

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕЗОНАНСНОЙ СИСТЕМЫ КОАКСИАЛЬНОГО МАГНЕТРОНА (ТЕМ)

Одним из вариантов большого множества конструкций коаксиальных магнетронов (КМ) сантиметрового диапазона является магнетрон, в котором для стабилизации в качестве рабочего вида используется основной $ТЕМ_{001}$ тип колебаний электромагнитного поля коаксиального резонатора. Конструктивной особенностью такого прибора является непосредственный переход петли связи, с помощью которой возбуждается поле в резонаторе, в ламель анодной замедляющей системы (АЗС) через резонансное окно на внутренней стенке коаксиального резонатора, как показано на рис. 1 (точнее, каждая вторая ламель АЗС переходит в петлю связи).

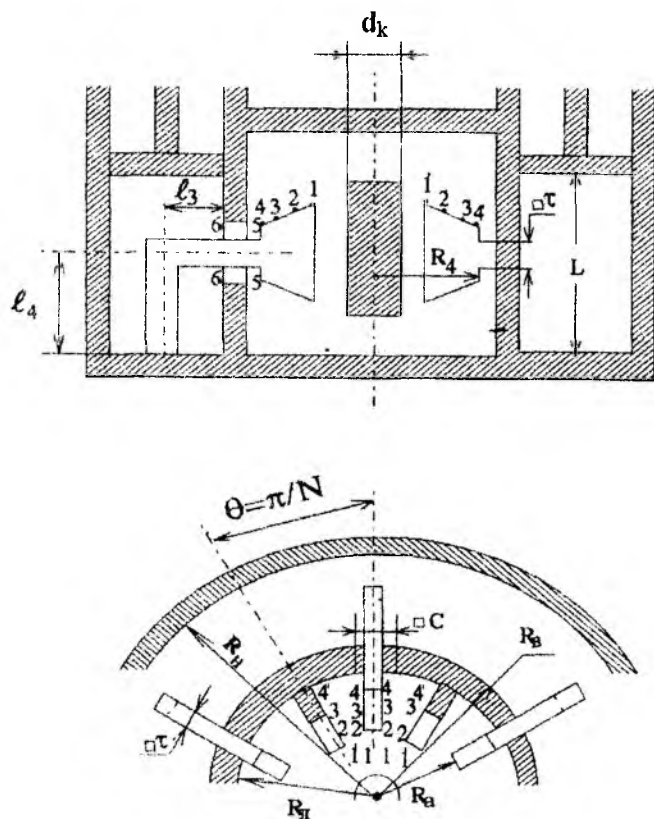


Рис. 1

Этим самым одновременно производится передача энергии от анодного блока магнетрона к резонатору за счет индуктивной связи петли с магнитным полем резонатора и осуществляется отрицательно-обратная связь по току, стабилизирующая частоту колебаний поля АЗС. При этом наиболее эффективно передается энергия только от вида колебания поля замедляющей системы с номером $n = N/2$, т.е. π – вид. При любом другом виде колебаний с $n \neq N/2$ часть петель связи будет включена противофазно по отношению к азимутальному магнитному полю резонатора, что приведет к уменьшению амплитуды колебаний данного типа. Следует отметить, что в самом коаксиальном резонаторе возбуждается множество различных типов колебаний, от расстановки которых зависят спектральные и шумовые характеристики магнетрона. Однако на первом этапе анализа колебательной системы КМ(ТЕМ) следует ограничиться предположением, что электромагнитное поле в резонаторе является суперпозицией

только одних $ТЕМ_{00p}$ – типов колебаний. В принципе это возможно лишь когда в анодной замедляющей системе существуют колебания π – вида. Воспользуемся общепринятой методикой расчета [2,5] и представим сложную резонансную систему коаксиального магнетрона эквивалентной схемой параллельного колебательного контура с известными критериями: равенство резонансных частот при условии инвариантности частотной характеристики относительно плоскости эквивалентного представления и прохождения частотной зависимости реактивной проводимости через ноль (условие резонанса) с близкими к линейному закону [1,2]. Полагаем также, что активных потерь в контуре нет. Исходя из этого, получим исходные соотношения для расчета кривых перестройки магнетрона $f(L)$, коэффициентов стабилизации $S(f)$ и характеристической проводимости колебательной системы $Y_c(L)$.

