

## СОЗДАНИЕ В МАГНЕТРОНЕ НЕ $\pi$ – ВИДА ПРЕДПОЧТИТЕЛЬНЫХ УСЛОВИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ РАБОЧЕГО ВИДА КОЛЕБАНИЙ

А. А. Гурко\*, В. Д. Еремка

*Институт радиопрофики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины,  
12, ул. Академика Проскуры, Харьков, 61085, Украина*

E-mail: [yeryomka@ire.kharkov.ua](mailto:yeryomka@ire.kharkov.ua)

\*Открытое акционерное общество «Плутон»,

*11, ул. Ново-Сыромятинская, Москва, 105120, Россия*

E-mail: [pluton@aha.ru](mailto:pluton@aha.ru)

Проведен анализ причин ограничения области существования по магнитному полю дублетных видов колебаний в периодических равнорезонаторных колебательных системах магнетронов миллиметрового диапазона длин волн. Получены аналитические выражения, которые описывают связь верхней границы области существования рабочего вида колебаний с параметрами колебательной системы и структурой высокочастотного поля в пространстве взаимодействия генераторов. Предложен критерий оценки устойчивого возбуждения рабочего вида колебаний. Критерием является величина отношения амплитуд гармоник конкурирующего и рабочего видов колебаний на радиусе синхронизации рабочего вида. Библиогр.: 14 назв.

**Ключевые слова:** миллиметровый диапазон волн, магнетрон, вид колебаний, колебания не  $\pi$  – вида, пространственные гармоники поля.

Анализ современного состояния исследований, разработок и промышленного выпуска магнетронов миллиметрового диапазона волн показывает, что наибольшие успехи при укорочении рабочей длины волны и повышении уровня генерируемой мощности достигнуты с помощью генераторов, работающих на пространственных гармониках [1-9]. Магнетроны, которые выпускает электронная промышленность, работают в режиме синхронизации электронного потока с низшей пространственной гармоникой поля дублетного вида колебаний, который имеет место в анодном блоке с периодической равнорезонаторной системой [4, 5, 8]. Подтверждением плодотворности этого направления служат результаты разработки и создания в 1960-х гг. не имеющего аналогов ряда низковольтных магнетронов непрерывного действия для накачки квантовых парамагнитных и параметрических усилителей [6]. Другим свидетельством является создание в 1984 г. первой и до сих пор единственной в мировой практике промышленной конструкции импульсного магнетрона двухмиллиметрового диапазона длин волн (ОАО «Плутон», Москва) [9]. Накопленные на сегодня результаты разработок и создания магнетронов не  $\pi$  – вида, развитие представлений о «харьковском» режиме работы и специфических особенностях таких генераторов стимулируют пересмотр существующих методик расчета их элементов конструкции и режимов работы. При этом задачей первостепенной важности представляется развитие известных методов расчета верхней границы области существования рабочего вида по магнитному полю, которую часто определяют величиной отношения напряжения анода  $U_a$  к потенциалу синхронизации  $U_c$ .

В данной работе проведен анализ условий возбуждения рабочего вида колебаний в магнетронах не  $\pi$  – вида и предложен критерий оценки устойчивой работы таких генераторов в миллиметровом диапазоне волн.

**1. Об условиях возбуждения рабочего вида колебаний в магнетронах не  $\pi$  – вида.** Ограничение области существования рабочего вида колебаний объясняли, в частности, локализацией высокочастотного поля в пространстве взаимодействия у поверхности анода с равнорезонаторной периодической системой, вследствие чего генераторы названы «магнетронами поверхностной волны» [2]. Следует заметить, что явление локализации высокочастотного поля у поверхности анода присуще и разнорезонаторным магнетронам, работающим в режиме слабого магнитного поля [10]. Авторы работы [10] предполагали, что в этом случае «процесс передачи энергии электронов волне аналогичен происходящему в ЛБВ». Такое представление об электронно-волновом взаимодействии в скрещенных полях объясняет также причину наличия в магнетронах поверхностной волны запретных областей по магнитному полю между рабочими видами колебаний. В работе [2] для нахождения предельной величины магнитного поля миллиметровых магнетронов не  $\pi$  – вида непрерывного действия в режиме синхронизации движения электронного потока и поля пространственной гармоники с  $\gamma = n + mN$  предложено уравнение

$$H_{m,n} = \frac{21,3 \cdot 10^3}{1 - \sigma^2} \frac{1}{|n + mN| \lambda_n},$$

где  $m$  - любое целое число от  $-\infty$  до  $\infty$ ;  $\sigma$  - отношение диаметров катода и анода;  $N$  - количество резонаторов;  $\lambda_n$  - длина волны  $n$ -го вида колебаний.

