

СИНХРОНИЗАЦИЯ МАГНЕТРОННОГО ГЕНЕРАТОРА ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ ПРИ КРАТНОМ ПРЕОБРАЗОВАНИИ ЧАСТОТЫ

Особенности синхронизации магнетронных генераторов со стороны нагрузки и внешним монохроматическим сигналом достаточно подробно исследованы в ряде работ [1—5]. В связи с интересом, который в настоящее время проявляется к различным конструкциям умножителей магнетронного типа [2—5], приобретает актуальность вопрос о синхронизации автоколебаний магнетронного генератора на кратной частоте со стороны электронного потока, сгруппированного полем основной частоты.

В настоящей работе этот вопрос рассматривается применительно к конструкции двухсекционного цилиндрического магнетронного генератора, работающего в режиме захвата автоколебаний выходной секции гармоникой тока, наведенного электронным потоком, сгруппированным в первой (модулирующей) секции. При анализе используются результаты двумерной приближенной теории приборов магнетронного типа [1, 6] и приняты следующие обозначения: r_k — радиус катода в первой и второй секциях; r_a — внутренний радиус анодных блоков; B — индукция поперечного магнитного поля; N_1, N_2 — число резонаторов типа «щель—отверстие» в первом и втором анодных блоках.

Предполагается, что пространство дрейфа между секциями отсутствует, а связь второй секции с первой осуществляется частью электронного потока, которая после предварительного группирования инжектируется в пространство взаимодействия второй секции. На практике подобное инжектирование может быть осуществлено с помощью «активной» магнетронной пушки [5] либо при сносе потока с помощью дополнительных электрического или магнитного статических полей.

При электродинамическом описании пространства взаимодействия в соответствии с [1, 6] используется квазистационарное приближение и пренебрегается электродинамической связью высокочастотных полей различных временных гармоник. При этих предположениях для собственных функций статического поля \vec{E}_1 , удовлетворяющего теореме Шокли о наведенных токах, в первом анодном блоке справедливы следующие приближенные соотношения [1, 7]:

$$E_{1\varphi}(r, \varphi) = \frac{N_1}{\pi r_a} \frac{\sin \gamma_1 \beta_1}{\gamma_1 \beta_1} \left(\frac{r}{r_a}\right)^{\gamma_1 - 1} \frac{1 - \left(\frac{r_k}{r}\right)^{2\gamma_1}}{1 - \left(\frac{r_k}{r_a}\right)^{2\gamma_1}} \cos \gamma_1 \varphi; \quad (1)$$

$$E_{1r}(r, \varphi) = \frac{N_1}{\pi r_a} \frac{\sin \gamma_1 \beta_1}{\gamma_1 \beta_1} \left(\frac{r}{r_a}\right)^{\gamma_1-1} \frac{1 + \left(\frac{r_k}{r}\right)^{2\gamma_1}}{1 - \left(\frac{r_k}{r_a}\right)^{2\gamma_1}} \sin \gamma_1 \varphi, \quad (1)$$

где $\gamma_1 = n_1 + m_1 N_1$;

n_1 — номер вида колебаний;

m_1 — номер пространственной гармоники;

$2\beta_1$ — угловой размер щели резонатора;

φ — угол в неподвижной системе координат.

Для второго анодного блока можно записать соответственно

$$E_{2\varphi}(r, \varphi) = \frac{N_2}{\pi r_a} \frac{\sin \gamma_2 \beta_2}{\gamma_2 \beta_2} \left(\frac{r}{r_a}\right)^{\gamma_2-1} \frac{1 - \left(\frac{r_k}{r}\right)^{2\gamma_2}}{1 - \left(\frac{r_k}{r_a}\right)^{2\gamma_2}} \cos(\gamma_2 \varphi + \varphi_0); \quad (2)$$

$$E_{2r}(r, \varphi) = \frac{N_2}{\pi r_a} \frac{\sin \gamma_2 \beta_2}{\gamma_2 \beta_2} \left(\frac{r}{r_a}\right)^{\gamma_2-1} \frac{1 + \left(\frac{r_k}{r}\right)^{2\gamma_2}}{1 - \left(\frac{r_k}{r_a}\right)^{2\gamma_2}} \sin(\gamma_2 \varphi + \varphi_0);$$

где $\gamma_2 = n_2 + m_2 N_2$;

φ_0 — относительный фазовый сдвиг пространственных гармоник квазистатического поля.