1. Методика расчета электродинамических характеристик резонаторной системы КМ(ТЕМ)

Если ограничиться предположением, что в коаксиальном резонаторе существуют колебания $ТЕМ_{00p}$ – типа, а в анодной замедляющей системе поле соответствует π – виду колебаний, то с учетом теоремы Флоке для анализа достаточно выделить один период замедляющей системы, потому

что АЗС является фактически одноступенчатой, так как каждый резонатор связан через окно со стабилизирующим резонатором. Однако на первом этапе анализа для построения эквивалентной схемы выделим два периода АЗС, симметричных относительно центра ламели, переходящей в петлю связи. Построение эквивалентной схемы из отрезков длинных линий начнем с представления резонансного окна, через которое проходит ножка ламели АЗС, коаксиальной линией квадратного сечения длиной $t_s = R_B - R_{JI}$. Волновая проводимость Y_{65}^o такой коаксиальной линии может быть определена согласно работе [3] с помощью соотношения, которое в наших обозначениях (см.рис.1 и рис.4) принимает вид:

$$Y_{65}^o = \frac{0.297 + 0.727 * (\tau/c)}{47/986 * (1 - \tau/c)}$$

В этом случае, как следует из рис. 1, со стороны резонатора к коаксиальной линии подключена проводимость петли связи Y_{PC} , а с другой стороны (в силу симметрии поля в соседних резонаторах АЗС) к этой линии подключены параллельно два резонатора АЗС, которые в свою очередь также могут быть представлены в виде отрезков последовательно соединенных длинных линий (так как ламели имеют различную аксиальную длину вдоль радиуса), нагруженных на другом конце на проводимости пространства взаимодействия Y_n и Y_n^* (для π -вида колебаний $Y_n = Y_n^*$). Входные проводимости резонаторов со стороны коаксиальной линии равны друг другу опять-таки в силу симметрии поля π -вида колебаний в соседних резонаторах. Такая замена реальной колебательной системы КМ(ТЕМ) эквивалентной схемой представлена на рис. 2, б. Тогда, пересчитав проводимость отрезков длинных линий с нагрузками к плоскости эквивалентного представления относительно зажимов 5-5', можно рассчитать резонансные частоты, кривые перестройки и значения коэффициентов стабилизации (в силу инвариантности этих характеристик относительно плоскости эквивалентного представления). Однако, если использовать результаты электродинамического анализа для математического моделирования процессов взаимодействия в магнетроне с целью получения энергетических характеристик, необходимо знать значение волновой проводимости колебательной системы на границе раздела областей резонаторов АЗС с пространством взаимодействия, т.е. на зажимах 1-1'. Следовательно, более целесообразно пересчитать проводимости относительно зажимов 1-1' или 1'-1, что в силу симметрии безразлично. Исходя из этого, обратимся к эквивалентной схеме, которая показана на рис. 2, а.

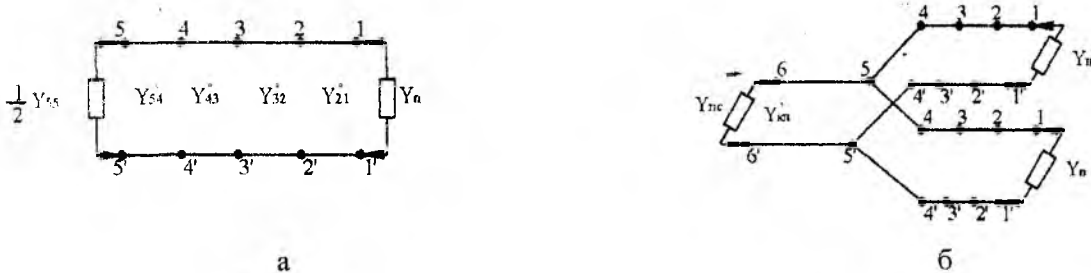


Рис. 2

Легко заметить, что относительно зажимов 5-5' мы с одной стороны имеем проводимость коаксиальной линии, а с другой – две совершенно одинаковые длинные линии с нагрузкой. Эквивалентная схема симметрична относительно проводимости со стороны коаксиальной линии. Поэтому можно рассматривать только одно симметричное плечо эквивалентной схемы рис. 2б и перейти к схеме,

