varphi}.$$

Постоянные разложения C_{γ} определяем из граничных условий (8), используя ортогональность функций $e^{i\gamma\varphi}$:

$$C_{\gamma} = -j \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{N}{\pi g Z'_{\gamma}(kr_a)} \sum_{\beta=0}^{g-1} \theta_{\beta} E_{\beta} \left(\frac{\sin \gamma \theta_{\beta}}{\gamma \theta_{\beta}} \right) e^{-j \frac{2\pi m}{g} \beta}$$

$$\text{для } \gamma = n + m \frac{N}{g};$$

$$\text{и } C_{\gamma} = 0 \text{ для } \gamma \neq n + m \frac{N}{g}.$$

Подставив C_{γ} в (9), получим

$$H_z(r, \varphi) = -j \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{N}{\pi g} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{Z_{\gamma}(kr)}{Z'_{\gamma}(kr_a)} \sum_{\beta=0}^{g-1} E_{\beta} \left(\frac{\sin \gamma \theta_{\beta}}{\gamma} \right) e^{-j \frac{2\pi m}{g} \beta} e^{i\gamma\varphi} \quad (10)$$

$$E_{\varphi}(r, \varphi) = \frac{N}{\pi g} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{Z'_{\gamma}(kr)}{Z'_{\gamma}(kr_a)} \sum_{\beta=0}^{g-1} \left(\frac{\sin \gamma \theta_{\beta}}{\gamma} \right) E_{\beta} e^{-j \frac{2\pi m}{g} \beta} e^{i\gamma\varphi}.$$

Используя выражение (10) и известную формулу для входной проводимости пространства взаимодействия у щели разнорезонаторного магнетрона [10]

$$Y^{(q)} = \frac{\frac{2\pi}{N} q + \theta_q}{4r_a \theta_q E_q},$$

можно получить выражение для этой же проводимости, но для анодного блока с любым числом резонаторов в периоде

$$Y^{(q)} = j \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{IN}{2\pi r_a} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{Z_{\gamma}(kr_a)}{Z'_{\gamma}(kr_a)} \frac{\sum_{\beta=0}^{g-1} \left(\frac{\sin \gamma \theta_{\beta}}{\gamma \theta_{\beta}} \right) \left(\frac{\sin \gamma \theta_q}{\gamma \theta_q} \right) E_{\beta} e^{j \frac{2\pi m}{g} (q-\beta)}}{E_{\beta}^{(q)}}, \quad (11)$$

где $E_{\beta}^{(q)}$ — амплитуда поля щели, на которой определяется проводимость $Y^{(q)}$.

Неизвестные амплитуды E_{β} , стоящие под знаком суммы в выражении (11), и частоты видов колебаний определяются из условия согласования входных проводимостей резонаторов и соответствующих входных проводимостей пространства взаимодействия

$$\sum_{\beta=0}^{g-1} (Y^{(q)} + Y_{r_q}) = 0. \quad (12)$$

Поскольку поля от периода к периоду отличаются только постоянным фазовым сдвигом, то условие (12) на щелях других периодов выполняется автоматически. Выражения для расчета входных проводимостей несвязанных резонаторов различной формы приведены в работе [10]. Проводимость же связанного резонатора определяется как и в предыдущем случае, по формуле (6). Обозначив

$$\alpha_{\beta q}(n) = \frac{Nl}{2\pi r_a g} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{Z_1(kr_a) \left(\frac{\sin \gamma^{\beta q}}{\gamma^{\beta q}}\right) \left(\frac{\sin \gamma^{\theta q}}{\gamma^{\theta q}}\right) e^{i \frac{2\pi m}{g}(q-\beta)}}{Z_1(kr_a) \left(\frac{\sin \gamma^{\beta q}}{\gamma^{\beta q}}\right) \left(\frac{\sin \gamma^{\theta q}}{\gamma^{\theta q}}\right)},$$

можно переписать уравнение резонанса (12) в следующем виде:

$$\sum_{\beta=0}^{g-1} [E_{\beta} \alpha_{\beta q}(n) + Y_{r_q} E_{\beta}^{(q)}] = 0. \quad (13)$$

Таким образом, выражение (13) представляет собой систему g линейных однородных уравнений с g неизвестными амплитудами E_{β} . Нетривиальное решение получаем в том случае, когда определитель системы равен нулю. Не уменьшая общности, можно считать, что условие резонанса (13) рассматривается для периода α с нулевым номером. Тогда, обозначив $q = \beta + \alpha g$ через x , чтобы отличить эту величину от индекса суммирования, перепишем (13) так:

$$\sum_{\beta=0}^{g-1} [E_{\beta} \alpha_{\beta x}(n) + Y_{r_x} E_x] = 0. \quad (14)$$

