



## НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЭЛЕКТРОННЫХ ТРАЕКТОРИЙ И ШУМЫ В МНОГОРЕЗОНАТОРНОМ МАГНЕТРОНЕ

*В.Б. Байбурин, К.В. Каминский*

Рассмотрены режимы многорезонаторного магнетрона, соответствующие условиям температурного ограничения эмиссии и ограничению эмиссии пространственным зарядом. Установлено, что в последнем случае наблюдается большая хаотичность траекторий зарядов и более длительное их пребывание в прикатодной области, что, как показали расчеты, может являться причиной «аномального» шума в приборах магнетронного типа с центральным катодом.

В работах [1–3] исследованы траектории зарядов в динамических системах со скрещенными электрическими и магнитными полями при различных видах их неоднородности в пространстве и времени. Одним из наиболее распространенных приборов магнетронного типа является многорезонаторный магнетрон, используемый как генератор мощных электромагнитных колебаний.

Существенной особенностью работы многорезонаторных магнетронов является так называемый «аномальный» шум, уровень которого значительно превышает шумы других приборов СВЧ, в частности, ЛБВ [4, 5]. Природа аномального шума до сих пор полностью не ясна, различным аспектам этого вопроса посвящено значительное число публикаций [4–10].

В сравнительно недавних работах [4, 5] экспериментально показано, что аномальный шум в многорезонаторных магнетронах возникает в режиме ограничения эмиссии пространственным зарядом, в котором электрическое поле на катоде полностью компенсируется полем пространственного заряда (см., например, [11]). В режиме температурного ограничения эмиссии [11] (поле пространственного заряда пренебрежимо мало) аномальный шум исчезает.

В связи с изложенным представляется целесообразным рассмотреть особенности траекторий зарядов (в частности, их устойчивость) в указанных режимах и оценить их влияние на уровень шумов.

Как известно, уравнения движения зарядов в многорезонаторном магнетроне в двумерном случае в полярной системе координат  $(r, \varphi)$  можно записать в виде

$$\begin{aligned} \ddot{r} &= r\dot{r}^2 + \frac{e}{m}E_r - \Omega r\dot{\varphi}, \\ \ddot{\varphi} &= \frac{1}{r}\Omega\dot{r} + \frac{1}{r^2}\frac{e}{m}E_\varphi - 2\frac{1}{r}\dot{r}\dot{\varphi}, \end{aligned} \tag{1}$$

где точка обозначает дифференцирование по времени,  $t$  – время,  $E_r$  и  $E_\varphi$  – компоненты электрического поля в радиальном и азимутальном направлении, соответственно,  $\Omega$  – циклотронная частота.

Перейдя от выражения (1) к системе дифференциальных уравнений первого порядка, будем иметь

$$\begin{aligned}\dot{r} &= v_r, \\ \dot{\varphi} &= v_\varphi, \\ \dot{v}_r &= rv_r^2 + E_r - \Omega r v_\varphi, \\ \dot{v}_\varphi &= \frac{1}{r}\Omega v_r + \frac{1}{r^2}E_\varphi - 2\frac{1}{r}v_r v_\varphi.\end{aligned}\quad (2)$$

Для определенности рассмотрим восьмirezонаторный магнетрон, работающий в режиме, при котором два соседних резонатора колеблются в противофазе, то есть с фазовым сдвигом  $\pi$  – так называемый  $\pi$ -вид колебаний [12]. Тогда для компонент поля можно записать следующие уравнения:

$$\begin{aligned}E_r &= E_d + E_q + E_0 e^\gamma \cos(\beta r) \sin(\omega t), \\ E_\varphi &= -E_0 e^\gamma \sin(\beta r) \sin(\omega t),\end{aligned}\quad (3)$$

где  $\beta$  – постоянная распространения,  $\omega$  – частота высокочастотного поля,  $E_0$  – амплитуда высокочастотного поля,  $E_d$  и  $E_q$  – постоянное электрическое поле в магнетроне и поле пространственного заряда, соответственно.

Для  $E_d$  можно записать

$$E_d(r) = \frac{U_0}{r}, \quad \text{где } U_0 = \frac{U_a}{\ln(r_a/r_k)}, \quad U_a \text{ – анодное напряжение.}$$

При рассмотрении режима температурного ограничения эмиссии полем пространственного заряда можно пренебречь, поэтому в этом случае полагалось  $E_q=0$ .

В режиме ограничения эмиссии пространственным зарядом, как известно, поле пространственного заряда на катоде равно постоянному электрическому полю на катоде и противоположно ему по знаку. Кроме того, как показывают расчеты на моделях, основная часть пространственного заряда сосредоточена в так называемой цилиндрической «втулке» (ее примерная граница показана ниже, на рис. 2).