Пояснение физического смысла или причины появления коэффициента  $21,3 \cdot 10^3$  не приведено. При замене  $H_{m,n}$  на определенное из уравнения пороговой прямой отношение  $U_a/U_c$  оказывается, что верхняя граница области существования вырожденного вида колебаний определяется только величиной  $U_c$ , что противоречит известной информации о реальных режимах работы магнетронов не  $\pi$ -вида.

В работе [3] зависимость верхней границы по магнитному полю области существования вида колебаний от параметров пространства взаимодействия представлена эмпирическим соотношением

$$U_{a,\max} = U_c \frac{2 \sqrt{1 - \sigma^2}}{1 - \sigma^2 200^{2/\gamma}}, \quad (1)$$

где  $U_{a,\max}$  - напряжение анода на верхней границе области существования вида колебаний;

$U_c = 1,01 \cdot 10^7 \left( \frac{r_a}{\gamma \lambda} \right)^2$  - потенциал синхронизации гармоники  $\gamma$ .

Коэффициент  $200^{2/\gamma}$  получен в результате анализа работы магнетронов импульсного действия. Результаты расчета с помощью уравнения (1) значения верхней границы по магнитному полю области существования вида колебаний для величины отношения  $U_a/U_c$  не более  $\sim 1,5$  иллюстрируют хорошее совпадение с реальным значением. При попытке увеличить значение отношения  $U_a/U_c$  наблюдается уменьшение влияния параметров пространства взаимодействия на рост  $U_a/U_c$ .

В работе [11] приведен сформулированный А. П. Федосеевым «критерий для оценки вероятности возбуждения конкурирующих видов колебаний: вероятность возбуждения конкурирующего вида колебаний тем выше, чем выше величина отношения

$$\frac{Q_{\text{нп}}}{Q_{\text{н}} \Delta f \Delta v_{\phi}}, \quad (2)$$

где  $Q_{\text{нп}}$  - нагруженная добротность системы на конкурирующем виде;  $Q_{\text{н}}$  - нагруженная добротность системы на рабочем виде;  $\Delta v_{\phi}$  - разница фазовых скоростей рабочего и конкурирующего видов;  $\Delta f$  - разница резонансных частот основного и конкурирующего видов.

Обращаем внимание на тот факт, что отношение (2) не учитывает различие между конкурирующими видами колебаний как в уровнях подводимой мощности, так и во вкладе конкурирующих гармоник в интегральное высокочастотное поле вида колебаний. Согласно работам [3, 11] конкуренция рабочего и конкурирующего видов колебаний не зависит от электродинамиче-

ских параметров колебательной системы. Приведенные формулы не учитывают парциального вклада поля синхронной гармоники в суммарное высокочастотное поле вида колебаний в пространстве взаимодействия, различий в эффективности преобразования подводимой мощности.

В работе [8] в результате анализа с учетом этих факторов делается вывод, что причиной ограничения сверху протяженности области существования по магнитному полю рабочего вида колебаний в равнорезонаторных магнетронах не  $\pi$ -вида на пространственной гармонике является конкуренция со стороны вида колебаний с номером большим на единицу. Конкурентоспособность рабочего вида колебаний падает вследствие более резкого уменьшения напряженности высокочастотного поля рабочей гармоники относительно конкурирующей на радиусе синхронизации первой гармоники и уменьшения разницы в величине радиусов синхронизации конкурирующих гармоник.

Малое удаление рабочей точки от параболы критических режимов обуславливает не только уменьшение величины электронного КПД  $\eta_3$ , но также и ограничение возможности увеличения контурного КПД  $\eta_k$ . Близость рабочего режима к критическому обуславливает высокую чувствительность параметров магнетрона к изменениям температуры окружающей среды и внешним механическим воздействиям, что создает дополнительные эксплуатационные трудности.

