

УДК 621.385.5 : 621.372.233

Ю. А. ПИРОГОВ

О МЕХАНИЗМЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ СВЧ-СИГНАЛОВ С ПОМОЩЬЮ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ КЛИСТРОНОВ

Показано, что детектирование с помощью виртуального катода, создаваемого в пространстве отражателя клистронов, осуществляется за счет сортировки электронов промодулированного по скорости электронного пучка в условиях значительного влияния пространственного заряда. На вольтамперной характеристике детектирующего промежутка найдены узловые точки, соответствующие нулю и экстремумам детекторного тока. Результаты расчета находятся в хорошем соответствии с данными эксперимента.

Введение

В электронных детекторах с виртуальным катодом [1—6] используется свойство виртуального катода сортировать электроны потока по скоростям: на изменение спектра скоростей виртуальный катод откликается изменением коллекторного тока. Особенно эффективно это свойство используется в детекторах на отражательных клистронах и ЛБВ, где СВЧ-сигнал модулирует электронный поток, а виртуальный катод, создаваемый перед коллектором ЛБВ или отражателем клистронов (т. е. вне пространства взаимодействия), сортирует электроны по скоростям, выделяя в коллекторной цепи прибора изменения постоянной составляющей анодного тока ΔI_a — детекторный ток. В данной статье механизм детектирования рассматривается (в отличие от ЛБВ) на примере отражательных клистронов. Соответствующая этому случаю принципиальная схема детектирования показана на рис. 1, а, а распределение статического потенциала вдоль электронного пучка — на рис. 1, б.

Если экспериментальному исследованию детектирующих свойств виртуального катода посвящено значительное число работ (например, [1—4 и др.]), то теоретический анализ механизма СВЧ-детектирования

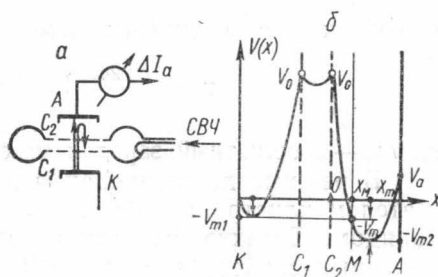


Рис. 1. Принципиальная схема детектирования (а); распределение статического потенциала вдоль электронного пучка отражательного клистронов в режиме детектирования (б)

с помощью виртуального катода проводился немногими авторами. При этом основное внимание уделялось рассмотрению случаев, когда СВЧ-поле действовало в том же промежутке, где существовал и виртуальный катод [5, 8, 9 и др.]. Проблема же детектирующего действия виртуального катода, создаваемого вне пространства взаимодействия ВЧ-поля с электронами (например, перед отражателем клистрона) изучалась только в двух теоретических работах [5, 6], и то далеко не полностью. В [6] методом кинетических уравнений решалась, вообще говоря, не свойственная диапазону СВЧ задача, результаты которой ограничены условием малости времени пролета электронов в пространстве отражателя по сравнению с периодом СВЧ-колебаний. В [5], где сравниваются различные способы электронного детектирования, обсуждаемому здесь вопросу посвящено по существу лишь несколько строк и выражения для детекторного тока в отражательном клистроне получены на основании довольно общих рассуждений. К тому же ни в [6], ни в [5] не проводилось никаких количественных оценок и, что особенно важно для практики, не было определено положение экстремумов детекторного тока на вольтамперной характеристике детектирующего промежутка. Интенсивное изучение в последнее время электронного детектирования с помощью отражательных клистронов и появление новых экспериментальных данных [4] потребовало более детального исследования, результаты которого излагаются в настоящем сообщении.

Выражение для анодного тока

СВЧ-сигнал, действующий между сетками резонатора клистрона, вносит в электронный пучок синусоидальную модуляцию по скорости [7]:

$$v = v_0 (1 + \Delta \cos \psi), \quad (1)$$

где $\Delta = \frac{1}{2} \xi M$; $\xi = \left(\frac{V_{10}}{V_0} \right)$; V_{10} — амплитуда СВЧ-напряжения в резонаторном зазоре; V_0 — потенциал резонатора, отсчитываемый от уровня потенциала 1-го виртуального катода ($-V_{m1}$); $M = \frac{\sin \varphi_0/2}{\varphi_0/2}$; $\varphi_0 = \frac{\omega d}{v_0}$; d — расстояние между сетками резонатора; ω — круговая частота СВЧ-сигнала;

$$v_0 = \left(\frac{2e_0}{m_0} V_0 \right)^{1/2}; \quad \psi = \omega t + \frac{\varphi_0}{2} - \frac{\pi}{2};$$

e_0 , m_0 — абсолютный заряд и масса электрона.

