

УДК 621.391.822 · 621 385 6

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ШУМОВ
В МАГНЕТРОНЕ ВО ВРЕМЯ НАРАСТАНИЯ
ИМПУЛЬСА АНОДНОГО НАПРЯЖЕНИЯ**

Л. М. Грошков, А. А. Гудков, М. И. Кузнецов

Исследуется изменение частоты флюктуационных колебаний пространственного заряда в магнетроне во время нарастания импульса анодного напряжения. Показано, что полосы частот флюктуационных полей в предгенерационном спектре практически не смещаются с момента их возникновения до установления стационарного предгенерационного состояния. Установлено также, что скорость нарастания интенсивности шумовых колебаний существенно зависит от крутизны переднего фронта анодного импульса.

Изучение процессов, происходящих при возбуждении импульсных магнетронов, до сих пор остается одной из актуальных задач электроники СВЧ. Известно, что большую роль в этих процессах играют мощные флюктуационные поля, существующие в электронном облаке. Они существенно влияют на его формирование и возбуждают резонаторную систему магнетрона до того уровня, с которого становится возможным формирование электронных спиц. Пространственно-временные характеристики этих полей еще недостаточно изучены. В частности, неизвестно, как меняется их спектр во время нарастания импульса анодного напряжения. Некоторые результаты исследования изменения спектра шумов в магнетроне во время нарастания анодного напряжения от нуля до рабочего значения излагаются в настоящей работе.

Флюктуационные процессы, происходящие в электронном облаке магнетрона во время нарастания импульса анодного напряжения, являются нестационарными. Их характерные временные интервалы составляют единицы наносекунд (квазипериоды шумовых колебаний) и сотни наносекунд (времена установления стационарных шумовых колебаний) [1, 2]. Это обстоятельство вынуждает обратиться к наиболее трудоемкому процессу их изучения — регистрации и обработке большого числа реализаций в различных временных масштабах.

Измерения проводились на магнетронном диоде с отношением радиуса анода к радиусу катода $\frac{r_a}{r_k} = 1,8$ и размерами, соответствующими размерам промышленных импульсных магнетронов 10-сантиметрового диапазона. Для обнаружения высокочастотных флюктуаций поля лампа была снабжена зондом, конструкция которого детально описана ранее [2].

Блок-схема установки, на которой производились основные измерения, представлена на рис. 1. На катод экспериментальной лампы подавались отрицательные импульсы высокого напряжения с модулятором, который запускался одиночными импульсами генератора ГБ-15. Длительность анодного импульса составляла 2 мкс. Высокочастотный сигнал, наведенный на измерительном диске, подавался по согласован-

ному кабелю на вход широкополосного скоростного осциллографа С1-11. Измерения проводились при длительности развертки $\tau_p = 5 \text{ нс}/\text{см}$. Сигнал синхронизации поступал на осциллограф с генератора Г5-15 через калиброванную линию задержки, что позволяло просматривать на экране отдельные интервалы длительностью до 50 нс, соответствующие различным участкам анодного импульса. Одиночные реализации высокочастотного сигнала, наведенного на диск, фотографировались с экрана осциллографа, а полученные отпечатки обрабатывались статистическими методами.

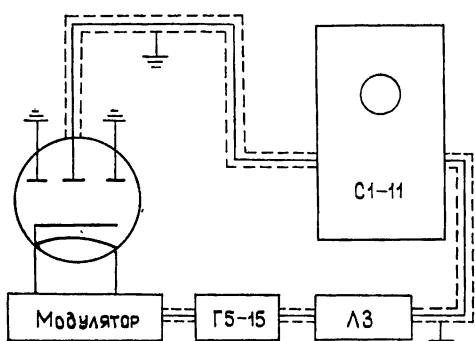


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

Фотографии типичных высокочастотных реализаций представлены на рис. 2. На фотографиях отмечен временной масштаб и время, прошедшее с начала анодного импульса до начала осциллограммы t_0 .