В режиме автогенерации, когда снос электронного потока отсутствует, в каждой из секций могут иметь место одночастотные колебания, причем частота ω_1 автогенерации первого блока в установившемся режиме и частота ω_2 автогенерации второго блока связаны соотношением $\omega_2 \approx n\omega_1$, где n — кратность преобразования частоты. Параметры резонаторных систем и значения n_1 , m_1 , n_2 , m_2 выбраны таким образом, что $\gamma_2 = n\gamma_1$, т. е. в режиме возбуждения второй секции на частоте $n\omega_1$ и в режиме захвата автоколебаний угловые скорости ω_1/γ_1 и $n\omega_1/\gamma_2$ вращающихся гармоник в первой и второй секциях равны между собой и в соответствии с принятой моделью [1] равны скорости вращения электронного потока.

Используя для описания режимов автогенерации первой и второй секций представление магнетронного генератора эквивалентным колебательным контуром с сосредоточенными параметрами [6] и известную [1, 6] модель электронного потока в виде жесткого синхронного ротора, уравнения колебательных процессов можно записать в следующем виде [6]:

$$\frac{d^2 u_1}{dt^2} + \omega_{01}^2 u_1 = F_1^0(u_1, \dot{u}_1); \quad (3)$$

$$\frac{d^2 u_2}{dt^2} + \omega_{02}^2 u_2 = F_2^0(u_2, \dot{u}_2). \quad (4)$$

Здесь u_1, u_2 — напряжения на эквивалентной индуктивности первого и второго контуров; точка сверху обозначает производную по времени $\omega_{01} \approx \omega_1$; $\omega_{02} \approx \omega_2 \approx n\omega_{01}$ — резонансные частоты контуров, добротность которых соответственно Q_1, Q_2 и волновое сопротивление Z_1, Z_2 . Связь эквивалентных параметров контуров с геометрическими параметрами секций и связь величин u_1, u_2 с полями в резонаторах определена в работе [6]. Функции F_1^0, F_2^0 в соответствии с [6] имеют вид

$$F_1^0(u_1, \dot{u}_1) = -\frac{\omega_{01}}{Q_1} \dot{u}_1 + \omega_{01}^2 Z_1 I_{n1}^0(u_1, \dot{u}_1); \quad (5)$$

$$F_2^0(u_2, \dot{u}_2) = -\frac{\omega_{02}}{Q_2} \dot{u}_2 + \omega_{02}^2 Z_2 I_{n2}^0(u_2, \dot{u}_2), \quad (6)$$

где

$$I_{n1}^0(u_1, \dot{u}_1) = \int \vec{j}_1^0(u_1, \dot{u}_1) \vec{E}_1 dV; \quad I_{n2}^0(u_2, \dot{u}_2) = \int \vec{j}_2^0(u_2, \dot{u}_2) \vec{E}_2 dV; \quad (7)$$

I_{n1}^0, I_{n2}^0 — наведенные токи, возбуждающие эквивалентные контуры,

\vec{j}_1^0, \vec{j}_2^0 — конвекционные токи в пространстве взаимодействия первой и второй секций, интегрирование в (7) проводится по объему пространства взаимодействия соответственно первой и второй секций. Решение уравнений типа (3), (4) применительно к магнетронному генератору с использованием метода усреднения [8] и укороченных уравнений для амплитуды и фазы колебаний проведено в работе [6]. При сносе электронного потока в двухсекционном генераторе уравнение возбуждения второго магнетронного блока вместо (4) имеет вид

$$\ddot{u}_2 + \omega_{02}^2 u_2 = F_2(u_2, \dot{u}_2, u_1, \dot{u}_1). \quad (8)$$