В режиме детектирования промежутков между резонатором и отражателем клистрона работает при ограничении тока пространственным зарядом. Детекторный ток в таком промежутке создается за счет нелинейных свойств виртуального катода, в области которого электроны имеют скорости, близкие к тепловым. Поэтому при нахождении детекторного тока следует учесть максвелловский закон распределения электронов по скоростям, который для элемента тока на катоде записывается в виде

$$dI_c = I_s 2\beta v_c \exp(-\beta v_c^2) dv_c,$$

где $\beta = \frac{m_0}{2kT}$; k — постоянная Больцмана; I_s — плотность тока эмиссии; v_c — скорости на катоде.

Так как все дальнейшее рассмотрение будет относиться к промежутку между резонатором и отражателем клистрона, условимся отсчи-

тывать потенциалы промежутка не от катода, как обычно, а от уровня потенциала плоскости M (т. е. от потенциала 1-го виртуального катода), приняв его равным нулю (см. рис. 1, б). Физически это условие оправдано, так как самые медленные электроны, проходящие через резонатор, имеют нулевую скорость именно в плоскости 1-го виртуального катода. В указанной плоскости M распределение по скоростям согласно теореме Больцмана будет определяться следующим образом:

$$dI_M = I_0 2\beta v_M \exp(-\beta v_M^2) dv_M, \quad (2)$$

где $I_0 = I_s \exp\left(-\frac{e_0 V_{m1}}{kT}\right)$; V_{m1} — абсолютное значение потенциала 1-го виртуального катода; v_M — скорости электронов в плоскости M . Начало координат ($x=0$) поместим в плоскости верхней сетки резонатора и будем иметь в виду, что характеристики виртуального катода (его положение, потенциал и т. п.), записанные без числового индекса, относятся к пространству отражателя.

При воздействии СВЧ-сигнала скорости электронов на выходе из резонаторного зазора будут промодулированы по закону (1), и в плоскости M их скорости будут зависеть от фазы СВЧ-поля в резонаторе. На основании результатов [7] будем полагать, что в случае малых сигналов (рассмотрением которых мы ограничимся) амплитуда изменения скоростей электронов в условиях значительного влияния пространственного заряда остается постоянной при их движении в тормозящем поле виртуального катода. Тогда в интересующей нас плоскости M модуляцию электронов по скорости можно представить в виде

$$v_M = v_H (1 + \Delta_M \cos \psi_M), \quad (3)$$

где v_H — постоянная составляющая скорости электронов в плоскости M ; v_M — полная скорость электрона в той же точке с учетом СВЧ-возмущения; ψ_M — фаза СВЧ-возмущения в точке x_M ; $\Delta_M = \frac{v_0}{v_H} \Delta$.

Анодный ток находится из распределения (2) интегрированием по всем скоростям проходящих на анод электронов от $v_M = v_{H\min}$ до ∞ . Значение минимальной скорости $v_{H\min}$ в плоскости M для некоторой произвольной фазы ψ_M определяется из условия $v_M(\psi_M) = v_m = \sqrt{\frac{2e_0}{m_0} V_m}$, так что с учетом малости сигнала имеем

$$v_{H\min} = v_m - \Delta v_0 \cos \psi_M. \quad (4)$$

Интегрируя (2) в пределах $(v_{H\min}, \infty)$, после соответствующих преобразований и замены переменных получим выражение для анодного тока:

$$I_a(\psi_M) = \int_{v_{H\min}}^{\infty} I_0 \exp(-\beta v^2) d(\beta v^2) = I_{a_0} \exp(-2\sqrt{\epsilon_m} t - t^2), \quad (5)$$