Увеличение в магнетроне не  $\pi$ -вида отношения диаметров катода и анода  $\sigma = d_c/d_a > 0,5$  с одновременным уменьшением номера рабочего вида колебаний  $n$  до значения  $n < N/4 - 1$  ( $N$  - количество резонаторов) позволило увеличить как  $\eta_3$ , так и  $\eta_k$ . При этом переход процесса генерации с вида  $n$  на более высоковольтный вид  $n+1$  при некотором увеличении индукции постоянного магнитного поля  $B$  происходил скачкообразно, исчезли зоны запретной работы по магнитному полю. Единственным явлением, которое объясняет такой ход процесса генерации в магнетроне, следует признать межвидовую конкуренцию.

Авторы работы [2] утверждают, что в магнетронах поверхностной волны «начало области генерации каждого вида колебаний определяется в большинстве случаев прекращением генерации соседнего, более низковольтного вида». Преимущественное возбуждение низковольтного вида является следствием отсутствия энергетических возможностей у более высоковольтных видов для конкурентного «перехвата» электронов. Причины прекращения генерации низковольтного вида не названы.

В работе [12] для оценки конкурентоспособности видов колебаний использован критерий

Крамера. Согласно критерию Крамера самовозбуждающаяся многовидовая система «будет работать на виде колебаний, требующем минимального рассеяния источников мощности, находящихся в системе. Отсюда следует, что магнетрон должен работать на том виде колебаний, для которого достигается наибольшее отношение запасенной энергии к общей энергии потерь за период».

В магнетроне не π-вида способность запастись высокочастотную энергию больше для вида колебаний с меньшим номером. Это обусловлено различной степенью «провисания» электромагнитного поля в пространство взаимодействия и торцевые полости. При фиксированном уровне подводимой мощности величина запасаемой энергии определяется в основном уровнем потерь. Конструкция торцевых полостей в виде круглых запердельных волноводов исключает потери вследствие излучения. Диссипативные потери в стенках резонатора определяются по теореме скин-эффекта

$$P = 0,5 \sqrt{\frac{\pi f \mu}{\chi}} \int_S |H_z|^2 dS, \quad (3)$$

где  $H_z$  - значение осевой составляющей высокочастотного магнитного поля в полости резонатора;  $S$  - поверхность (площадь) стенок резонатора;  $f$  - частота колебаний в резонаторе;  $\chi$  - проводимость стенок резонатора;  $\mu$  - магнитная проницаемость стенок резонатора.

Аналитическое выражение, описывающее распределение электромагнитного поля в полости лопаточного резонатора, имеет вид

$$H_z \left( \underline{r} \right) = jE_\varphi \left( \underline{r} \right) \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \frac{J_0 \left( \underline{r} \right) \frac{J'_0 \left( \underline{r} \right) N_0 \left( \underline{r} \right)}{N'_0 \left( \underline{b} \right)} - J_1 \left( \underline{a} \right) \frac{J'_1 \left( \underline{a} \right) N_1 \left( \underline{a} \right)}{N'_1 \left( \underline{b} \right)}$$

где  $E_\varphi(a)$  - значение высокочастотного электрического поля на входе в резонатор на границе с пространством взаимодействия;  $\varepsilon_0$  - диэлектрическая проницаемость вакуума;  $\mu_0$  - магнитная проницаемость вакуума;  $k$  - волновое число;  $\tau$  - толщина ламели;  $r_a$  - радиус анода;  $r_p$  - радиус резонатора;  $J_0, J_1, N_0, N_1$  - цилиндрические функции первого и второго рода действительного аргумента;

$$a = r_a - \frac{\tau}{2 \sin \frac{\pi}{N}};$$

$b = r_p - r_a + a$ ;  $N$  - количество резонаторов.

