

К. И. Чистяков

ОАО «Владыкинский механический завод»

58, Дмитровское шоссе, Москва, 127238, Россия

E-mail: mosvmz@mail.ru

АНАЛИЗ И РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ПОЛЯ НЕОДНОРОДНОЙ РЕЗОНАТОРНОЙ СИСТЕМЫ МАГНЕТРОНА

Как показала практика разработки магнетронов коротковолновой части миллиметрового (мм) диапазона длин волн, наиболее успешным оказался режим взаимодействия электронного потока с низшей пространственной гармоникой вырожденного вида колебаний. Для устранения ряда недостатков этого режима в производстве применяют управляющие неоднородности в резонаторной системе магнетрона. Эти неоднородности устраняют внутридублетную конкуренцию на рабочем виде колебаний и конкуренцию с дублетными составляющими высоковольтного вида – конкурента. Приведенные в литературе методы расчета неоднородных резонаторных систем обладают ограничениями, не позволяющими проводить необходимый для разработки магнетронов анализ влияния управляющих неоднородностей на структуру высокочастотного (ВЧ) поля замедляющей системы. Предложен новый метод расчета, изложенный на основе теории поля и позволяющий проводить поиск всех собственных частот и соответствующих распределений ВЧ-поля в замедляющей системе магнетрона с управляющими неоднородностями. В работе приведен пример расчета распределения ВЧ-поля и спектр пространственных гармоник замедляющей системы магнетрона 2-мм диапазона длин волн с управляющими неоднородностями. Проведено сравнение различных комбинаций расположения управляющих неоднородностей. Получена новая методика, необходимая для расчета неоднородных резонаторных систем магнетронов в коротковолновой части мм диапазона длин волн. Ил. 12. Табл. 1. Библиогр.: 6 назв.

Ключевые слова: магнетрон, миллиметровый диапазон длин волн, неоднородная резонаторная система, управляющие неоднородности.

При разработке магнетронов коротковолновой части миллиметрового (мм) диапазона длин волн известны два подхода. Первый – масштабное моделирование системы типа «восходящее солнце», активно применяемый на Западе. Второй – использование режима работы, при котором электронный поток синхронизирован с низшей пространственной гармоникой вырожденного вида колебаний [1]. Наиболее целесообразным оказался последний, так как он позволил достичь наилучших параметров прибора.

Наличие в магнетроне вывода энергии, присоединенного к одному из резонаторов, приводит к расщеплению по частоте вырожденного вида колебаний на дублет. Технологические неоднородности изготовления резонаторной системы могут влиять на ориентацию высокочастотного (ВЧ) поля дублета относительно вывода энергии. Это может приводить к невоспроизводимости величины контурного КПД [2]. Такой режим работы помимо межвидовой конкуренции имеет внутридублетную на рабочем виде колебаний. Для стабилизации пространственной ориентации структуры ВЧ-поля дублета и устранения внутридублетной конкуренции применяют специально вносимые в резонаторную систему магнетрона неоднородности, значительно превосходящие технологические погрешности по величине и не разрушающие структуру ВЧ-поля рабочей составляющей дублета. Эти неоднородности называются «управляющими» [3]. На практике управляющие неоднородности реализованы как изменение радиального размера резонатора (рис. 1).

Применим нагруженную дублетную составляющую в качестве рабочей, так как она имеет

минимальную по модулю производную тангенциальной составляющей ВЧ-поля по угловой координате у резонатора, подсоединенного к выводу энергии. Такой подход обеспечивает максимальную воспроизводимость контурного КПД магнетрона.

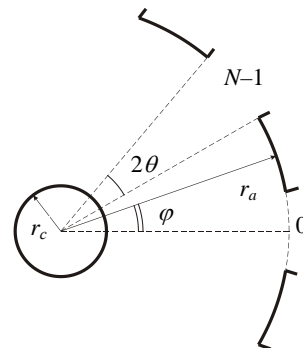


Рис. 1. Геометрические параметры пространства взаимодействия

Подавление мешающих составляющих возможно реактивным «разрушением» спектра пространственных гармоник управляющими неоднородностями и (или) нагружением их на внешнюю нагрузку.

При внесении управляющих неоднородностей необходимо сохранять структуру ВЧ-поля рабочей составляющей дублета. По этой причине неоднородности вносятся в резонаторы с амплитудой ВЧ-поля рабочей составляющей, равной нулю. Большое количество таких резонаторов позволяет сильнее «разрушать» конкурирующие составляющие и увеличивает управляемость их пространственной ориентацией.