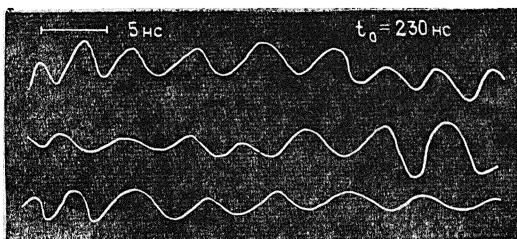
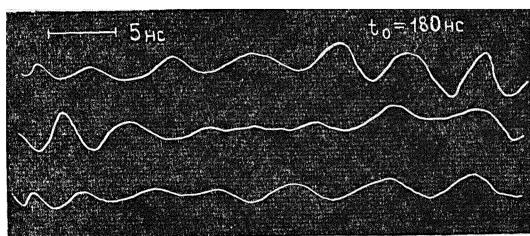
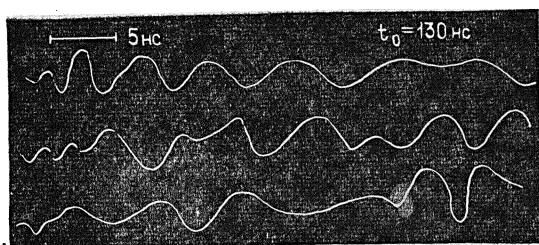


Рис. 2. Осциллограммы флюктуационных сигналов для различных участков анодного импульса ($U_{aраб} = 6 \text{ кВ}$, $B/B_{кр} = 1,7$, $\tau_\phi = 140 \text{ нс}$).

В подавляющем большинстве реализаций флуктуационные поля имеют квазипериодический характер. Величина квазипериода с ростом анодного напряжения изменяется. На рис. 3 представлена зависимость квазипериода флюктуационных колебаний от времени. Каждая точка кривых этого рисунка получена на основании статистической обработки не менее восьми реализаций. Как видно из рисунка, квазипериоды с момента их появления до момента установления стационарных колебаний изменяются незначительно: на 0,5—1 нс при средней величине квазипериода 5—7 нс. Этот факт играет важную роль в процессе возбуждения многорезонаторных магнетронов. Он означает, что полосы наиболее интенсивных сигналов в шумовом спектре во время переднего фронта импульса анодного напряжения практически не смещаются. Следовательно, при соответствующем выборе конструкции и режима работы магнетрона можно обеспечить перекрытие рабочей полосы частот магнетрона с одной из этих полос и, тем самым, ускорить установление рабочих колебаний.

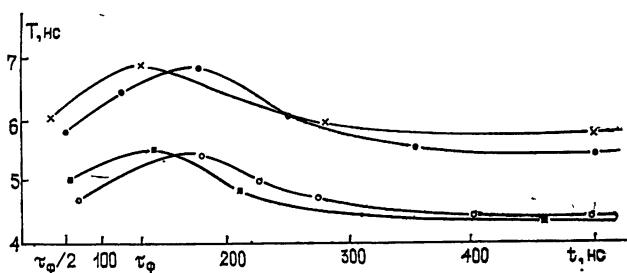


Рис. 3. Зависимость величины квазипериодов флюктуационных колебаний от времени:

кружки — $U_{a\text{раб}} = 4 \text{ кВ}$, $B/B_{kp} = 1,3$; точки — $U_{a\text{раб}} = 4 \text{ кВ}$, $B/B_{kp} = 1,7$; кресты — $U_{a\text{раб}} = 5 \text{ кВ}$, $B/B_{kp} = 2$; квадраты — $U_{a\text{раб}} = 6 \text{ кВ}$, $B/B_{kp} = 1,7$.