Считая электромагнитное поле в полостях лопаточных резонаторах постоянным как по углу, так и вдоль оси анода, а также принимая во внимание только потери в стенках резонаторов,

получаем следующее выражение для мощности потерь в резонаторе с номером  $i$ :

$$P_i = E_{\varphi,i}^2 \Theta_n \left( \underline{r} \right) \mathcal{G}_n \left( \underline{r} \right), \quad (4)$$

Выражение для мощности потерь представлено в виде функции геометрических параметров резонатора и амплитуды напряженности высокочастотного электрического поля на входе в него.

$$\Theta_n \left( \underline{r} \right) \mathcal{G}_n \left( \underline{r} \right) = \frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \sqrt{\frac{\pi f \mu}{\chi}} h \left[ \frac{4}{N b k^2} + \pi \int_a^b Z_0^2 \left( \underline{r} \right) d\underline{r} \right]; \quad (5)$$

$$: \left[ J_1 \left( \underline{a} \right) N_1 \left( \underline{b} \right) - J_1 \left( \underline{b} \right) N_1 \left( \underline{a} \right) \right];$$

$$E_{\varphi,i} \left( \underline{r} \right) = \frac{N \mathcal{G}}{\pi} E \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{\sin \gamma \mathcal{G}}{\gamma \mathcal{G}} \cos \frac{2\pi m i}{N}, \quad (6)$$

где  $h$  - аксиальная протяженность резонаторной системы;  $f$  - частота генерации;  $n$  - номер вида колебаний;

$$\mathcal{G} = \frac{\pi}{N} - \frac{\tau}{2r_a}; \quad \psi = \frac{2\pi}{N}; \quad \gamma = |mN + n|;$$

$$Z_0 \left( \underline{r} \right) = J_0 \left( \underline{r} \right) N_1 \left( \underline{b} \right) - J_1 \left( \underline{b} \right) N_0 \left( \underline{r} \right).$$

Выражение для суммарных потерь в резонаторной системе имеет вид

$$P_{c,n} = \Theta_n \left( \underline{r} \right) \mathcal{G}_n \left( \underline{r} \right) \left( \frac{N}{\pi} E \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{\sin \gamma \mathcal{G}}{\gamma} \right)^2 \sum_{i=0}^{N-1} \cos^2 \frac{2\pi m i}{N}. \quad (7)$$

Множитель  $\sum_{i=0}^{N-1} \cos^2 \frac{2\pi m i}{N}$  путем преобразований приводим к виду

$$\sum_{i=0}^{N-1} \cos^2 \frac{2\pi m i}{N} = P_3 = \frac{P_c}{1 - \eta_k} = \frac{N}{2} + \sum_{i=0}^{N-1} e^{j \frac{4\pi m i}{N}}.$$

Второе слагаемое является суммой  $N$  членов геометрической прогрессии со знаменателем  $e^{j \frac{4\pi m i}{N}}$ . Для видов колебаний  $n \neq N/2$ ; 0 слагаемое  $\sum_{i=0}^{N-1} e^{j \frac{4\pi m i}{N}} = 0$  и суммарные диссипативные потери резонаторной системы для этих видов колебаний

$$P_c = \frac{N}{2} P_i = 0. \quad (8)$$

Пусть амплитуда напряженности высокочастотного электрического поля синхронной гармоники на границе пространства взаимодействия  $E_c(r_a)$  постоянна и равна единице. Идентичность  $E_c(r_a)$  с известной степенью достоверности предопределяет равенство величин электронного КПД. Из уравнения (6) при условии  $E_{\gamma c}(r_a)=1$  находим значение  $E$