которая изображена на рис. 2, а. Тогда можно пересчитать проводимость $\frac{1}{2} Y_{55}$ к зажимам 1-1' вдоль отрезков длинных линий, которыми заменяется резонатор АЗС, и записать условие резонанса относительно 1-1'. Причем проводимость петли связи Y_{PC} будет, очевидно, зависеть от геометрических размеров коаксиального резонатора, в том числе и от его длины L_i (i – го положения поршня). А это значит, что при пересчете все последующие проводимости до Y_{11} включительно будут параметрически зависеть от положения поршня. Тогда резонансные частоты колебательной системы КМ(ТЕМ) $f_{oi}(L_i)$.

а, следовательно, и кривые перестройки $f(L)$ с учетом того, что $Y_{11} = iB_{11}(f, L_i)$, а $Y_n = iB_n(f)$, могут быть рассчитаны из условия резонанса:

$$\sum B_c = B_{11}(f, L_i) + B_n(f). \quad (1)$$

Резонансные частоты для видов колебаний АЗС с $n=N/2, N/2-1, N/2-2, \dots$ рассчитываются из этого же условия резонанса и той же самой эквивалентной схемы рис. 3 колебательной системы, на которой изображена аппроксимация петли связи рамкой с током в коаксиальном резонаторе.

Только при вычислении Y_{11} проводимость Y_{55} принимается равной нулю, что эквивалентно короткому замыканию.

Характеристическая проводимость системы КМ(ТЕМ) согласно [2] определяется с помощью соотношения:

$$Y_{oi} = \frac{1}{2} f_{oi} \frac{d}{df} \left(\sum B_c(f_{oi}) \right),$$

а коэффициент стабилизации S_i согласно выражению

$$S_i = |Y_{oi}| / \left\{ f_{oAZ} \frac{d}{df} \left(\sum B_{AZC}(f_{oAZ}) \right) \right\}.$$

Такова общая методика расчета электродинамических характеристик колебательной системы КМ(ТЕМ). Теперь перейдем к расчету элементов эквивалентной схемы.

1.1. Расчет входной проводимости петли связи

Для возбуждения в коаксиальном резонаторе колебаний электромагнитного поля, являющихся суперпозицией $ТЕМ_{0np}$ – типов, используется система из $N/2$ петель связи. При расчете волновой проводимости каждой петли будем исходить из реальной геометрии коаксиального резонатора и самой петли. Так как размеры петли (толщина и периметр) малы по сравнению с длиной волны основного типа ($ТЕМ_{001}$) и геометрическими размерами резонатора, будем полагать, что петля связи не искажает структуры поля, а явлением запаздывания можно пренебречь. В данном приближении петлю связи можно считать бесконечно тонкой. Второе допущение состоит в предположении отсутствия азимутальных СВЧ-токов, что позволяет представить петлю связи в виде рамки с током, геометрия которой представлена на рис.3, и, наконец, считается, что в резонаторе и в самой петле активных потерь нет, т.е. проводимость петли связи $Y_{пс}$ является чисто реактивной.

Для установившегося во времени гармонического процесса согласно закону Киргофа на зажимах 6-6 рамки с током действует стороннее напряжений $U = i\omega \Phi$. Тогда входная проводимость может быть определена:

$$Y_{пс} = -i \frac{I}{\omega \Phi}, \quad (2)$$

где U , I и Φ – комплексные амплитуды напряжения, тока и магнитного потока, изменяющихся по закону $e^{i\omega t}$ (в дальнейшем точки над обозначениями комплексных величин не ставим).