Для увеличения количества резонаторов, в которые можно вносить управляющие неоднородности, необходимо, чтобы уравнение

$$\cos\left(\frac{2\pi i}{N}\right) = 0 \quad (1)$$

имело максимальное количество корней относительно i , где i – номер резонатора (от 1 до $N-1$, так как к резонатору с номером 0 подсоединен вывод энергии); n – номер рабочего вида колебаний; N – количество резонаторов.

Как видно из уравнения (1), при рабочем виде $n = N/4$, количество резонаторов, в которые можно вносить управляющие неоднородности, равно $N/2$ и является максимальным.

Однако большее количество возможных комбинаций внесения управляющих неоднородностей приводит к необходимости расчетного анализа влияния этих неоднородностей на ВЧ-поле конкурирующих видов.

Метод расчета [4] распределения ВЧ-поля в замедляющей системе с неоднородностями, исходя из описания, получен на основе теории поля, но изложен на основе эквивалентных представлений. В результате теряется наглядность физических представлений, основанных на теории поля. Конечная запись системы дисперсионных уравнений этого метода не позволяет учитывать неоднородности, приводящие к изменению угла 2θ (рис. 1).

Известные расчетные методы [4, 5] не решают поставленную задачу. Следует отметить, что распределение ВЧ-поля и спектр пространственных гармоник не всегда являются наглядными показателями при сравнении колебательных систем с различными конфигурациями неоднородностей. Поэтому в качестве количественного критерия сравнения будем использовать диссипативные потери резонаторной системы, вычисленные по теореме скин-эффекта. Амплитуду ВЧ-поля при этом будем нормировать из условия равенства амплитуды синхронной гармоники единице. Полученная величина потерь отображает эффективность взаимодействия электронного потока с ВЧ-полем: чем выше величина этих потерь, тем меньше эффективность взаимодействия.

Для получения метода расчета замедляющей системы магнетрона с управляющими неоднородностями используем начальные условия из работы [2] и сделаем следующие приближения:

- Рассматриваемая задача является двухмерной.
- Вследствие сложной геометрической формы колебательной системы магнетрона пространство взаимодействия и резонаторы рассматриваются

отдельно. На границе резонатора и пространства взаимодействия условие равенства ВЧ-полей заменяется условием равенства проводимостей с обратным знаком.

Этот подход, в отличие от [4], изложен на основе теории поля, позволяет учитывать неоднородности, приводящие к изменению угла 2θ и обладает большими возможностями расширения при необходимости усложнения решаемой задачи.

В случае однородной замедляющей системы распределение амплитуд ВЧ-поля считается известным с точностью до постоянного множителя для заданного вида колебаний, и проводимость пространства взаимодействия на границе каждого резонатора с ним одинакова. В случае неоднородной замедляющей системы магнетрона распределение ВЧ-поля в пространстве взаимодействия заранее неизвестно, а его проводимость может принимать различные значения на границе с каждым резонатором.

Определим граничное условие таким образом, что амплитуды азимутальной составляющей электрического поля на границах резонаторов с пространством взаимодействия являются произвольными, а ВЧ-поле вне щелей равно нулю:

$$\begin{cases} E_\varphi(\varphi, r = r_a) = E_q, \\ \left\{ \left(\frac{2\pi q}{N} - \theta \right) < \varphi < \left(\frac{2\pi q}{N} + \theta \right) \right\}, \end{cases} \quad (2)$$

где $E_\varphi(\varphi, r_a)$ – азимутальная составляющая электрического поля в пространстве взаимодействия на радиусе анода; φ – угловая координата в пространстве взаимодействия (начало отсчета ведется от центра входной щели резонатора с выводом энергии); E_q – амплитуда поля у резонатора с номером q ; 2θ – центральный угол, под которым видна входная щель резонатора; r_c – радиус катода; r_a – радиус анода.

Распределение азимутальной составляющей электрического поля по пространству взаимодействия описывается в виде ряда

$$E_\varphi(r, \varphi) = j \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \sum_{\gamma=-\infty}^{+\infty} C_\gamma Z'_\gamma(kr) e^{j\gamma\varphi}, \quad (3)$$

где $Z'_\gamma(k, r) = J'_\gamma(kr) - \frac{J'_\gamma(kr_c)}{N'_\gamma(kr_c)} N'_\gamma(kr)$; γ – номер пространственной гармоники; k – волновое число; J_γ и N_γ – функции Бесселя первого и второго рода соответственно; C_γ – константа.