$$E = \frac{\pi(N-n)}{N \sin \left[ \frac{\pi(N-n)}{2} \right]} \quad (9)$$

Расчет потерь в резонаторной системе для разных  $n$  ( $N=\text{const}$ ) из условия  $E_{\gamma c}(r_a)=1$  показывает их увеличение с уменьшением  $n$ . Уменьшение напряженности высокочастотного поля рабочей гармоники уменьшает ее конкурентоспособность. Таким образом, в магнетронах не  $\pi$ -вида относительно меньший вклад синхронной гармоники в суммарное поле рабочего  $n$ -вида колебаний при более интенсивном ее убывании от анода к катоду по сравнению с конкурирующей гармоникой  $(n+1)$ -вида и является основной причиной уменьшения конкурентоспособности рабочего вида. При соблюдении равных условий следует ожидать большего воздействия на пространственный заряд поля вида колебаний с наибольшей амплитудой синхронной волны высокочастотного потенциала, обеспечивающего в итоге селекцию этого вида. Скорость нарастания амплитуды колебаний в резонансном контуре магнетрона тем больше, чем выше уровень нагруженной добротности, величина которой для различных видов колебаний определяется уровнем собственных потерь колебательной системы  $P_c$  и потерь в нагрузке  $P_n$ . В установившемся режиме передаваемая электронами высокочастотному полю энергия  $P_3$  равна теряемой в колебательной системе и внешней нагрузке

$$P_3 = P_c + P_n. \quad (10)$$

Введем значение контурного КПД  $\eta_k$ :

$$P_3 = \frac{P_c}{1-\eta_k}. \quad \text{Электроны могут передать высоко-}$$

частотному полю

$$P_3 = I_a (U_a - U_c) \eta_3, \quad (11)$$

где  $I_a$  - ток анода.

С большой степенью достоверности для магнетронов, работающих в интервале отрицательных значений  $\partial \eta_3 / \partial Y_n$  ( $Y_n$  - проводимость нагрузки), величина  $\eta_3$  пропорциональна предельному электронному КПД  $\eta_{np}$

$$\eta_3 \approx A \eta_{np} = A \left( 1 - \frac{U_c}{U_a} \right)_\gamma,$$

где  $A$  - константа. После подстановки  $U_a$  из уравнения пороговой прямой

$$\eta_{np} = 1 - \frac{10,7}{B \gamma \lambda_n \left( -\sigma^2 \right)_{10,7}}.$$

$$P_3 = A I_a (U_a - U_c) \left[ 1 - \frac{10,7}{B \gamma \lambda_n \left( -\sigma^2 \right)_{10,7}} \right]. \quad (12)$$

Совместное решение (6), (8), (10), (12) позволяет определить амплитуду тангенциальной составляющей рабочей гармоники на границе пространства взаимодействия

$$E_{\phi, \gamma} \left( r_a \right) = \frac{\sin \gamma \vartheta}{\gamma \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{\sin \gamma \vartheta}{\gamma}} \sqrt{\frac{2 A I_a (U_a - U_c) \left( -\eta_k \right)}{N \Theta_n \left( \vartheta, \psi \right)}} \left[ 1 - \frac{10,7}{B \gamma \lambda_n \left( -\sigma^2 \right)_{10,7}} \right]. \quad (13)$$

Величину индукции магнитного поля в рабочей точке определяем из преобразованного уравнения пороговой прямой

$$B = \frac{10,7 \left( \frac{U_a}{U_c} + 1 \right)}{\gamma \lambda_n \left( -\sigma^2 \right)}. \quad (14)$$

$E_\gamma(r)$  изменяется в пространстве взаимодействия по закону

$$E_{\phi, \gamma} \left( r \right) = E_\gamma \left( r_a \right) \left( \frac{r}{r_a} \right)^{\gamma-1} \frac{1 - \left( \frac{r_k}{r} \right)^{2\gamma}}{1 - \left( \frac{r_k}{r_a} \right)^{2\gamma}}.$$

**2. О критериях оценки условий устойчивого возбуждения колебаний в магнетронах не  $\pi$ -вида.** Согласно работе [13] «характер поля вблизи катода определяет количество энергии, которое тратится на начальную группировку

электронов и выбор вида колебаний, который будет возбуждаться электронным механизмом». Формирование «спиц» пространственного заряда происходит в так называемом модулирующем слое, расположенном от радиуса синхронизации до радиуса Бриллюэна. Радиус синхронизации  $r_{c, \gamma}$  определяется по формуле [14]

$$r_{c, \gamma} = r_k \sqrt{\frac{\omega_{ц}}{\omega_{ц} - 2\omega_{c, \gamma}}},$$