В этом случае величина проводимости $Y_{пс}$ зависит от распределения магнитного поля, в котором находится рамка. Полагаем, что именно рамка с током возбуждает электромагнитное поле, имеющее структуру $ТЕМ_{0np}$. Тогда магнитный поток Φ через площадь рамки S равен:

$$\Phi = \int_S \mu_0 \vec{H} d\vec{S} = \oint \mu_0 \vec{A} d\vec{l}, \quad (3)$$

где \vec{A} – запаздывающий комплексный вектор-потенциал, связанный с электромагнитным полем резонатора соотношениями:

$$\vec{H} = \text{rot } \vec{A}, \quad (4)$$

$$\vec{E} = -i\omega\mu_0 \vec{A}. \quad (5)$$

Представим вектор-потенциал \vec{A} искомого поля вынужденных колебаний в виде:

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \sum_p a_p(t) \vec{A}_p(\vec{r}), \quad (6)$$

где $a_p(t)$ – неизвестные коэффициенты, определяющие интенсивность полей, возбуждаемых в резонаторе;

$\vec{A}_p(\vec{r})$ – комплексные амплитуды, удовлетворяющие уравнению:

$$\text{rot}(\text{rot } \vec{A}_p(\vec{r}) - \omega_p^2 \varepsilon_0 \mu_0 \vec{A}_p(\vec{r})) = 0 \quad (7)$$

с граничными условиями $\vec{A}_p \times \vec{n} = 0$ на поверхности резонатора (\vec{n} – единичный орт нормали к этой поверхности, ω_p – частота собственных колебаний поля р-типа).

При этом нетрудно доказать, что собственные функции ортогональны. Запишем условие нормировки ортогональных собственных функций:

$$\frac{1}{V} \int_V \vec{A}_p \vec{A}_q dV = \begin{cases} 0, & \text{при } q \neq p, \\ 1, & \text{при } q = p, \end{cases} \quad (8)$$

где V – объем резонатора.

Введем обозначение $M_p = \oint_l \vec{A}_p d\vec{l}$ и с учетом вышеизложенного перепишем уравнение (3) для магнитного потока:

$$\Phi = \mu_0 \sum_p a_p \oint_l \vec{A}_p d\vec{l} = \mu_0 \sum_p a_p M_p. \quad (9)$$

Величину M_p (согласно определению [4,5]) по физическому смыслу можно трактовать как коэффициент взаимной индукции рамки с полем р-го собственного колебания.

Коэффициенты $a_p(t)$ в разложении (6) вычислим из первого уравнения Максвелла:

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{J} + i\omega\varepsilon_0 \vec{E}. \quad (10)$$

Для этого предположим, что плотность тока $\vec{J}(\vec{r}, t)$ можно разложить в ряд по собственным функциям:

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = \sum_p j_p(t) \vec{A}_p(\vec{r}).$$

На основании (8) можно вычислить компоненты стороннего тока, соответствующие р-му типу колебаний:

$$j_p(t) = \frac{1}{V} \int_V \vec{J}(\vec{r}, t) \vec{A}_p(\vec{r}) dV. \quad (11)$$

Подставляя в уравнение (10) значения \vec{H} и \vec{E} , выраженные через вектор-потенциал \vec{A} (7-8), принимая во внимание (7) и учитывая ортогональность собственных функций \vec{A}_p , для р-го типа колебаний запишем:

$$a_p \varepsilon_0 \mu_0 (\omega_p^2 - \omega^2) = j_p.$$

В случае линейного тока рамки I , одинакового по всей ее длине, в соответствии с (11) величина j_p будет равна:

$$j_p = \frac{1}{V} I \oint_{\Gamma} \vec{A}_p(\vec{r}) d\vec{l} = \frac{1}{V} IM_p.$$

Тогда неизвестные коэффициенты a_p , входящие в выражение (9) для магнитного потока, могут быть определены через ток рамки и "коэффициент взаимной индукции" с помощью следующего соотношения:

$$a_p = \frac{IM_p}{\varepsilon_0 \mu_0 V (\omega_p^2 - \omega^2)}.$$

Окончательное выражение для магнитного потока после соответствующей подстановки принимает вид:

$$\Phi = \frac{I}{\varepsilon_0 V} \sum_p \frac{M_p^2}{(\omega_p^2 - \omega^2)}, \quad (12)$$