Определитель системы уравнений (14), составленный из коэффициентов при неизвестных амплитудах имеет вид:

$$\begin{vmatrix} \alpha_{00} + Y_{r_0} \alpha_{10} & \dots & \alpha_{g-1,0} \\ \alpha_{01} & \alpha_{11} + Y_{r_1} & \dots & \alpha_{g-1,1} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \alpha_{0,g-1} & \alpha_{1,g-1} & \dots & \alpha_{g-1,g-1} + Y_{r_{g-1}} \end{vmatrix} \quad (15)$$

Так как элементы определителя являются функциями частоты и номеров видов колебаний (n и p), то (15) позволяет рассчитать спектр частот резонаторной системы коаксиального обращенного магнетрона в зависимости от вида колебаний в стабилизирующем резонаторе. После определения резонансных частот из уравнения (14) могут быть найдены неизвестные амплитуды E_{β} по отношению к амплитуде E_x . Затем по формуле (11) можно определить входные проводимости $Y^{(q)}$.

Частоты щелевого вида и видов колебаний, принадлежащих анодному блоку, также могут быть рассчитаны по определителю (15) при соответствующих изменениях в выражении для проводимости связанного резонатора, о которых говорилось при рассмотрении резонаторной системы коаксиального обращенного магнетрона с поочередно связанными резонаторами анодного блока. Следует отметить ряд интересных свойств выражения (14). Легко показать [14], что его определитель (15) действителен для всех величин $k = \frac{\omega}{c}$. Поэтому замена n на $-n$ и n на $n + m \frac{N}{g}$ (m — любое целое число) не изменяет определителя. Следовательно, все возможные значения корней уравнения (14) могут быть получены при выборе величины n в пределах от нуля до $\frac{N}{2g}$, т. е. $n = 0, 1, 2 \dots \frac{N}{2g}$ (или $\frac{N-g}{2g}$, если $\frac{N}{2g}$ не целое число). Если число резонаторов в периоде $g = 2$, то (15) переходит в уравнение разнорезонаторной системы.

Сравнение теоретических и экспериментальных данных показывает, что их расхождение во всем диапазоне перестройки не превышает 3%. Это свидетельствует о том, что метод согласования проводимостей может успешно применяться для расчета сложных колебательных систем коаксиальных и коаксиальных обращенных магнетронов. Недостатком метода является то, что уравнения резонанса (2) и (15) имеют корни и в том случае, когда виду колебаний в стабилизирующем резонаторе не ставится в соответствие вид колебаний в пространстве взаимодействия.

В заключение автор выражает благодарность Г. Е. Бабиченко и В. П. Степанову, выполнившим большой объем вычислений.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. M. Olson. Coaxial magnetron a new microwave power source. *Electronich*, 1961, v. 34, № 45.
2. SFD 303 A CEM — Coaxial magnetron. *Microwave Journal*, 1962, v. 5, № 12.
3. SFD3011CEM — Coaxial inverted magnetron, *Microwave*, 1963, v. 4, № 8.
4. La Plante R., Coaxial magnetrons a new class of tubes, *Electronic Industries*, 1963, v. 22, № 1.
5. Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями. Изд-во ИЛ, 1961, т. 2.
6. Gohn Symes. Spurious modes in coaxial magnetrons. *Microwave tubes, Proceedings of the Internat. Congress on microwave tubes, Paris, 1964.*
7. Патент США № 323781, 1966 г.
8. Кэнлиф, Гулд. Эхо-резонаторы с высокой добротностью, «Радиотехника и электроника за рубежом», 1959, № 4.
9. Патент США № 303404, кл. 315—3977.
10. Дж. Колина. Магнетроны сантиметрового диапазона, ч. 1. Изд-во «Сов. радио», 1950.
11. Л. И. Коротун. Анодный блок коаксиального магнетрона, «Известия вузов, Радиотехника», т. VIII, № 4, 1965.
12. Патент Франции № 1284341, кл. HOIj.
13. М. А. Лаврентьев и Б. В. Шабат. Методы теории функций комплексного переменного, Физматгиз, 1958.
14. N. M. Kroll and W. E. Lamb, Jr. The Resonant Modes of the Rising sun and Other Unstrapped Magnetron Anode Block. *Journal of App. Ph.*, 1948, v. 19, № 12.