Соответственно

$$F_2 = -\frac{\omega_{02}}{Q_2} \dot{u}_2 + \omega_{02}^2 Z_2 I_{n2}(u_2, \dot{u}_2, u_1, \dot{u}_1); \quad (9)$$

$$I_{n2} = \int \vec{j}_2(u_2, \dot{u}_2, u_1, \dot{u}_1) \vec{E}_2 dV. \quad (10)$$

Рассматривая задачу о синхронизации в наиболее простой постановке, при вычислении I_{n2} в установившемся режиме используем предположение об аддитивности процесса токообразования во второй секции, т. е. будем считать, что электронный поток во второй секции образован двумя независимыми системами спиц пространственного заряда:

$$I_{n2}(u_2, \dot{u}_2, u_1, \dot{u}_1) = I_{n2}^0(u_2, \dot{u}_2) + I_{n2}^1(u_1, \dot{u}_1), \quad (11)$$

Здесь I_{n2}^0 — наведенный ток в режиме автогенерации второго блока;

I_{n2}^1 — наведенный ток на частоте $n\omega_1$ в режиме возбуждения при сносе электронного потока, сгруппированного ВЧ полем с частотой ω_1 ;

u_1^0 — решение уравнения (3) в установившемся режиме

Уравнение (8) при условии (11) сводится к хорошо изученному [8] уравнению автогенератора, находящегося под воздействием внешнего монохроматического сигнала. Не рассматривая переходных процессов, обозначим известное [6, 8] решение уравнений (3), (4) в установившемся режиме:

$$u_1^0 = R_1^0 \cos \omega_1 t; \quad (12)$$

$$u_2^0 = R_2^0 \cos (\omega_2 t + \varphi_0). \quad (13)$$

Решение уравнения (8) в установившемся синхронном режиме при этом можно искать в виде [8, 9]

$$u_2 = R_2^0 (1 + \epsilon) \cos (n\omega_1 t + \kappa + \varphi_0). \quad (14)$$

Будем использовать при расчете I_{n2}^1 модель жесткого синхронного электронного ротора, синфазного с полем (1) и состоящего из γ_1 спиц пространственного заряда угловой шириной $2\sigma_1$, а при расчете I_{n2}^0 модель жесткого ротора, состоящего из γ_2 спиц пространственного заряда угловой шириной $2\sigma_2$ и имеющего угол рассогласования θ с полем (2). Воспользовавшись результатами работы [6] и пренебрегая влиянием радиальных компонент наведенного тока [1], получим

$$I_{n2}^0 = - \frac{\omega_1 B I_{02} (r_a^2 - r_1^2)}{2\gamma_1 R_2^0 \cos n\gamma_1 \theta} \sin (n\omega_1 t + n\gamma_1 \theta + \kappa + \varphi_0); \quad (15)$$

$$I_{n2}^1 = - \frac{\omega_1 B I_{01}}{n^2 \gamma_1 R_1^0} \cdot \frac{\beta_1 N_2 \sin n\gamma_1 \beta_2 \sin n\gamma_1 \sigma_1}{\beta_2 N_1 \sin \gamma_1 \beta_1 \sin \gamma_1 \sigma_1} \times \\ \times f \left(n, \gamma_1, \frac{r_k}{r_a}, \frac{r_1}{r_a} \right) \sin (n\omega_1 t + \varphi_0). \quad (16)$$

Здесь I_{01} — полный радиальный ток предварительно сгруппированной части потока; I_{02} — анодный ток второго магнетронного блока в режиме автогенерации при отсутствии сноса потока; r_1 — радиус прикатодного слоя пространственного заряда;

$$f \left(n, \gamma_1, \frac{r_k}{r_a}; \frac{r_1}{r_a} \right) = \frac{1 - \left(\frac{r_k}{r_a} \right)^{2\gamma_1}}{1 - \left(\frac{r_k}{r_a} \right)^{2n\gamma_1}} \int_{r_1}^{r_a} r \left(\frac{r}{r_a} \right)^{\gamma_1(n-1)} \frac{1 - \left(\frac{r_k}{r} \right)^{2n\gamma_1}}{1 - \left(\frac{r_k}{r} \right)^{2\gamma_1}} dr.$$