а уравнение (2) для определения входной проводимости петли связи $Y_{ПС}$ с учетом (12) записывается:

$$Y_{ПС} = i\varepsilon_0 V \frac{1}{\omega \sum_p \frac{M_p^2}{(\omega_p^2 - \omega^2)}}. \quad (13)$$

Соотношение (13) является достаточно общим и пригодно для расчета входной проводимости рамки с током в любом резонаторе при оговоренных допущениях. В нашем случае рамка с током возбуждает в коаксиальном резонаторе электромагнитное поле, которое может быть представлено в виде суммы TEM_{0np} – типов собственных колебаний. Согласно (5) проекции вектор-потенциала \vec{A}_p с точностью до постоянного множителя совпадают с проекциями электрического поля \vec{E} , которое имеет только одну компоненту E_r ($E_\phi=0, E_z=0$). Следовательно:

$$E_r = -i\omega\mu_0 \sum_p a_p A_{pr},$$

где $A_{pr} = \frac{ie_p}{\mu_0 \omega r} \sin(k_p z)$, $k_p = \pi p / L$, $p = 1, 2, 3, \dots$

"Коэффициент взаимной индукции" M_p определим с учетом теоремы Стокса:

$$M_p = \oint_{\Gamma} \vec{A}_p d\vec{l} = \int_S \text{rot} \vec{A}_p d\vec{S}. \quad (14)$$

Подставляя в выражение для M_p $\text{rot}(r_0 A_{pr})$ и интегрируя по площади рамки S , получим:

$$M_p^2 = -\frac{e_p^2}{\omega^2 \mu_0^2} \ln^2 \left(\frac{R_B + l_3}{R_B} \right) \sin^2(k_p l_4). \quad (15)$$

Коэффициент e_p определяется из условия ортогональности (8) собственных векторов \vec{A}_p :

$$e_p^2 = -\frac{V\omega^2}{\left(\pi L \ln \left(\frac{R_H}{R_B} \right) \right)}. \quad (16)$$

Объединяя (15) и (16), запишем конечное выражение для "коэффициента взаимной индукции" рамки с магнитным полем TEM_{0np} типа:

$$M_p^2 = \frac{V \ln^2 \left(l + \frac{l_3}{R_B} \right) \sin^2(k_p l_4)}{\pi l \ln \left(\frac{R_H}{R_B} \right)} \quad (17)$$

Окончательное соотношение для расчета входной проводимости петли связи в коаксиальном резонаторе с учетом (17) принимает вид:

$$Y_{ПС} = i \frac{\pi L \ln \left(\frac{R_H}{R_B} \right)}{\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0} k \ln^2 \left(\frac{R_B + 1_3}{R_B} \right) \sum_p \frac{\sin^2(k_p l_4)}{(k^2 - k_p^2)^2}}$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число свободного пространства.

Таким образом, полученное соотношение позволяет анализировать влияние геометрических размеров резонатора и самой петли на значение входной проводимости петли связи с учетом влияния высших типов колебаний ($p=2,3,4\dots$) электромагнитного поля. Проводимость петли $Y_{ПС}$ является входной проводимостью Y_{66} коаксиальной линии квадратного сечения с волновой проводимостью [1]. Тогда, если воспользоваться известными из теории длинных линий [1,5] соотношением пересчета проводимостей, входное сопротивление Y_{55} коаксиальной линии со стороны резонаторов АЗС может быть определено из известного соотношения:

$$Y_{55'} = iY_{65}^0 \frac{\sin(kt_s) + \frac{Y_{66}}{iY_{65}^0} \cos(kt_s)}{\cos(kt_s) - \frac{Y_{65}}{iY_{65}^0} \sin(kt_s)}$$

Остается теперь пересчитать проводимость $\frac{1}{2}Y_{55'}$ на вход пространства взаимодействия к зажимам 1-1 с учетом волновых проводимостей Y_{mn}^0 отрезков длинных линий, которыми мы заменили резонатор, и рассчитать согласно [1] проводимость Y_n .