где

$$\epsilon_m = \frac{e_0 V_m}{kT}, \quad (6)$$

$$t = \sqrt{\beta} \Delta v_0 \cos \psi_M = \gamma \cos \psi_M, \quad (7)$$

$$\gamma = \Delta \left(\frac{e_0 V_0}{kT} \right)^{1/2}, \quad (8)$$

$$I_{a_0} = I_0 \exp(-\epsilon_m). \quad (9)$$

Детекторный ток

Прежде чем найти выражение для детекторного тока, необходимо получить усредненное по периоду СВЧ-поля значение анодного тока. Для этого следует проинтегрировать выражение (5) по фазе ψ_M (достаточно в интервале от 0 до π , так как функция $\cos\psi_M$ четная). Дальнейшие выкладки вплоть до получения формулы для детекторного тока можно не проводить, потому что выражение (5) по форме напоминает соответствующее выражение (31) в работе [8], посвященной детектированию сигналов, действующих в том же промежутке, где создается и виртуальный катод. Такое совпадение вполне понятно, так как в обоих случаях (здесь и в [8]) детектирование производится с помощью одного нелинейного элемента — электронного промежутка с виртуальным катодом. Конечно, нельзя забывать, что эти два случая принципиально отличаются способом ввода СВЧ-возмущения в электронный пучок: если в [8] пространства модуляции и сортировки электронов по скоростям совмещены, то в нашем случае СВЧ-возмущение вносится в пучок до входа электронов в промежуток с виртуальным катодом — пространства взаимодействия электронов с СВЧ-полем и сортировки по скоростям разделены. Это отличие определяет не только существенную разницу в зависимости от параметров, но и количественное расхождение (по оценкам, на 2—3 порядка) в амплитуде синусоидальной функции (выражение (8) настоящей работы и (32) в [8]). Но поскольку разница в амплитуде не сказывается на процедуре усреднения по времени (по фазе ψ_M), можно воспользоваться формальным сходством полученных здесь и в [8] выражений для анодного тока, с тем чтобы не проводить аналогичных проделанных в [8] выкладок. Не останавливаясь более подробно на причинах схождения и различия указанных режимов детектирования (они обсуждаются также в [5]), применим разработанный в [8] метод усреднения по фазе ψ_M функций типа (5). Раскладывая в (5) экспоненту в ряд по полиномам Эрмита $H_n(\sqrt{\varepsilon_m})$ и интегрируя затем все члены ряда по ψ_M в пределах $(0, \pi)$, получим выражение для относительного детекторного тока $\Delta I_a^{\text{отн}}$ в виде:

$$\begin{aligned} \Delta I_a^{\text{отн}} &= [\overline{I_a(\psi_M)}] / I_{a_0} - 1 = \frac{1}{\pi I_{a_0}} \int_0^\pi I_a(\psi_M) d\psi_M - 1 = \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} \gamma^{2n} \frac{(2n-1)!!}{2^n (n-1)!} \frac{H_{2n}(\sqrt{\varepsilon_m})}{(2n)!}. \end{aligned} \quad (10)$$

В случае малого сигнала, когда $\gamma^2 \ll 1$, можно ограничиться первым членом ряда (10), имея в виду, что $H_2(\sqrt{\varepsilon_m}) = 4\varepsilon_m - 2$:

$$\Delta I_a^{\text{отн}} = \gamma^2 \left(\varepsilon_m - \frac{1}{2} \right). \quad (11)$$

И, наконец, опуская для краткости черту и раскрывая значение I_{a_0} (9), получим выражение для детекторного тока:

$$\Delta I_a = \overline{I_a} - I_{a_0} = I_0 \gamma^2 \left(\varepsilon_m - \frac{1}{2} \right) \exp(-\varepsilon_m). \quad (12)$$

Отсюда видно, что детекторный ток в зависимости от потенциала виртуального катода ε_m может быть как положительным, так и отрица-

тельными. Детекторный ток равен нулю при $\varepsilon_m = 1/2$, что соответствует отношению анодного тока к току насыщения $I_a/I_0 = 0,61$.

Сравнение с экспериментом

Для сравнения (12) с экспериментальными результатами и исследования зависимости детекторного тока от параметров статического режима работы промежутка с виртуальным катодом, удобнее рассматривать детекторный ток не в форме (12), а как отношение ΔI_a к току насыщения и параметру γ^2 (последний пропорционален мощности СВЧ-сигнала), т. е.

$$\frac{\Delta I_a}{I_0 \gamma^2} = \left(\varepsilon_m - \frac{1}{2} \right) \exp(-\varepsilon_m) = \Phi(\varepsilon_m). \quad (13)$$