Учитывая отмеченные обстоятельства, можно записать простые аналитические выражения для поля пространственного заряда втулки в следующем виде

$$E_q(r) = \begin{cases} -E_d(r_k) + 2E_d(r_k) \frac{r - r_k}{r_0 - r_k} & \text{при } r_k \leq r \leq r_0, \\ \frac{U_0}{r - (r_0 - r_k)} & \text{при } r_0 \leq r \leq r_a, \end{cases}\quad (4)$$

где  $r_k$  – радиус катода,  $r_a$  – радиус анода,  $r_0$  – радиус верхней границы втулки.

В расчетах значения безразмерных параметров в уравнениях (2), (3) и (4) были заданы соответствующими стационарным номинальным режимам работы многорезонаторного магнетрона. При имитационном моделировании использовались

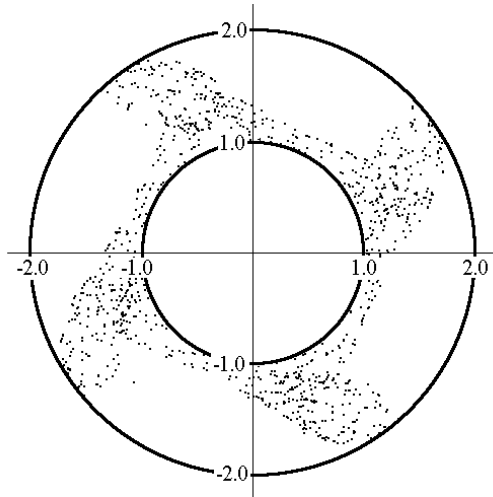


Рис. 1. Конфигурация спиц в режиме температурного ограничения эмиссии

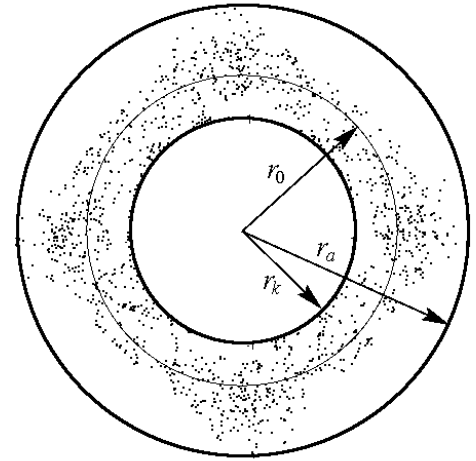


Рис. 2. Конфигурация спиц в режиме ограничения эмиссии пространственным зарядом

10000 крупных частиц. Уравнения движения решались методом Рунге–Кутты 4-го порядка точности с шагом интегрирования 0.005 для каждой крупной частицы.

На рис. 1, 2 представлены типичные конфигурации электронных спиц в режиме температурного ограничения эмиссии и ограничения эмиссии пространственным зарядом, соответственно. На рис. 3 показано для последнего случая распределение по радиусу суммарного электрического поля с учетом компенсирующего поля пространственного заряда.

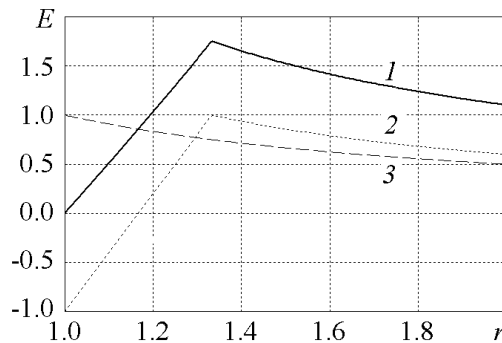


Рис. 3. Распределение электрического поля в пространстве взаимодействия по радиусу: 1 – суммарное поле; 2 – поле пространственного заряда; 3 – поле диода без пространственного заряда

известно, 0.03–0.05 от скоростей бомбардировки анода).

Из сравнения траекторий видно, что в режиме ограничения эмиссии пространственным зарядом (см. рис. 5) заряды значительную часть времени проводят в малоскоростной прикатодной области, для которой, в частности, хаотичность траектории выше, чем на рис. 4.

Пунктирные траектории на рис. 4, 5 соответствуют незначительному изменению начальных условий. Видно, что на рис. 5 имеет место более существенное расхождение траекторий с близкими начальными условиями.