где  $r_k$  - радиус катода;  $\omega_{ц}$  - циклотронная частота;  $\omega_{c, \gamma} = 2\pi f_n / \gamma$ ;  $f_n$  - частота генерации. При фиксированной величине индукции магнитного поля  $r_{c, \gamma}$  уменьшается с ростом  $\gamma$ . Поэтому естественным представляется сравнение конкурирующих гармоник на радиусе низковольтной синхронизации (с меньшим потенциалом синхронизации) и принятие отношения их амплитуд в качестве критерия верхней границы по магнитному полю области существования рабочего вида колебаний. Количественное

значение критерия определяется следующим образом. Величина генерируемой магнетроном мощности  $P_{n,n}$  (во внешней нагрузке) и мощности потерь в колебательной системе  $P_{c,n}$  через величину контурного КПД  $\eta_{k,n}$  связаны равенством [14]

$$P_{c,n} = P_{n,n} \frac{1 - \eta_{k,n}}{\eta_{k,n}}. \quad (15)$$

После подстановки и преобразования уравнение (15) принимает вид

$$P_{n,n} = \frac{N}{2} E_{\varphi,n}^2 \left( \Theta_n \left( \mathcal{G}, \psi \right) \frac{\eta_{k,n}}{1 - \eta_{k,n}} \right). \quad (16)$$

По измеренным значениям выходной мощности  $P_{n,n}$  и контурного КПД рабочего вида колебаний на верхней границе его области существования по магнитному полю и вида-конкурента  $P_{n,n+1}$  на нижней границе его области существования находим величины их диссипативных потерь в резонаторной системе и далее – амплитудное значение суммарного высокочастотного поля  $E_{\varphi,n}(r_a)$ , рабочей  $E_{\varphi,\gamma}(r_a)$  и конкурирующей  $E_{\varphi,\gamma-1}(r_a)$  гармоник.

$$\begin{aligned} E_{\varphi,n} \left( r_a \right) &= \sqrt{\frac{2P_{n,n} \left( 1 - \eta_{k,n} \right)}{N \eta_{k,n} \Theta_n \left( \mathcal{G}, \psi \right)}}, \\ E_{\gamma} \left( r_a \right) &= \frac{\sin \gamma \vartheta}{\pi} \sqrt{\frac{2NP_{n,n} \left( 1 - \eta_{k,n} \right)}{\eta_{k,n} \Theta_n \left( \mathcal{G}, \psi \right)}}. \end{aligned} \quad (17)$$

При расчете амплитудных значений конкурирующих гармоник «разрушением» спектра пространственных гармоник вынуждены пренебрегать, поскольку при случайном характере величины, количества и расположения технологических неоднородностей учет «разрушения» представляется нереальной задачей.

Для ряда экспериментальных макетов низковольтных магнетронов не  $\pi$ -вида непрерывного действия с равнорезонаторной системой [6, 8] расчетная величина отношения амплитуд конкурирующей и рабочей гармоник на радиусе синхронизации второй в режиме изменения вида колебаний находится в интервале 1,31...1,45. Обследуемые магнетроны генерировали на менее нагруженных выводов энергии составляющих рабочего и конкурирующего дублетов. В расчет критерия верхней границы области существования рабочего вида колебаний по магнитному полю закладывалось значение  $\eta_k$ , соответствующее измеренной величине затягивания частоты генерации.

При скачкообразном включении номинального значения напряжения анода устойчивое возбуждение рабочего вида колебаний происходит при меньших значениях индукции магнитного поля, соответствующих отношению амплитуд конкурирующей и рабочей гармоник на радиусе синхро-

низации конкурирующей примерно 1,2...1,33. При работе магнетрона в импульсном режиме верхняя граница области существования рабочего вида по магнитному полю практически совпадает с максимально допустимой величиной индукции магнитного поля при скачкообразном включении  $U_a$  в непрерывном режиме. В образцах с минимальным значением отношения конкурирующих гармоник на верхней границе области существования рабочего вида колебаний, по-видимому, имеет место максимальное «разрушение» спектра пространственных гармоник вида-конкурента. Вероятность «разрушения» спектра пространственных гармоник вида-конкурента технологическими неоднородностями возрастает с увеличением  $n$  [4]. Поэтому в качестве критерия устойчивого возбуждения магнетрона на рабочем виде колебаний при максимально допустимой величине напряжения предлагается принять равным 1,3 отношение амплитуд конкурирующей и рабочей гармоник на радиусе синхронизации рабочей гармоники.