Записав уравнение (8) с учетом (11), (16) в виде

$$\ddot{u}_2 + \omega_{02}^2 u_2 = F_2^0(u_2, \dot{u}_2) + \omega_{02}^2 R_c \cos\left(n\omega_1 t + \varphi_0 + \frac{\pi}{2}\right), \quad (17)$$

где величина R_c имеет смысл амплитуды сигнала синхронизации

$$R_c = Z_2 \frac{\omega_1 B I_{01} R_1^0}{n^2 \gamma_1} \cdot \frac{\beta_1 N_2 \sin n\gamma_1 \beta_2 \sin n\gamma_1 \sigma_1}{\beta_2 N_1 \sin \gamma_1 \beta_1 \sin \gamma_1 \sigma_1} f\left(n, \gamma_1, \frac{r_k}{r_a}, \frac{r_1}{r_a}\right), \quad (18)$$

и воспользовавшись известными результатами [6, 8, 9], для установившихся значений ε и x можно получить

$$\varepsilon = \frac{-q\Delta + p\sqrt{\Delta_0^2 - \Delta^2}}{p^2 + q^2}; \quad (19)$$

$$x = \operatorname{arctg} \frac{p\varepsilon}{q\varepsilon + \Delta} + \frac{\pi}{2}. \quad (20)$$

Здесь $\Delta = n\omega_1 - \omega_{02}$; — параметр расстройки; Δ_0 — критическое значение расстройки; p, q — прочность предельного цикла и неизохронность автогенерации второго магнетронного блока [6]. Ширина полосы синхронизации, как можно показать, равна

$$\Delta_{\text{синхр}} = 2\Delta_0 = \frac{\omega_{02} R_c}{R_2^0} \sqrt{1 + \frac{q^2}{p^2}}. \quad (21)$$

Учитывая, что в принятом приближении

$$\frac{p}{q} = \operatorname{ctg} n\gamma_1 \theta; \quad (22)$$

$$R_1^0 = \left[Z_1 I_{01} Q_1 \frac{\omega_{01} B (r_a^2 - r_1^2)}{2\gamma_1} \right]^{1/2}; \quad R_2^0 = \left[Z_2 I_{02} Q_2 \frac{\omega_{02} B (r_a^2 - r_1^2)}{2n\gamma_1} \right]^{1/2} \quad (23)$$

и считая значения R_1^0, R_2^0 заданными, получим

$$\frac{\Delta_{\text{синхр}}}{\omega_{02}} = \frac{R_c}{R_2^0 \cos n\gamma_1 \theta} = \frac{2Z_2 R_1^0}{n^2 Z_1 Q_1 R_2^0 \cos n\gamma_1 \theta} \times \\ \times \frac{\beta_1 N_2 \sin n\gamma_1 \beta_2 \sin n\gamma_1 \sigma_1}{\beta_2 N_1 \sin \gamma_1 \beta_1 \sin \gamma_1 \sigma_1} \cdot f\left(n, \gamma_1, \frac{r_k}{r_a}, \frac{r_1}{r_a}\right). \quad (24)$$

Из (24) видно, что полоса синхронизации расширяется с увеличением установившегося значения R_1^0 амплитуды поля в первой секции (или полного радиального тока спиц пространственного заряда в первой секции) и сужается с увеличением амплитуды сигнала в режиме автогенерации второй секции и с