На рис. 4, 5 представлены типичные траектории зарядов для режимов температурного ограничения и ограничения пространственным зарядом, соответственно. Для каждого из режимов производился расчет старшего показателя Ляпунова и автокорреляционной функции по временной реализации  $r(t)$ . Сплошная и пунктирные линии на этих рисунках соответствуют траекториям, выходящим из одной точки на катоде, но имеющим небольшие различия в начальных скоростях (в пределах значений начальных скоростей вылета электронов из катода, не превышающих, как

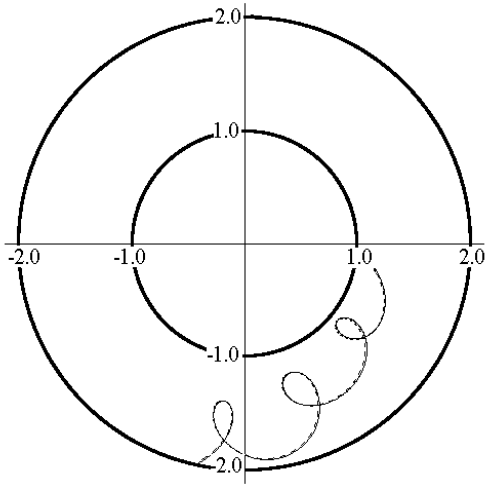


Рис. 4. Траектория заряда в режиме температурного ограничения эмиссии. Старший показатель Ляпунова равен 0.127

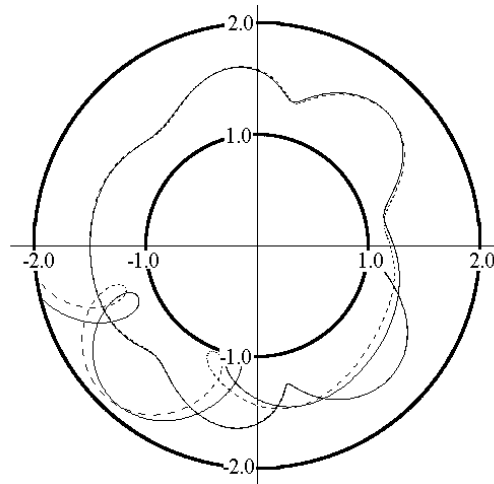


Рис. 5. Траектория заряда в режиме ограничения эмиссии пространственным зарядом. Старший показатель Ляпунова равен 0.232

В обоих случаях автокорреляционная функция является спадающей, старший ляпуновский показатель положителен, причем для случая на рис. 5 старший показатель Ляпунова почти в 2 раза больше.

Расчеты, проведенные в данной работе, а также в работах [1–3], показывают, что траектории зарядов в динамических системах со скрещенными электрическими и магнитными полями, входящими нелинейным образом в исходные фазовые уравнения размерности больше трех (например, как в системе (2)), принципиально неустойчивы.

Рассмотрим отдельный заряд  $q_i$ , эмитируемый катодом с некоторой начальной (в том числе нулевой) скоростью. Двигаясь в условиях действующих полей (магнитных и электрических), заряд создает некоторую величину наведенного тока  $I_n^i$  (наведенной ВЧ-мощности  $P_n^i$ ) в резонаторной системе магнетрона, по существу определяемой траекторией заряда. Даже при весьма малом изменении начальной скорости, как показывают расчеты, траектория заряда смещается (см. рис. 5). Соответственно изменяется величина наведенного тока и величина наведенной ВЧ-мощности, пропорциональной квадрату наведенного тока. Отношение разности наведенных токов (ВЧ-мощностей) к средней величине наведенного тока (ВЧ-мощности) можно рассматривать как количественную оценку шума, связанную с отдельным зарядом.

В расчетах использовалось  $N = 10000$  зарядов (крупных частиц), для каждого из них рассчитывался наведенный ток  $I_{n0}^i$  и ВЧ-мощность  $P_{n0}^i$  при нулевых начальных скоростях. Затем для каждого из зарядов рассчитывались наведенный ток  $I_{nM}^i$  и ВЧ-мощность  $P_{nM}^i$  при максимальных величинах начальных скоростей, составляющих обычно 0.03–0.05 от скорости бомбардировки анода. Эти результаты суммировались по всем зарядам, что определяло наведенные токи и ВЧ-мощность, создаваемые всеми зарядами.

Величину шума  $S$  (дБ), создаваемого всем множеством зарядов, можно оценить по формуле

$$S = 10 \log_{10} \frac{\left| \sum_{i=1}^N P_{n0}^i - \sum_{i=1}^N P_{nM}^i \right|}{\bar{P}_n^i}, \quad \text{где } \bar{P}_n^i = \frac{\sum_{i=1}^N P_{n0}^i + \sum_{i=1}^N P_{nM}^i}{2}.$$

Проведенные расчеты показали, что в режиме ограничения эмиссии пространственным зарядом мощность шума на 35–40 дБ больше мощности шума в режиме ограничения эмиссии температурой, что количественно согласуется с экспериментальными данными, полученными в работах [4, 5]. Следует отметить, что качественная трактовка источников шума в работах [4, 5] отличается от изложенной выше.