1.2. Расчет входной проводимости Y_{11} .

Входная проводимость $\frac{1}{2}Y_{55'}$ является фактически входной проводимостью анодной замедляющей системы, которая является системой лопаточного типа со сложной формой ламелей. Причем для рабочего вида колебаний можно считать, что каждый резонатор АЗС одинаково связан через коаксиальную линию с петлей связи и стабилизирующим резонатором. Это позволяет рассматривать АЗС как одноступенчатую (равнорезонаторную) систему. Тогда проводимость может быть определена как проводимость резонатора АЗС, нагруженного на проводимость коаксиальной линии $\frac{1}{2}Y_{55'}$. Переменная

вдоль радиуса высота ламели (рис. 1) затрудняет точный расчет проводимости резонатора.

Поэтому аппроксимируем линейное изменение высоты ламели ступенчатыми переходами, как показано на рис. 4, т.е. каждый резонатор представим последовательностью однородных отрезков секторных линий различной высоты. Для расчета входных проводимостей таких линий воспользуемся известным соотношением (11.31) из [1]. В обозначениях рис. 4 это со-

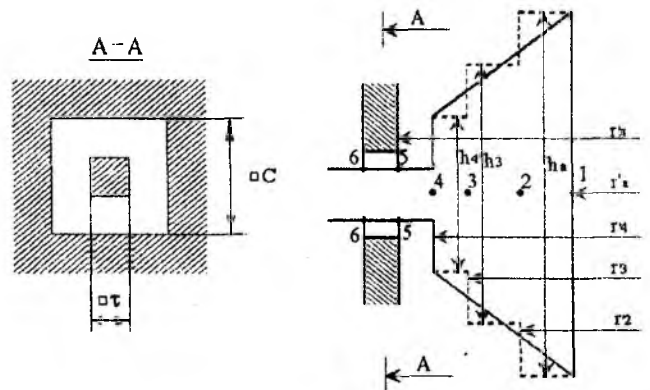


Рис. 4

отношение записывается в следующем виде:

$$Y_{BX}^{k-1} = i \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{h_k}{r_k} \frac{J_0(kr_{k-1}) - SN_0(kr_{k-1})}{J_1(kr_{k-1}) - SN_1(kr_{k-1})}, \quad (18)$$

$$\text{где } S = \frac{J_1(kr_k)Y_{\text{вх}}^k - i \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{h_k}{r_k} J_0(kr_k)}{N_1(kr_k)Y_{\text{вх}}^k - i \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{h_k}{r_k} N_0(kr_k)}, \quad k = 5, 4, 3, 2, 1.$$

Используя это соотношение, можно рассчитать входную проводимость Y_{11}' , полагая что $Y_{11}' = Y_{BX}'$, а $Y_{BX}^5 = \frac{1}{2} Y_{55}'$. При этом учитывается, что резонатор локаторного типа является кольцевым сектором с центром пересечения образующих, не совпадающим с центром симметрии самой АЗС [2]. Следовательно, перед тем как пользоваться выражением (14) для расчета Y_{11}' , в соответствии с [2] следует откорректировать радиусы образующих отрезков секторных линий, т.е. выполнить переычисление всех r_k' :

$$r_k = r_k' - r_0, \quad (19)$$

$$\text{где } r_k' - \text{истинные радиусы, а } r_0 = \frac{\tau}{2 \sin(\pi/N)}.$$

При расчете собственных резонансных частот видов колебаний самой АЗС из условия резонанса (1), как уже было отмечено выше, Y_{11}' можно рассчитывать также с помощью соотношения (18), принимая во внимание (19). Проводимость Y_{55}' при этом считается равной ∞ (для численных расчетов достаточно брать 10^5), что соответствует короткому замыканию и отсутствию связи со стабилизирующим резонатором.