При создании магнетронов не  $\pi$ -вида на пространственной гармонике предлагаемая методика расчета позволяет практически исключить экспериментальные работы по устранению мешающего действия конкурирующих видов. Решение задачи сводится в основном к определению необходимого соотношения потерь для рабочего и конкурирующего видов колебаний путем расчетов.

В последних конструкциях магнетронов не  $\pi$ -вида предпочтение отдано работе на нагруженной составляющей дублета, имеющей лучшую воспроизводимость величины  $\eta_k$ . В этом случае степень «разрушения» спектра пространственных гармоник конкурирующих структур высокочастотного поля в пространстве взаимодействия становится единственным критерием оценки эффективности выбора величины, местоположения и количества управляющих неоднородностей. Чтобы управляющая неоднородность не «разрушала» пространственный спектр рабочей составляющей дублета с номером  $n$ , ее необходимо внести в резонатор с номером  $i$ , для которого выполняется условие

$$\cos \frac{2\pi i}{N} = 0. \quad (18)$$

В резонаторе с номером  $i$  разность фаз для соседних видов колебаний составляет  $2\pi i/N$ . Поэтому спектр пространственных гармоник высоковольтного вида-конкурента  $n+1$  «разрушается» в меньшей степени. Из условия (13) вытекает

$$\frac{2\pi i}{N} = \pi \left( 0,5 + \beta \right), \text{ где } \beta - \text{любое целое число. После преобразования имеем } \frac{\nu N}{4ni} = 1, \text{ где } \nu - \text{любое нечетное число. Предпочтение следует отдавать}$$

таким  $N$  и  $n$ , для которых написанное условие выполняется не менее, чем для трех резонаторов при изменении  $V$  в интервале от 1 до  $N$ . В этом случае расположением двух управляющих неоднородностей в интервале  $180^\circ$  достигается больший эффект «разрушения» спектра пространственных гармоник вида-конкурента по сравнению с расположением неоднородностей в диаметрально противоположных точках системы. В частности, для резонаторной системы с  $N=24$  и управляющими неоднородностями в резонаторах с номерами  $i=3, 21$  отношение конкурирующих гармоник конкурирующего ( $n=7$ ) и рабочего ( $n=6$ ) видов колебаний на радиусе синхронизации рабочей гармоники, рассчитанное без учета «разрушения» спектра пространственных гармоник, на верхней границе устойчивого возбуждения рабочего вида колебаний находилось в интервале 1,08...1,13.

**Выводы.** Проанализированы причины ограничения области существования по магнитному полю дублетных видов колебаний в периодических равнорезонаторных колебательных системах магнетронов миллиметрового диапазона длин волн, работающих на пространственных гармониках колебаний не  $\pi$ -вида. Получены аналитические выражения, которые описывают связь верхней границы области существования рабочего вида колебаний с параметрами колебательной системы и структурой высокочастотного поля в пространстве взаимодействия генераторов. Предложена методика расчета критерия оценки устойчивого возбуждения рабочего вида колебаний, которая позволяет практически исключить экспериментальные работы по выявлению условий существования и устранению мешающего действия конкурирующих видов.

1. Левин Г. Я., Старченко Р. Ф., Филиппов Ю. Ф. Основы приближенного расчета и рабочие характеристики миллиметровых магнетронов непрерывного действия // Тр. ИРЭ АН УССР. - 1956. - 4. - С. 126-141.
2. Галевский В. В., Крупаткин И. Г., Трутень И. Д. К вопросу о возможности расчета областей генерации в магнетронах поверхностной волны // Тр. ИРЭ АН УССР. - 1965. - 13. - С. 173-184.
3. Крупаткин И. Г. Определение границ областей существования видов колебаний в магнетронах, работающих на минус первой пространственной гармонике // Электронная техн. Сер.1. Электроника СВЧ. - 1974. - № 2. - С. 11-16.
4. Гурко А. А., Саевский Ф. В., Еремка В. Д. О влиянии погрешностей изготовления резонаторной системы на воспроизводимость параметров магнетрона // 10-я Международн. Крымская конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо'2000). - Севастополь. - 2000. - С. 203-206.
5. Sosnitskiy S. N., Vavriv D. M. Theory of spatial-Harmonic Magnetron: An equivalent Network Approach, IEEE Trans // On Plasma Science. - 2002. - 30, No. 3. - P. 984-991.
6. Еремка В. Д., Кулагин О. П., Науменко В. Д. Разработка и исследование магнетронов в Институте радиофизики и электроники им. А. Я. Усыкова и Радиоастрономическом институте НАН Украины // Радиофизика и электроника. - Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. - 2004. - 9, спец. вып. - С. 42-67.