Подставим (2) в (3) и найдем C_γ и распределение азимутальной составляющей электрического поля по пространству взаимодействия:

$$E_\varphi(r, \varphi) = \frac{\theta}{\pi} \sum_{\gamma=-\infty}^{+\infty} \left[\frac{\sin(\gamma\theta)}{\gamma\theta} \times \right. \\ \left. \times \left(\sum_{q=0}^{N-1} E_q e^{-j\frac{2\pi\gamma}{N}q} \right) \frac{Z'_\gamma(kr)}{Z'_\gamma(kr_a)} e^{j\gamma\varphi} \right]. \quad (4)$$

Преобразуем выражение (4) таким образом, чтобы представить сумму по γ в виде двух сумм по k и m соответственно, где $\gamma = k + mN$:

$$E_\varphi(r, \varphi) = \frac{1}{N} \sum_{q=0}^{N-1} \sum_{k=0}^{N-1} \left[E_q e^{-j\frac{2\pi}{N}qk} \frac{N\theta}{\pi} \times \right. \\ \left. \times \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \left(\frac{\sin(\gamma\theta)}{\gamma\theta} \right) \frac{Z'_\gamma(kr)}{Z'_\gamma(kr_a)} e^{j\gamma\varphi} \right]. \quad (5)$$

Найдем из (5) распределение аксиальной составляющей магнитного поля в пространстве взаимодействия

$$H_z(r, \varphi) = -j \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \frac{1}{N} \sum_{q=0}^{N-1} \sum_{k=0}^{N-1} \left[E_q e^{-j\frac{2\pi}{N}qk} \times \right. \\ \left. \times \frac{N\theta}{\pi} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \left(\frac{\sin(\gamma\theta)}{\gamma\theta} \right) \frac{Z'_\gamma(kr)}{Z'_\gamma(kr_a)} e^{j\gamma\varphi} \right], \quad (6)$$

где $Z_\gamma(k, r) = J_\gamma(kr) - \frac{J'_\gamma(kr_c)}{N'_\gamma(kr_c)} N_\gamma(kr)$.

Найдем проводимость пространства взаимодействия на границе резонатора с номером p по определению, данному в работе [2]:

$$Y_p = \frac{\frac{2\pi\theta}{N} \int_{\frac{2\pi\theta}{N}}^{\frac{2\pi\theta}{N} + \theta} (r_a E_\varphi^*(r_a, \varphi) H_z(r_a, \varphi)) d\varphi}{\left[\frac{2\pi\theta}{N} \int_{\frac{2\pi\theta}{N}}^{\frac{2\pi\theta}{N} + \theta} (r_a E_\varphi(r_a, \varphi)) d\varphi \right]^2}. \quad (7)$$

Запишем окончательное выражение для расчета проводимости пространства взаимодействия на границе с резонатором под номером p для неоднородной системы

$$Y_p = \frac{1}{NE_p} \sum_{q=0}^{N-1} \sum_{k=0}^{N-1} \left[E_q e^{j\frac{2\pi}{N}k(p-q)} \times \right. \\ \left. \times j \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \frac{Nh}{2\pi a} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \left(\frac{\sin(\gamma\theta)}{\gamma\theta} \right)^2 \frac{Z_\gamma(kr_a)}{Z'_\gamma(kr_a)} \right]. \quad (8)$$

При непосредственном использовании (8) в расчете дисперсионной задачи неоднородной

замедляющей системы появляется возможность рассмотрения системы с произвольным углом 2θ для каждого резонатора. Это может потребоваться, если не удастся внести управляющую неоднородность в виде изменения глубины резонатора, но имеется возможность внести неоднородность изменением угла 2θ .

Для сокращения записи выражения (8) введем новое обозначение

$$Y_p = \frac{1}{NE_p} \sum_{q=0}^{N-1} \left[E_q \sum_{k=0}^{N-1} \left(e^{j\frac{2\pi}{N}k(p-q)} Y_k^{isotr} \right) \right]; \quad (9)$$

$$Y_k^{isotr} = j \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \frac{Nh}{2\pi a} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \left(\frac{\sin(\gamma\theta)}{\gamma\theta} \right)^2 \frac{Z_\gamma(kr_a)}{Z'_\gamma(kr_a)}, \quad (10)$$

где Y_k^{isotr} – проводимость пространства взаимодействия однородной замедляющей системы, полученная в работе [2].