Функция $\Phi(\varepsilon_m)$ имеет максимум положительных значений при $\varepsilon_m = 1,5$. При $\varepsilon_m = 0$ детекторный ток принимает максимальные отрицательные значения, соответствующие значению функции $\Phi(0) = -0,5$. График этой функции изображен на рис. 2 кривой 3, где для сравнения нанесены также результаты экспериментальных измерений (кривая 2), проведенных в диапазоне $\lambda = 3$ см на отражательных клистронах типа К-19 [4]. Экспериментальная кривая снималась при $V_0 = 300$ в, $I_0 = 3$ ма, $P_{\text{свч}} = 2$ мвт и $T = 1100^\circ\text{К}$. Точки теоретической кривой наносились на график в предположении, что реальная зависимость анодного тока от потенциала виртуального катода — бoльцмановская: $I_a = I_0 \exp(-e_0 v_m / kT)$. Таким образом, каждой точке вольтамперной характеристики (кривая 1 на рис. 2) ставился в соответствие некоторый потенциал виртуального катода V_m , определяемый в каждой точке через отношение I_a/I_0 :

$$\varepsilon_m = \left(\frac{e_0 V_m}{kT} \right) = \ln \left(\frac{I_0}{I_a} \right). \quad (14)$$

Затем вычислялась функция $\Phi(\varepsilon_m)$ и ее значение отмечалось на графике (3) точкой при таком напряжении отражателя V_a , которому соответствовало ε_m , найденное по (14).

Чтобы построить по данным эксперимента функцию, аналогичную $\Phi(\varepsilon_m) = \frac{\Delta I_a}{\gamma^2 I_0}$, следовало определить параметр $\gamma^2 = \Delta^2(e_0 V_0 / kT)$.

Оценить его можно следующим образом. Если к резонатору клистрона подводится СВЧ-сигнал ($\lambda = 3$ см) по волноводу стандартного сечения 10×23 мм, то амплитуда СВЧ-напряжения V_{10}^* в волноводе определяется через мощность простой приближенной формулой: $V_{10}^*(b) \cong \simeq P_{\text{свч}}(\text{мвт})$, которую можно получить из общих соотношений электродинамики [10]. Поскольку V_{10}^* есть ВЧ-напряжение в плоскости приемной антенны клистрона, нетрудно определить и ВЧ-напряжение в зазоре резонатора, работающего при детектировании как повышающий резонансный трансформатор напряжения [11]:

$$\frac{V_{10}}{V_{10}^*} = \sqrt{\frac{Q_{\text{внеш}}}{Q_0} \cdot \frac{G_H}{G_k + G_e}}, \quad (15)$$

где Q_0 — собственная добротность резонатора; $Q_{\text{внеш}}$ — внешняя добротность; G_k — «холодная» проводимость резонатора вдоль оси электронного пучка; G_H — проводимость нагрузки резонатора (в данном случае — характеристическая проводимость G_0 подводящей СВЧ-сигнал

линии передачи); G_e — проводимость электронного пучка между сетками резонатора. Оценки показывают, что собственная проводимость G_k тороидального резонатора клистрона типа К-19 имеет величину порядка 10^{-5} ом^{-1} [11]; электронная проводимость G_e , определенная по формулам теории отражательного клистрона [7], также составляет примерно 10^{-5} ом^{-1} и $G_H = G_0 = 2 \cdot 10^{-3} \text{ ом}^{-1}$. Так как резонатор клистрона в режиме детектирования должен работать при оптимальной связи с линией передачи, то отношение $Q_{\text{внеш}}/Q_0$ должно быть порядка 1 [11]. Поскольку при $P_{\text{свч}} = 2 \text{ мвт}$ ВЧ-напряжение в волноводе V_{10}^* равняется приблизительно 2 в, то, подставляя приведенные значения параметров в (15), имеем