7. Грицаенко С. В., Еремка В. Д., Копоть М. А. и др. Много-резонаторные магнетроны с холодным вторично-эмиссионным катодом: достижения, проблемы, перспективы // Радиофизика и электроника. - Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. - 2005. - 10, спец. вып. - С. 3-37.
8. Гурко А. А. Ограничение протяженности видов колебаний по магнитному полю в не  $\pi$ -видном магнетроне // Наукоемкие технологии. - 2007. - № 5. - С. 37-39.
9. Gurko A. Diploma. Medaille d'or. Pour L'invention "Magnetron impulsif millimetrique" // Brussels Eureka'97. 11.11.1997.
10. Робертшоу, Уилшоу. Работа магнетронов в режиме слабых полей // Сб. Электронные СВЧ приборы со скрещенными полями / Пер. под ред. М. М. Федорова. - М.: Изд-во иностр. лит., 1961. - 2. - С. 280-293.
11. Самсонов Д. Е. Основы расчета и конструирования много-резонаторных магнетронов. - М.: Сов. Радио, 1966. - 280 с.
12. Ваккаро. Магнетрон, настраиваемый четырьмя резонаторами // Сб. Электронные СВЧ приборы со скрещенными полями / Пер. под ред. М. М. Федорова. - М.: Изд-во иностр. лит., 1961. - 2. - С. 130-141.
13. Магнетроны сантиметрового диапазона / Пер. под ред. С. А. Зусмановского. - М.: Сов. Радио, 1950. - Т.1. - 420 с.
14. Бычков С. И. Вопросы теории и практического применения приборов магнетронного типа. - М.: Сов. радио, 1967. - 216 с.

#### CREATION OF PREFERABLE CONDITION FOR EXCITEMENT OF OPERATING MODE IN NOT $\pi$ — MODE MAGNETRON

A. A. Gurko, V. D. Yeryomka

The reasons for restricting the regions of existing in a magnetic field – oscillations in periodic vane-type cavity oscillating systems of millimeter-wave magnetrons are analyzed. Analytical expressions were derived to describe the relationship between the upper regions. Of the operating mode existence with the oscillatory system parameters and the HF-field structure in the oscillators' space interaction. A criterion for evaluating the stable operating mode excitation is proposed. This criterion corresponds the magnitude of the relation between the harmonics amplitudes of competing and operating modes on a operating mode synchronization radius.

**Key words:** millimeter wave band, magnetron, field spatial harmonics, mode oscillation, not  $\pi$  – mode oscillation

#### СТВОРЕННЯ В МАГНЕТРОНІ НЕ $\pi$ — ВИДУ НАЙКРАЩИХ УМОВ ЗБУДЖЕННЯ РОБОЧОГО ВИДУ КОЛИВАНЬ

О. О. Гурко, В. Д. Еремка

Проведено аналіз причин обмеження області існування по магнітному полю дублетних видів коливань в періодичних рівнорезонаторних коливальних системах магнетронів міліметрового діапазону довжин хвиль. Запропоновані аналітичні вирази, які описують зв'язок верхньої межі області існування з параметрами коливальної системи та структурою високочастотного поля в просторі взаємодії генераторів. Запропоновано критерій оцінки стійкого збудження робочого виду коливань. Критерієм є величина відношення амплітуд гармонік конкуруючого та робочого видів коливань на радіусі синхронізації робочого виду.

**Ключові слова:** міліметровий діапазон хвиль, магнетрон, вид коливань, коливання не  $\pi$  – виду, просторові гармоніки поля.

Рукопись поступила 15 апреля 2008 г.