Запишем в общем виде систему дисперсионных уравнений для всех входных щелей резонаторов на границе с пространством взаимодействия

$$Y_p + Y_p^{rez} = 0, \quad (11)$$

где Y_p^{rez} – проводимость резонатора с номером p на границе с пространством взаимодействия; для резонатора прямоугольной формы (рис. 2, а)

$$Y^{rez} = -j \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \frac{h}{d} \text{ctg}(kl); \quad (12)$$

для резонатора лопаточной формы (рис. 2, б)

$$Y^{rez} = j \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \frac{h}{\Psi a} \frac{J_0(ka)N_1(kb) - J_1(kb)N_0(ka)}{J_1(ka)N_1(kb) - J_1(kb)N_1(ka)}, \quad (13)$$

где ℓ и d – глубина и ширина щелевого резонатора, соответственно; a и b – эффективные радиусы лопаточного резонатора; Ψ – угол раскрытия лопаточного резонатора.

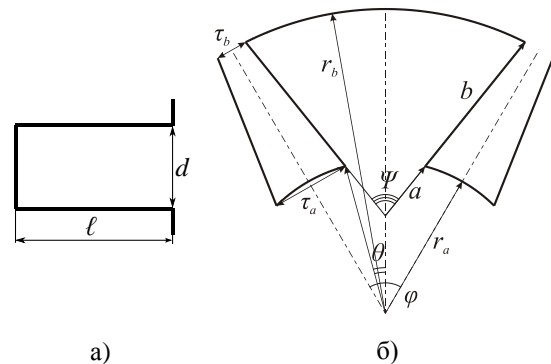


Рис. 2. Геометрические параметры щелевого резонатора (а) и лопаточного (б)

Эффективные радиусы лопаточного резонатора вычисляются по следующим формулам:

$$a = \frac{r_a \sin(\theta)}{\sin\left(\frac{\pi}{N} + \frac{\Delta\Psi}{2}\right)}; \quad (14)$$

$$b = a + \frac{lr_b - lr_a}{\cos\left(\frac{\Delta\Psi}{2}\right)}; \quad (15)$$

где

$$lr_a = \sqrt{r_a^2 - (\tau_a/2)^2}, \quad (16)$$

$$lr_b = \sqrt{r_b^2 - (\tau_b/2)^2};$$

$$\Delta\Psi = 2 \operatorname{arctg}\left(\frac{\tau_a - \tau_b}{2(lr_b - lr_a)}\right); \quad (17)$$

$$\Psi = \frac{2\pi}{N} + \Delta\Psi, \quad (18)$$

$$\theta = \frac{\pi}{N} - \arcsin\left(\frac{\tau_a}{2r_a}\right).$$

Подставим (9) в систему уравнений (11) и умножим на E_p ($E_p = 0$ является тривиальным решением данной системы и здесь не рассматривается)

$$\frac{1}{N} \sum_{q=0}^{N-1} \left[E_q \sum_{k=0}^{N-1} \left(e^{j\frac{2\pi}{N}k(p-q)} Y_k^{isotr} \right) \right] + Y_p^{rez} E_p = 0. \quad (19)$$

Для более удобного представления системы уравнений введем обозначение:

$$R_{p,q} = \frac{1}{NY_p^{rez}} \sum_{k=0}^{N-1} \left(e^{j\frac{2\pi}{N}k(p-q)} Y_k^{isotr} \right).$$

Запишем систему дисперсионных уравнений в упрощенном виде

$$\sum_{q=0}^{N-1} [E_q R_{p,q}] + E_p = 0. \quad (20)$$

Введем символ Кронекера $\sigma_{p,q}$ для внесения E_p под знак суммы

$$\sum_{q=0}^{N-1} (R_{p,q} + \sigma_{p,q}) E_q = 0. \quad (21)$$

Система уравнений (21) в матричной форме принимает вид

$$[R_{p,q} + \sigma_{p,q}] \vec{E}_q = 0. \quad (22)$$

У системы уравнений (22) существует ненулевое решение относительно \vec{E}_q только при условии равенства нулю определителя матрицы

$$\|R_{p,q} + \sigma_{p,q}\| = 0. \quad (23)$$

Равенство (23) является дисперсионным уравнением для неоднородной системы, которое