В связи с этим возникает необходимость теоретической интерпретации полученных результатов. Строгий теоретический анализ процессов изменения флюктуационных полей в течение всего времени установления стационарных колебаний в настоящее время вряд ли возможен даже при помощи ЭВМ. Однако можно сравнительно просто оценить частоты флюктуационных полей в момент их появления $t = T_1$ и после установления стационарного режима $t \geq T_{\text{стац}}$. Для решения этой задачи воспользуемся некоторой моделью электронного облака магнетрона в предгенерационном режиме. Проведенные ранее исследования показывают, что стационарное предгенерационное состояние электронного облака магнетрона, в большинстве практически интересных случаев, может быть отображено при помощи модели, состоящей из двух слоев: двухпоточного регулярного слоя у катода и статического синхронного слоя в остальной части междуэлектродного пространства (см., например, [3–5]).

Если за момент времени $t = 0$ принять начало переднего фронта анодного импульса, то процесс образования во времени такой двухслойной модели можно описать следующим образом. Сначала вместе с ростом анодного напряжения $U_a = U_a(t)$ образуется прикатодная часть, граница которой $r = r_{\text{обл}}$ «следит» за ростом U_a . Флюктуационные поля пространственного заряда в это время ничтожно малы и не вызывают заметной диффузии электронов. Таким образом, на первом этапе создается регулярное двухпоточное электронное облако.

Согласно экспериментальным данным, полученным в настоящей работе, заметные флуктуационные поля появляются в момент $t = T_1$, когда анодное напряжение достигает примерно половины своей максимальной величины $U_a = \frac{U_{a\text{раб}}}{2}$ (т. е. $T_1 \approx \tau_\phi/2$, где τ_ϕ — длительность

переднего фронта анодного импульса). Под действием этих полей электроны диффундируют через границу регулярного потока и образуют нерегулярную часть электронного облака. Однако в это время нерегулярная часть много тоньше регулярной, поскольку флуктуационные поля малы. Волновые свойства такой системы могут быть найдены на основании таких соображений. Известно, что волновые свойства достаточно тонких электронных пучков не зависят от распределения заряда по сечению пучка [6]. Поэтому собственные частоты тонкой нерегулярной части можно определить по соотношениям, имеющим место для тонкого бриллюэновского слоя. Используя методы, развитые в [6, 7], можно получить для такой модели электронного облака следующее приближенное соотношение, определяющее частоты флуктуационных полей:

$$f_n = \frac{n \phi_e}{2\pi} \delta, \quad (1)$$

где n — номер вида колебаний, ϕ_e — угловая скорость электронов, δ — близкий к единице множитель, величина которого легко рассчитывается из полученного в [7] выражения:

$$\delta = 1 - \frac{r_{\text{обл}} - r_k}{\times r_{\text{обл}}}.$$

Здесь r_k , $r_{\text{обл}}$ — радиусы катода и границы регулярного облака, \times — параметр, лежащий в пределах от 2 до 4.

Мы будем рассматривать собственные частоты колебаний низших номеров, которые играют решающую роль в формировании электронного облака [8], конкретно примем $n = 1$. Вследствие того, что бриллюэновский слой в момент $t = T_1$ очень тонкий, величину $r_{\text{обл}}$ можно оценить из соотношения, полученного в [9]:

$$\begin{aligned} U_a(T_1) &= \frac{U_{a\text{раб}}}{2} = \frac{\omega_H B}{8} r_{\text{обл}}^2 \left(1 - \frac{r_k^2}{r_{\text{обл}}^2} \right) \times \\ &\times \left[2 \left(1 + \frac{r_k^2}{r_{\text{обл}}^2} \right) \ln \frac{r_a}{r_{\text{обл}}} + \left(1 - \frac{r_k^2}{r_{\text{обл}}^2} \right) \right], \end{aligned} \quad (2)$$

где $\omega_H = \frac{eB}{m}$ — циклотронная частота, B — индукция магнитного поля,

r_a — радиус анода. Согласно [10] фазовая скорость медленной волны ϕ_b в двухпоточном электронном облаке при условии $2\pi f_n \ll \omega_H$ (для рассматриваемого случая это условие всегда выполняется, так как частоты флуктуационных колебаний низших номеров, по крайней мере, на порядок меньше циклотронной частоты) близка к азимутальной скорости электронов на границе двухпоточной части, т. е.

$$\phi_b = \phi_e(r_{\text{обл}}).$$

Угловая скорость электронов легко находится интегрированием уравнений движения (см., например, [9]). Таким образом, исходя из (1), (2), можно оценить частоты флуктуационных полей в момент T_1 .