уменьшением угла рассогласования θ . Поскольку в принятой модели рассогласование спиц пространственного заряда с гармоникой поля является следствием рассинхронизма гармоник поля с невозмущенным электронным потоком [1], следует сделать качественный вывод, что с увеличением рассинхронизма в автогенераторе полоса синхронизации увеличивается. Формула (24) определяет также зависимость ширины полосы синхронизации от других параметров, в частности, от коэффициента преобразования частоты сигнала и параметра γ_1 . Полагая в (24) $\gamma_1 \gg 1$ (поля имеют поверхностный характер) и выбрав $N_2 = nN_1$, $\beta_1 = n\beta_2$, можно приближенно вычислить функцию f и получить следующую простую формулу

$$\frac{\Delta_{\text{синхр}}}{\omega_{02}} = \frac{Z_2}{Z_1} \cdot \frac{2R_1^0 \sin n \gamma_1 \sigma_1}{(n-1)\gamma_1 Q_1 R_2^0 \cos n \gamma_1 \theta \sin \gamma_1 \sigma_1}; \quad n \neq 1. \quad (25)$$

Из (25) видно, что с увеличением коэффициента преобразования n и параметра γ_1 полоса синхронизации прибора сужается по закону $1/n\gamma_1$.

Для установившихся значений ϵ и κ синхронизованного колебания из (19), (20) получим

$$\epsilon = \frac{-\Delta \operatorname{tg} n \gamma_1 \theta + \sqrt{\Delta_0^2 - \Delta^2}}{\rho} \cos^2 n \gamma_1 \theta; \quad (26)$$

$$\kappa = \operatorname{arctg} \frac{1}{\operatorname{tg} n \gamma_1 \theta + \frac{\Delta}{\rho \epsilon}} + \frac{\pi}{2}. \quad (27)$$

Последние соотношения определяют зависимость амплитуды и фазы синхронизованного колебания от величины расстройки Δ по известным [8, 9] законам. При $\Delta = 0$

$$\epsilon = \frac{1}{\rho} \Delta_0 \cos^2 n \gamma_1 \theta; \quad (28)$$

$$\kappa = -n \gamma_1 \theta. \quad (29)$$

Из (28) видно, что при нулевой расстройке приращение амплитуды сигнала прямо пропорционально ширине полосы синхронизации и, следовательно, ϵ зависит от R_1^0 и от n аналогичным образом. Используя соотношение (26), можно определить приращение амплитуды на границе полосы синхронизации. При $\Delta = \Delta_0$ получим

$$\epsilon = -\frac{\Delta_0}{2\rho} \sin 2n \gamma_1 \theta. \quad (30)$$

Поскольку в принятой модели предполагалось $\rho > 0$ (определено условием устойчивости амплитуды R_2^0), из (30) следует,

что в этом режиме при синхронизации должно происходить подавление мощности автогенератора ($\varepsilon < 0$).

В заключение отметим, что параметры θ , σ_1 , r_1 , ρ , q были введены в работу в качестве независимых. Связь этих параметров с конструктивными и рабочими параметрами магнетронного автогенератора определена в работах [1, 6].

ЛИТЕРАТУРА

1. Бычков С. И. Вопросы теории и практического применения приборов магнетронного типа. М., «Сов. радио», 1967, 214 с.
2. Osersuk I. M. Cascade crossed field tubes improve microwave generation. «Frequency», 1967, 5, 3, p. 32—34.
3. Поспелов Л. А., Усиков А. Я. Приборы СВЧ с гармонизированным электронным потоком. «Укр. физ. ж.», 1970, 15, 5, с. 764—768.
4. Цейтлин М. Б., Бецкий О. В., Цицонь И. Т. Теоретическое исследование умножительных свойств магнетронного усилителя. — «Радиотехника и электроника», 1971, 16, 9, с. 1666—1672.
5. Мейлус И. О. Ю. Исследование нового типа магнетронного умножителя частоты. — Тр. науч.-техн. конф. «Радиоэлектроника», 1971, Каунас, 7, с. 89—93.
6. Никонов В. Н. Режим стационарного одночастотного колебания магнетронного генератора. — «Изв. вузов. Радиофизика», 1962, 5, 2, с. 260—269.
7. Магнетроны сантиметрового диапазона. Перевод с англ. под ред. С. А. Зусмановского. М., «Сов. радио», 1960. 420 с.
8. Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М., Физматгиз, 1958. 408 с.
9. Малахов А. Н. Флуктуации в автоколебательных системах. М., «Наука», 1968, 660 с.