решается относительно волнового числа k . Для расчета распределения E_q необходимо решить систему линейных однородных уравнений (22) с полученным k . Для нахождения спектра пространственных гармоник представим распределение поля в виде ряда Фурье (24) и далее найдем коэффициенты ряда (25).

$$E(\varphi) = A_0 + \sum_{\gamma=0}^{+\infty} (A_\gamma \cos(\gamma\varphi) + B_\gamma \sin(\gamma\varphi)); \quad (24)$$

$$\left. \begin{aligned} A_0 &= \frac{\theta}{2\pi} \sum_{q=0}^{N-1} E_q, \\ A_\gamma &= \frac{2\sin(\gamma\theta)}{\pi\gamma} \sum_{q=0}^{N-1} E_q \cos\left(\frac{2\pi\gamma q}{N}\right), \\ B_\gamma &= \frac{2\sin(\gamma\theta)}{\pi\gamma} \sum_{q=0}^{N-1} E_q \sin\left(\frac{2\pi\gamma q}{N}\right). \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

Так как при расчете номер вида колебаний n заранее не задается, то для каждого полученного собственного распределения ВЧ-поля определим n из условия, что пространственная гармоника с номером $\gamma = n + mN$ (m – любое целое число) обладает максимальной амплитудой, когда n соответствует номеру вида, т. е. $A_\gamma^2 + B_\gamma^2 = \max$.

Поиск интересующего вида колебаний ведется по частоте, а далее, по спектру пространственных гармоник, определяется номер вида колебаний. Если номер полученного вида колебаний совпадает с номером интересующего, то Расчет прекращается, иначе собственную частоту ищут в другой области. Данный метод позволяет находить все вариации ВЧ-поля видов колебаний и дублетных составляющих.

В качестве примера расчета на рис. 3–12 приведены графики распределения ВЧ-поля по резонаторам и фрагмент спектра пространственных гармоник составляющих рабочего дублета.



Рис. 3. Фрагмент спектра пространственных гармоник рабочей составляющей дублета однородной системы шестого вида

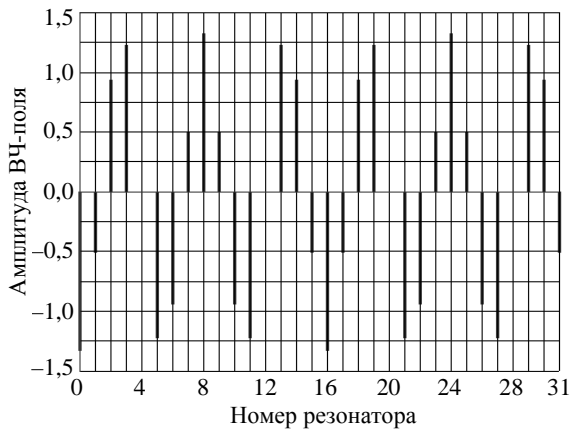


Рис. 4. Распределение ВЧ-поля рабочей составляющей дублета однородной системы

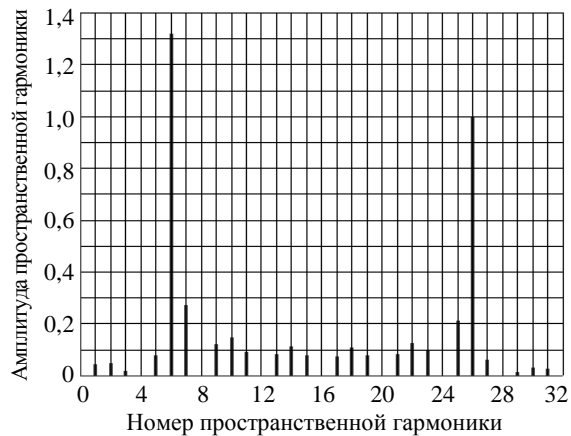


Рис. 5. Фрагмент спектра пространственных гармоник конкурирующей составляющей с неоднородностями в 4 и 28 резонаторах