В установившемся режиме ($t \geq T_{\text{ст}}$), когда состояние нерегулярной части электронного облака близко к статическому синхронному, все электроны вращаются вокруг катода примерно с одинаковыми угловыми скоростями, а распределение потенциала в нерегулярной части определяется соотношением [3-5]

$$U(r) = Ar^2 + C,$$

где A и C — постоянные. Принимая во внимание граничные условия

$$U(r_a) = U_{\text{раб}} = Ar_a^2 + C, \quad U(r_{\text{обл}}) = U_{\text{обл}} = Ar_{\text{обл}}^2 + C,$$

легко найти зависимость электрического поля от радиуса точки наблюдения, расположенной в синхронном слое:

$$E(r) = \frac{2(U_{\text{раб}} - U_{\text{обл}})}{r_a^2 - r_{\text{обл}}^2} r. \quad (3)$$

Тогда частоты собственных колебаний электронного облака в установившемся режиме можно найти из соотношения

$$f_{n=1} = \frac{E(r)}{2\pi r B} = \frac{U_{\text{раб}} - U_{\text{обл}}}{\pi B(r_a^2 - r_{\text{обл}}^2)}. \quad (4)$$

Для оценочных расчетов можно считать, что $U_{\text{раб}} - U_{\text{обл}} \approx U_{\text{раб}}$. Тогда

$$f_{n=1} = \frac{U_{\text{раб}}}{\pi B(r_a^2 - r_{\text{обл}}^2)}. \quad (5)$$

При этом рассчитанные по (5) значения частоты должны быть несколько выше реальных значений. Следует также заметить, что величина $r_{\text{обл}}$, входящая в (5), отличается от величины, рассчитанной по (2), вследствие того, что в момент $t \geq T_{\text{ст}}$ вся нерегулярная часть заполнена пространственным зарядом. Согласно [7] положение границы регулярной части электронного облака в этом случае можно найти из такого соотношения:

$$\left(\frac{B_{\text{кр}}}{B}\right)^2 = \left(1 - \frac{r_{\text{k}}^2}{r_a^2}\right) \left(1 - \frac{r_{\text{k}}^2}{r_{\text{обл}}^2}\right) \left(1 + \frac{r_a^2}{r_{\text{обл}}^2} - 2 \frac{r_{\text{k}}^2}{r_a^2}\right). \quad (6)$$

Таким образом, пользуясь выражениями (5) и (1), можно оценить частоты флуктуационных полей в начале и в конце процесса формирования стационарного состояния электронного облака. Результаты сопоставления частот $f_{\text{теор}}$, рассчитанных по формулам (1) и (5), с величинами $f_{\text{эксп}}$, обратными измеренным экспериментально квазипериодам, приведены в таблице.

Как видно из таблицы, экспериментальные значения частот флуктуационных полей удовлетворительно совпадают с рассчитанными на основании оценочных формул (1) и (5). Как и предполагалось, значения частот флуктуационных полей, рассчитанные по формуле (5) (в таблице помечены звездочкой), несколько превышают экспериментальные. Особенно большое расхождение наблюдается при магнитных полях, близких к критическим ($B/B_{\text{кр}} = 1,3$), так как в этом случае регулярная часть электронного облака занимает заметную часть междуэлектродного пространства и считать напряжение на краю облака $U_{\text{обл}}$

малым по сравнению с анодным напряжением $U_{a\text{раб}}$ нельзя. Следует отметить, что данные, приведенные в таблице, не полностью характеризуют изменение частоты в интервале времени от момента их возникновения ($t = T_1$) до установления стационарного состояния ($t = T_{\text{ст}}$). Как видно из рис. 3, вначале частота флюктуационных колебаний несколько уменьшается с ростом анодного напряжения. И лишь по достижении максимального значения анодного напряжения $U_{a\text{раб}}$, когда $t \geq \tau_{\phi}$, начинается увеличение частоты до значения, соответствующего стационарному состоянию. Это связано, по-видимому, с перераспределением пространственного заряда между регулярной и нерегулярной частями, вызванными переходными процессами установления стационарного электронного облака.