Таким образом, проведенный численный анализ позволяет сделать вывод о принципиальной неустойчивости траекторий зарядов в режиме больших амплитуд многорезонаторного магнетрона и возможности рассматривать эту неустойчивость как один из физически допустимых механизмов возникновения аномального шума.

### Библиографический список

1. *Байбурин В.Б., Мантуров А.О., Юдин А.В.* Хаотическое поведение зарядов в скрещенных полях // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2002. Т. 10, № 6. С. 62.
2. *Хороводова Н.Ю., Байбурин В.Б.* Хаотические режимы в магнетронном диоде с пространственно неоднородными электрическим и магнитным полями // Вестник СГТУ. 2005. Т. 6, № 1. С. 103.
3. *Байбурин В.Б., Юдин А.В.* Влияние хаоса на время удержания заряженных частиц в магнитной ловушке // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2005. Т. 13, № 1–2. С. 38.
4. *Каржавин И.А., Гундобин Г.С., Вислов В.И.* Об аналогии шумовых процессов в приборах М-типа с центральным катодом и в магнетронных инжекторных пушках с длинной оптикой // Актуальные проблемы электронного приборостроения: Материалы Междунар. науч.-техн. конф. Саратов: СГТУ, 2002. С. 149.
5. *Каржавин И.А., Гундобин Г.С., Вислов В.И.* О модуляционном механизме аномального шума в приборах М-типа с центральным катодом // Актуальные проблемы электронного приборостроения: Материалы Междунар. науч.-техн. конф. Саратов: СГТУ, 2002. С. 144.
6. *Трубецков Д.И., Шараевский Ю.П., Шевчик В.Н.* Шумовые явления в лучевых усилителях магнетронного типа // Обзор по ЭТ. Вып.101. М.: Ин-т «Электроника», 1970. С. 122.
7. *Ван Дузер У.* Шум в электронных лучах при движении в поперечных скрещенных полях // Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями / Пер. с англ. под ред. М.М. Федорова. Т. 1. М.: Изд-во иностр. лит., 1961. С. 278.
8. *Par J. Arnaud.* Bruit anomal dans les canons electroniques a champs electroniques et magnetiques croises // Ann. Radioelect. Vol. 19. P. 3, January 1964.
9. *Monossov H.G.* The two dimensional mathematical model of electron interaction with UHF field in magnetron and high-voltage UHF oscillations breakdowns // Proceeding of International University Conference «Electronics and Radiophysics of Ultra-High Frequencies», St. Peterburg, Russia, May 24-28, 1999, p. 97.
10. *Riopoulos S.A.* Feedback-induced noise in crossed field devices // IEEE Trans. On Plasma Sci. 1992. Vol. 20, № 3. P. 360.

11. *Власов В.Ф.* Электронные и ионные приборы. М.: Гос. изд. лит. по вопросам связи и радио, 1960.
12. *Фиск Д., Хагструм Г., Гатман П.* Магнетроны / Пер. с англ. М.: Сов. радио, 1948.

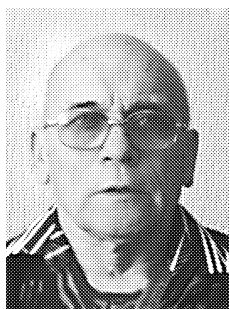
*Саратовский государственный  
технический университет*

*Поступила в редакцию 26.06.2007  
После доработки 17.07.2007*

## ELECTRON TRAJECTORIES INSTABILITY AND NOISES IN MAGNETRON

*V.B. Bayburin, K.V. Kaminsky*

We examine regimes of magnetron corresponding to the temperature limitation conditions and spatial charge emission limitation. We discover the greater chaos of trajectories and their long presence near cathode to be in the later case; as calculations show this phenomenon may cause the abnormal noise to appear in devices of magnetron type with a central cathode.



*Байбури́н Вил Бариевич* – родился в Оренбурге (1935). Окончил физический факультет Саратовского государственного университета (1957). Защитил диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук в СГУ (1969) и доктора физико-математических наук в ИРЭ РАН в Москве (1984) в области электроники СВЧ. Заведующий кафедрой Саратовского государственного технического университета, профессор, Заслуженный деятель науки РФ, действительный член РАЕН. Области научных интересов – компьютерное моделирование, электроника СВЧ, сканирующая зондовая микроскопия, применение СВЧ-энергии в технологических процессах. Автор более 300 научных публикаций, в том числе 6 монографий.



*Каминский Константин Вячеславович* – родился в Саратове (1983). Окончил факультет нелинейных процессов Саратовского государственного университета (2006). Аспирант кафедры программного обеспечения вычислительной техники и автоматизированных систем СГТУ. Области научных интересов – компьютерное моделирование, электроника СВЧ.