Проводимость эквивалентного контура на зажимах 1-1' со стороны пространства взаимодействия Y_n определяется с помощью теории поля и согласно (11.37) из [1], а для Y_n можно записать:

$$Y_n = i \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{N h_a}{2\pi r_a} \sum_m \left(\frac{\sin \gamma \Theta}{\gamma \Theta} \right)^2 \frac{z(kr_a)}{z'(kr_a)},$$

$$\text{где } \gamma = n + mN, \quad \Theta = \frac{\pi}{N} - \frac{\tau}{2r_a}.$$

Таким образом, мы получили полный набор соотношений для расчета электродинамических характеристик КМ(ТЕМ) без выводов энергии.

2. Анализ результатов расчета электродинамических характеристик КМ(ТЕМ)

Резонансная частота рабочего N/2 – вида колебаний анодной замедляющей системы равна $f_{0АЗС} = 2161$ МГц и согласно результатам численного счета лежит ниже диапазона перестройки КМ(ТЕМ), а сами кривые перестройки близки к кривой перестройки ТЕМ₀₀₁ типа колебаний поля стабилизирующего коаксиального резонатора. Большое влияние на перестройку магнетрона $f(L)$ оказывают размеры петли связи l_3 и l_4 , причем с уменьшением площади петли связи кривая $f(L)$ приближается к кривой перестройки самого резонатора, что и показано на рис. 5, а.

Однако основное влияние площадь петли связи оказывает на величину коэффициента стабилизации $S(f)$ по всему диапазону перестройки. Опять-таки уменьшение размеров петли связи резко увеличивает $S(f)$. При этом увеличивается изменение $S(f)$ в зависимости от перестройки самого прибора, т.е. при малых значениях площади петли связи, а особенно с уменьшением l_4 , наклон зависимости $S(f)$ растет, что отображает рис.6. Аналогичное влияние размер петли связи оказывает также и на характеристическую проводимость системы $Y_c(f)$.

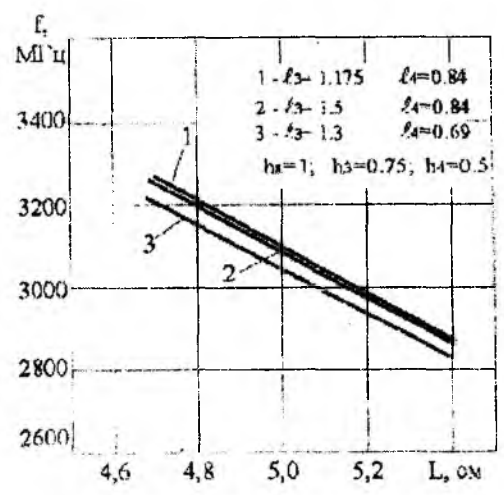
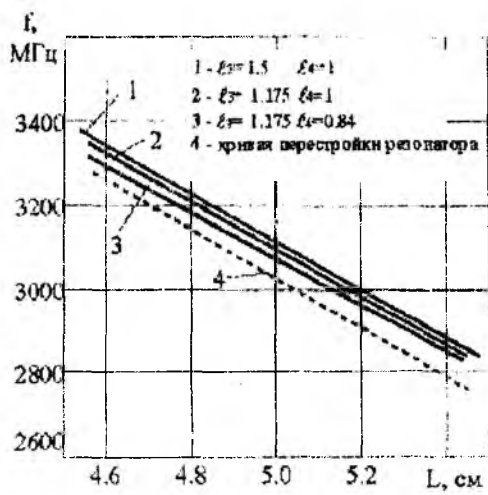


Рис. 5

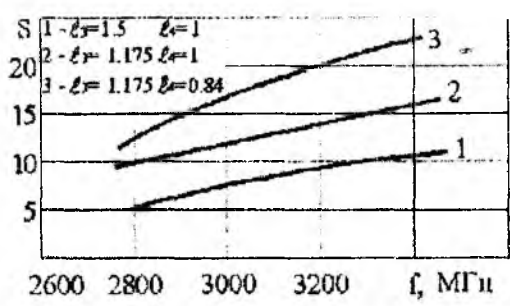


Рис. 6

На рис. 7, а приводятся диапазонные зависимости величин характеристической проводимости системы $Y_c(f)$ от размера петли связи для одного периода АЗС.