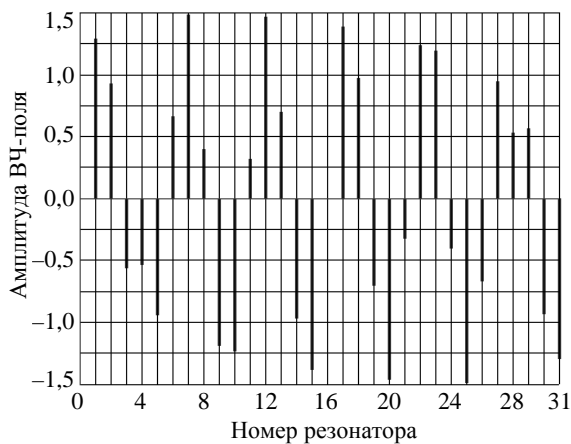


Рис. 6. Распределение ВЧ-поля конкурирующей составляющей шестого вида

В расчете рассмотрен макет 32 резонаторного магнетрона, работающего на 6-м виде колебаний с различным количеством управляющих неоднородностей, расположенных в резонаторах с нулевой амплитудой ВЧ-поля рабочей

составляющей дублета (4, 12, 20 и 28 резонаторы). Управляющие неоднородности выполнены в виде уменьшения радиальных размеров резонаторов ($b - a$) на 30 %.

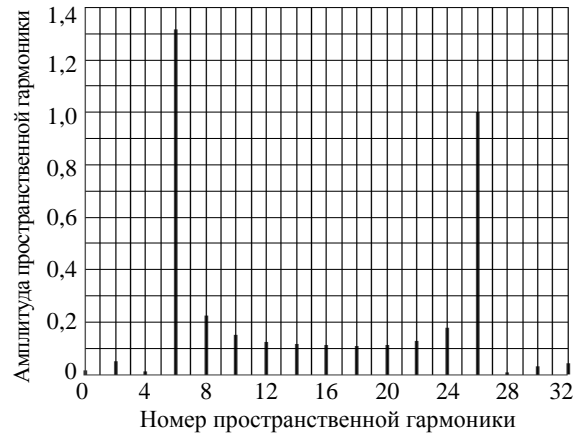


Рис. 7. Фрагмент спектра пространственных гармоник конкурирующей составляющей с неоднородностями в 4 и 20 резонаторах шестого вида

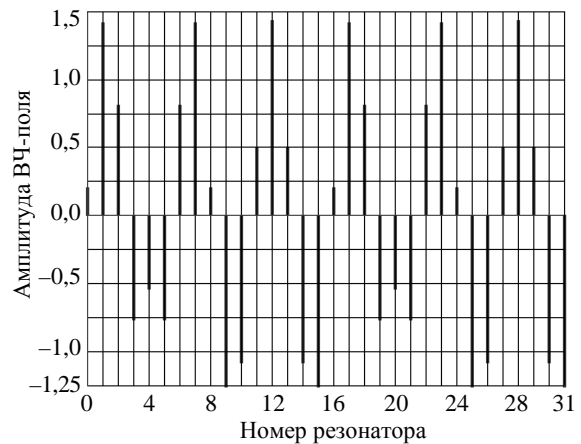


Рис. 8. Распределение ВЧ-поля конкурирующей составляющей шестого вида



Рис. 9. Фрагмент спектра пространственных гармоник конкурирующей составляющей с неоднородностями в 4, 12 и 28 резонаторах шестого вида