Таблица 1

$U_{a\text{раб}}, \text{kV}$	$h = \frac{B}{B_{\text{кр}}}$	t	$f_{\text{теор}}, \text{МГц}$	$f_{\text{эксп.}}, \text{МГц}$
6	1,7	$\frac{T_1}{T_{\text{ст}}}$	200 230*	200 220
5	2	$\frac{T_1}{T_{\text{ст}}}$	170 180*	160 170
4	1,7	$\frac{T_1}{T_{\text{ст}}}$	160 190*	170 180
4	1,3	$\frac{T_1}{T_{\text{ст}}}$	210 290*	210 230

Использованная методика исследования с применением скоростного осциллографа позволяет измерить и время установления стационарного состояния электронного облака. Результаты этих измерений совпадают с результатами, полученными в [2].

Далее была исследована зависимость скорости нарастания интенсивности флюктуационных колебаний от крутизны переднего фронта анодного импульса. Оказалось, что значение, которого достигает средняя квадратичная величина флюктуационных полей к моменту достижения рабочего напряжения $U_{a\text{раб}}$, сильно зависит от длительности переднего фронта. Некоторые результаты измерений представлены на рис. 4. На этом рисунке показано, как с изменением длительности переднего фронта анодного импульса τ_{ϕ} изменяет-

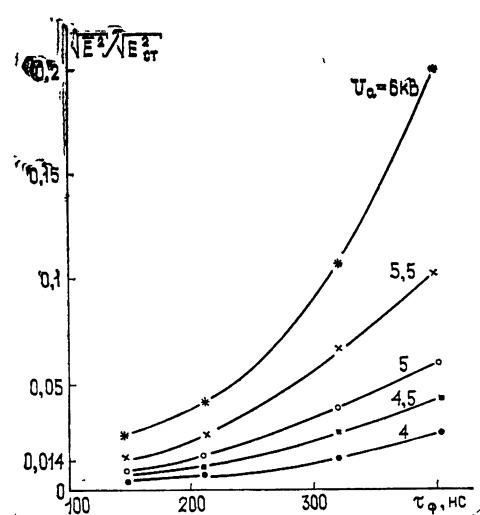


Рис. 4.

ся величина, до которой вырастает интенсивность флюктуационных полей к моменту достижения определенного напряжения на аноде ($U_a = 4; 4.5 \text{ kV}$ и т. д.) при постоянной величине импульсного анодного напряжения $U_{a\text{раб}} = 6 \text{ kV}$.

Из графика рис. 4 видно, что с увеличением длительности переднего фронта анодного импульса нелинейно растет средняя квадратичная величина напряженности высокочастотного поля $\sqrt{\bar{E}^2}$. Например, при изменении длительности фронта вдвое (с 200 до 400 нс) величина $\sqrt{\bar{E}^2}$ при тех же значениях анодного напряжения увеличивается примерно в 5,3 раза. Из графика видно, что в момент достижения анодным импульсом значения $U_{a\text{раб}}$ средняя квадратичная величина высокочастотного поля все еще остается далекой от своего стационарного значения $\sqrt{\bar{E}_{\text{ст}}^2}$ (для длительности переднего фронта порядка 150 нс она меньше стационарного значения примерно в 35—40 раз). Но она вырастает более, чем на порядок при уменьшении крутизны фронта только втрое.