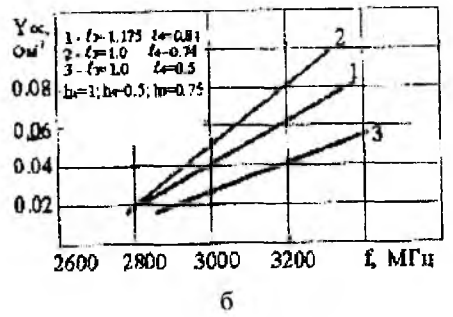
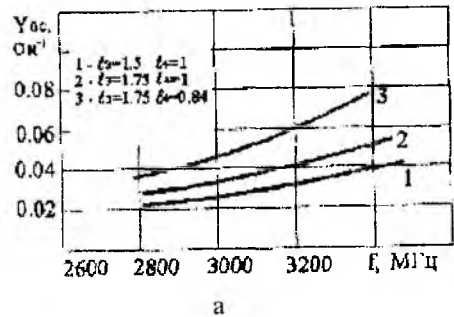


Рис. 7

Как следует из рис. 6-7, а, размером петли связи можно эффективно управлять значениями $S_1(f)$ и $Y_c(f)$, а следовательно, и параметрами, которые определяют электронику магнетрона – скоростью нарастания анодного напряжения, электронной проводимостью облака пространственного заряда, выходной мощностью, к.п.д. и т.д.

На величину $S(f)$ и $Y_c(f)$ оказывают влияние также и размеры ламелей АЗС (на кривые перестройки это влияние незначительно). С уменьшением размеров ламелей (h_a, h_2, h_3, h_4) резко уменьшается Y_{0AZC} , что приводит также и к уменьшению волновой проводимости всей системы и коэффициентов всей системы и коэффициентов стабилизации в том числе.

На рис. 5, б и рис. 7, б показаны зависимости $S(f)$ и $Y_c(f)$ для КМ(ТЕМ), у которого ламели АЗС в два раза меньше (в аксиальном направлении) по сравнению с основным вариантом. На взаимную связь колебаний поля резонатора и замедляющей системы оказывает также и размер окна связи, через которое петля связи переходит в ламель резонатора АЗС. Уменьшение размера окна выравнивает по

диапазону перестройки величину $S(f)$, при этом значение коэффициента стабилизации незначительно уменьшается.

Еще один эффективный способ управления величинами $S(f)$ и $Y_c(f)$ – изменение трапецеидальности ламелей. Однако при этом будет в значительной степени меняться собственная резонансная частота и взаимное расположение полос пропускания АЗС (4). И если добиваться уменьшения побочных колебаний, то следует стремиться к большей трапецеидальности ламелей $h_a/h_0 \gg 1$, которая допустима тепловым балансом АЗС и всей резонансной системы.

Сопоставление полученных результатов с результатами расчета электроники магнетрона позволяет выбрать оптимальную геометрию КМ (ТЕМ) и выполнить оптимизацию на стадии проектирования.

Список литературы: 1. Магнетроны сантиметрового диапазона. Т.1 Пер. с англ. под ред. С.А.Зусмановского. М.: Сов. радио, 1950. 420 с. 2. Шлифер Э.Д. Расчет многорезонаторных магнетронов. М.: Изд. МЭИ, 1966. 142с. 3. Ганстон М.Р.А. Справочник по волновым сопротивлениям фидерных линий СВЧ / Пер. с англ. под ред. А.З. Фрадина. М.: Связь, 1976. 152 с. 4. Гольдштейн Л.Д., Зернов Н.В. Электромагнитные поля и волны. М.: Сов. радио, 1971. 662 с. 5. Рамо С., Дж. Уинери. Поля и волны в современной радиотехнике. М.: ОГИЗ – Гостехиздат, 1948. 631 с. 6. Ширман Я.Д. Радиоволны и объемные резонаторы. М.: Связь-издат, 1959. 379 с. 7. Жданов Н.Н., Головаш С.А., Писаренко В.М. Исследование Т-образной гребенчатой замедляющей системы // Радиотехника. 1984. Вып. 70. С. 87 — 90.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 22.04.01