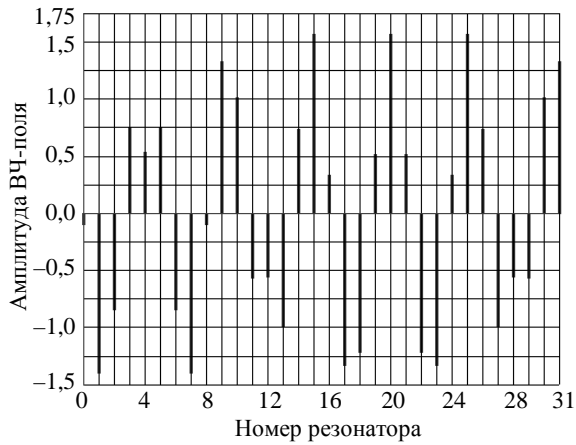


Рис. 10. Распределение ВЧ-поля конкурирующей составляющей шестого вида

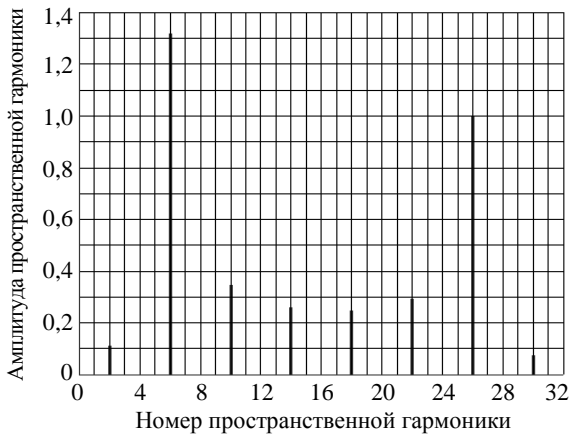


Рис. 11. Фрагмент спектра пространственных гармоник конкурирующей составляющей с неоднородностями в 4, 12, 20 и 28 резонаторах шестого вида

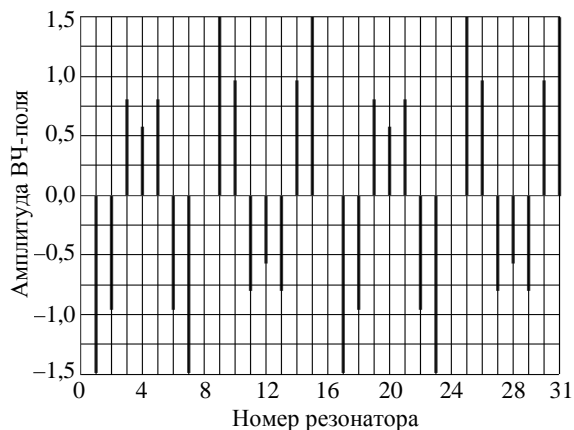


Рис. 12. Распределение ВЧ-поля конкурирующей составляющей шестого вида

Графики нормировались из условия равенства единице амплитуды синхронной гармоники. На изображениях спектра приведены пространственные гармоники с номерами от 0 до N включительно. Такой интервал выбран в силу

периодического характера спектра и достаточной информативности. Данные расчета приведены в таблице (графики представлены в том же порядке, что и данные в таблице).

Зависимость собственной частоты и диссипативных потерь дублетных составляющих рабочего вида колебаний и высоковольтного конкурента от количества и расположения управляющих неоднородностей (собственные потери рабочей составляющей нормированы к 1).

f , МГц	n	Неоднородности	Потери, отн. ед.
133354	6	рабочая составляющая	1,0
136852	6	4 в 4, 12, 20 и	1,118
143452	7	28 резонаторах	0,970
135886	6		1,112
142639	7	3 в 4, 12 и 28 резонаторах	0,948
143452	7'		0,970
135035	6		1,067
141727	7	2 диаметральных в 4 и	0,884
143452	7'	20 резонаторах	0,970
135002	6		1,091
142442	7	2 соседние в 4 и	0,938
142770	7'	28 резонаторах	0,952

Представленные на рисунках данные позволяют определить степень связи анализируемой дублетной составляющей с внешней нагрузкой. Картина спектра показывает степень разрушения через количество и амплитуды пространственных гармоник. Оценка сравнения «эффективности «разрушения» спектра пространственных гармоник конкурирующих дублетных составляющих остается за собственными потерями в резонаторной системе.

Таким образом, был получен метод, позволяющий рассчитывать распределение ВЧ-поля и спектр пространственных гармоник любой дублетной составляющей с учетом влияния «больших» неоднородностей различного типа. Он позволяет найти все распределения ВЧ-поля на найденной собственной частоте: одна вариация в случае невырожденного вида или дублетной структуры и две вариации в случае наличия вырождения. Благодаря использованию методов теории поля не требуются экспериментальные данные для расчета, а за счет отсутствия эквивалентных представлений в изложении метода мы имеем возможность его расширения в случае усложнения решаемых задач. Этот метод реализован в программе [6].

Библиографический список

1. Еремка В. Д. Разработка и исследование магнетронов в институте радиопрофики и электроники им. А. Я. Усикова и радиоастрономического института НАН Украины / В. Д. Еремка, О. П. Кулагин, В. Д. Науменко / Радиопрофикика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиопрофикики и электр. НАН Украины. – Х., 2004. – 2, спец. вып. – С. 42–67.