Таким образом, в настоящей работе установлены две важных закономерности. Во-первых, полосы частот наиболее интенсивных флуктуаций в предгенерационном спектре импульсных магнетронов практически не смешаются с момента их возникновения (момент прохождения анодного напряжения через половину его максимального значения $U_{a\text{раб}}$) до установления стационарного режима. Следовательно, эффективное возбуждение резонаторной системы магнетрона предгенерационными шумами начинается примерно с середины фронта импульса анодного напряжения. Во-вторых, скорость нарастания интенсивности флуктуационных колебаний существенно зависит от крутизны переднего фронта анодного импульса. Так, величина интенсивности флуктуационных колебаний, которая достигается к моменту достижения анодным импульсом максимального значения $U_{a\text{раб}}$, возрастает более чем на порядок с уменьшением крутизны переднего фронта от обычно используемых величин до величин, в три раза меньших. Но и в этом случае она примерно на порядок не доходит еще до значений, соответствующих стационарному состоянию электронного облака.

Эти закономерности позволяют объяснить механизм повышения стабильности возбуждения колебаний в импульсных магнетронах с уменьшением крутизны переднего фронта импульса следующим образом. При уменьшении крутизны переднего фронта импульса возрастает скорость нарастания амплитуды колебаний, наводимых предгенерационными шумами в резонаторной системе, так как интенсивность шумов при этом быстро растет, а полосы их частот не смешаются. С ростом интенсивности шумов сокращается и время формирования статического синхронного режима электронного облака, при котором возбуждение рабочих колебаний может начаться с малых амплитуд колебательного напряжения в резонансной системе. Следовательно, увеличивается скорость установления двух наиболее важных условий для возбуждения рабочих колебаний — достаточного шумового переменного напряжения в резонаторной системе и достаточной степени синхронности азимутального движения электронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. М. Грошков, Е. В. Крупин, М. И. Кузнецов, С. Х. Завьялов, Изв. вузов — Радиофизика, 19, № 2, 288 (1976).
2. Л. М. Грошков, А. А. Гудков, М. И. Кузнецов, Изв. вузов — Радиофизика (в печати).
3. В. Е. Белов, Л. В. Родыгин, Л. С. Родыгина, А. Д. Юнаковский, Тезисы докладов на VI Межвузовской конференции по электронике СВЧ, Минск, 1969, стр. 124.
4. М. И. Кузнецов, В. А. Бербасов, И. Н. Железцова, Изв. вузов — Радиофизика, 15, № 2, 283 (1972).
5. В. А. Бербасов, Л. М. Грошков, М. И. Кузнецов, Изв. вузов — Радиофизика, 15, № 3, 944 (1972).

6. В. С. Стельмахов, Электронные волны в сверхвысокочастотных лучевых приборах со скрещенными полями, изд. СГУ, Саратов, 1970.
7. М. И. Кузнецов, И. Н. Железцова, С. В. Степанов, Изв. вузов — Радиофизика, 15, № 5, 787 (1972).
8. М. И. Кузнецов, В. А. Бербасов, С. В. Степанов, Изв. вузов — Радиофизика, 11, № 9, 1425 (1968).
9. С. И. Бычков, Вопросы теории и практического применения приборов магнетронного типа, изд. Сов. радио, М., 1967.
10. Р. А. Дудник, Изв. вузов — Радиофизика, 5, № 2, 343 (1962).

Горьковский государственный
университет

Поступила в редакцию
29 апреля 1977 г.

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF NOISE IN A MAGNETRON DURING THE INCREASE OF ANODE VOLTAGE PULSE

L. M. Groshkov, A. A. Gudkov, M. I. Kuznetsov

The frequency variation of fluctuation oscillations of a space charge in a magnetron is investigated during the pulse increase of the anod voltage. It is shown that frequency bands of fluctuation fields in a pregeneration spectrum do not practically shift from the moment of their occurrence up to the formation of stationary pregeneration state. It is stated also that the velocity of the intensity growth of noise oscillations depends essentially on the steepness of the fore front of the anode pulse.