2. *Магнетроны* сантиметрового диапазона: в 2 т. Т. 1 / пер. с англ. под ред. С. А. Зусмановского. – М.: Сов. радио, 1950. – 420 с.
3. *Гурко А. А.* Повышение стабильности низковольтных магнетронов непрерывного действия миллиметрового диапазона волн: дис. ...канд. техн. наук / А. А. Гурко. – М., 1969. – 142 с.
4. *Букуева Р. Я.* Развитие радиоэлектронных методов исследования приборов магнетронного типа коротковолновой части СВЧ диапазона и реализация их в специальном оборудовании: дис. ...канд. техн. наук / Р. Я. Букуева. – М., 1981. – 201 с.
5. *Фурсова Е. В.* Влияние микронеоднородностей в резонаторных блоках магнетронов на пространственных гармониках на воспроизведение их характеристик / Е. В. Фурсова, В. М. Береснев, Д. В. Прибыш. – Х.: Науч. физ.-техн. центр МОН и НАН Украины, 2007. – С. 50–56.
6. *Свидетельство* о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2011611258. Расчет дисперсионных характеристик магнетронов (Magnetron dispersion calculator) / К. И. Чистяков, А. А. Омиров. Зарегистрировано в Реестре программ для ЭВМ 08.02.2011.

Рукопись поступила 31.05.2012 г.

К. И. Chistyakov

ANALYSIS AND CALCULATION OF HIGH-FREQUENCY FIELD DISTRIBUTION OF THE NONUNIFORM MAGNETRON SYSTEM

While designing magnetrons of short-wave part of mm wavelengths range, the interaction between electronic stream and lowest spatial harmonic of degenerate oscillations turned out to be the most successful. To eliminate the drawbacks of this interaction the driving inhomogeneities are applied in magnetron resonator system while manufacturing. These inhomogeneities eliminate an intradoublet competition on a working oscillation mode and a competition with doublet components of a high-voltage oscillation type – the competitor. The computational methods of the nonuniform resonator systems given in the literature have the restrictions not allowing making necessary magnetrons design analysis of driving inhomogeneities influence on HF-field structure of the slowing down system. The new computational method stated on the field theory basis and allowing to search all natural frequencies and corresponding HF-field

allocations in magnetron slowing down system has been suggested. The calculation example of HF-fields allocation and a spatial harmonics spectrum of magnetron slowing down system of 2 mm wavelengths range with driving inhomogeneities is given. The comparison of driving inhomogeneities in various arrangement combinations is given. The new procedure necessary for nonuniform magnetrons resonator systems in a short-wave part of mm wavelengths range calculation is gained.

Key words: magnetron, millimeter wavelengths, nonuniform resonator system, driving inhomogeneities.

К. И. Чистяков

АНАЛІЗ І РОЗРАХУНОК РОЗПОДІЛУ ВИСОКОЧАСТОТНОГО ПОЛЯ НЕОДНОРІДНОЇ РЕЗОНАТОРНОЇ СИСТЕМИ МАГНЕТРОНА

Як показала практика розробки магнетронів короткохвильової частини міліметрового (мм) діапазону довжин хвиль, найбільш успішним виявився режим взаємодії електронного потоку з нижчою просторовою гармонікою виродженого виду коливань. Для усунення ряду недоліків цього режиму в виробництві застосовують керуючі неоднорідності в резонаторній системі магнетрона. Ці неоднорідності усувають внутрішньодублетну конкуренцію на робочому виді коливань і конкуренцію з дублетних складових високовольтного виду – конкурента. Наведені в літературі методи розрахунку неоднорідних резонаторних систем мають обмеження, що не дозволяють проводити необхідний для розробки магнетронів аналіз впливу керуючих неоднорідностей на структуру високо-частотного (ВЧ) поля уповільнюючої системи. Запропоновано новий метод розрахунку, викладений на основі теорії поля, який дозволяє проводити пошук всіх власних частот і відповідних розподілів ВЧ-поля в уповільнюючій системі магнетрона з керуючими неоднорідностями. У роботі наведено приклад розрахунку розподілу ВЧ-поля і спектр просторових гармонік уповільнюючої системи магнетрона 2-мм діапазону довжин хвиль з керуючими неоднорідностями. Проведено порівняння різних комбінацій розташування керуючих неоднорідностей. Отримано нову методику, необхідну для розрахунку неоднорідних резонаторних систем магнетронів в короткохвильовій частині мм діапазону довжин хвиль.

Ключові слова: магнетрон, міліметровий діапазон довжин хвиль, неоднорідна резонаторна система, керуючі неоднорідності.