$$V_{10} \cong 10 \cdot V_{10}^* \cong 20 \text{ (в)}.$$

Так как $\xi = V_{10}/V_0$ и $M = 0,6$ при $V_0 = 300 \text{ в}$, то $\Delta^2 = 4 \cdot 10^{-4}$. Таким образом, $\gamma^2 = \Delta^2 (e_0 V_0 / kT) = 1,2$ ($e_0 V_0 / kT = 3 \cdot 10^3$). Делением ΔI_a на $I_0^0 = 3 \cdot 10^{-3} \text{ а}$ и $\gamma^2 = 1,2$ и были получены точки экспериментальной зависимости $\Delta I_a / \gamma^2 I_0$ (кривая 2 на рис. 2). Например, в максимуме положительных детекторных токов ($\Delta I_a = +9 \cdot 10^{-4} \text{ а}$) эта кривая дает значение 0,25, тогда как теоретическая функция $\Phi(\epsilon_m)$ в точке $\epsilon_m = 1,5$ равняется 0,22. То, что экспериментальная (2) и теоретическая (3) детекторные характеристики достаточно хорошо совпадают, особенно в области малых анодных токов, свидетельствует о правомерности представлений, положенных в основу проведенного расчета. Многочисленные сопоставления функции $\Phi(\epsilon_m)$ с экспериментальными характеристиками, полученными в различных диапазонах от $\lambda = 10 \text{ см}$ до $\lambda = 4 \text{ мм}$ и на ряде различных клистронов (на рис. 2 приведены типичные зависимости), показывают, что положение узловых точек на вольтамперной характеристике (нуля и экстремумов детекторного тока) определяется в первую очередь потенциалом виртуального катода, а затем уже другими, второстепенными факторами — геометрией промежутка, уровнем мощности сигнала и т. п.

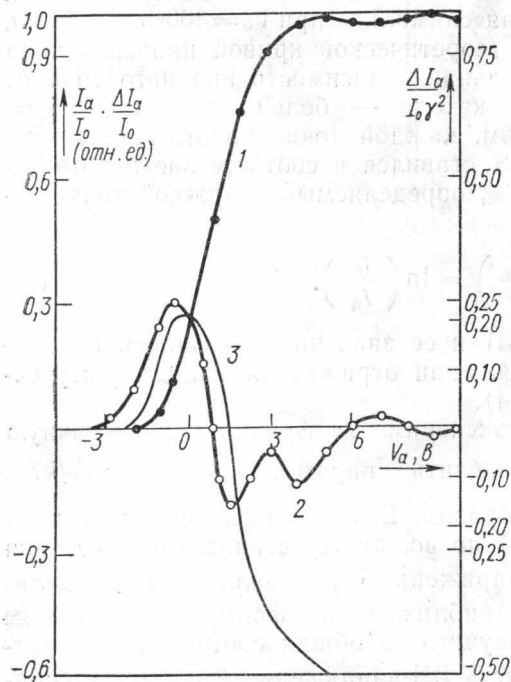


Рис. 2. Вольтамперная характеристика промежутка «резонатор-отражатель» (1); экспериментальная детекторная характеристика $\Delta I_a / \gamma^2 I_0$ (2); теоретическая зависимость $\Phi[\epsilon_m(V_0)]$ (3)

же незначительный сдвиг экспериментальной кривой в область отсечки. Это становится вполне понятным, если учесть, что расчет проводился лишь для режима существования виртуального катода и в приближении малого сигнала, в то время как представленная на рис. 2 экспериментальная детекторная характеристика снималась при сравнительно боль-

шой мощности СВЧ-сигнала (~ 2 мвт). С учетом нелинейных поправок и особенностей детектирования в режиме, близком к насыщению, можно было бы полностью описать экспериментальные результаты. Но это представляет предмет самостоятельного исследования, выходящего за рамки рассмотренной задачи.

В заключение выражаю благодарность А. И. Костиенко и М. Н. Девяткову, совместная работа с которыми явилась основой для проведенных здесь расчетов, а также Ю. В. Горохову за полезные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Костиенко А. И., Девятков М. Н., Лебедь А. А. «Радиотехника и электроника», 4, № 3, 482—488, 1959.
2. Девятков М. Н., Костиенко А. И., Мясоедов Е. Я. «Радиотехника и электроника», 7, № 5, 838—843, 1962.
3. Костиенко А. И., Девятков М. Н., Пирогов Ю. А. «Электронная техника», электроника СВЧ, вып. 2, 146—150, 1967.
4. Девятков М. Н., Костиенко А. И., Пирогов Ю. А., Романюк С. К. «Электронная техника», электроника СВЧ, вып. 9, 86—89, 1970.
5. Гвоздовер С. Д. «Радиотехника и электроника», 10, № 10, 1824, 1965.
6. Мякишев Г. Я. «Радиотехника и электроника», 8, № 5, 791, 1963.
7. Гвоздовер С. Д. Теория электронных приборов сверхвысоких частот. М., ГИИТЛ, 1956.
8. Гвоздовер С. Д. «Изв. вузов», радиофизика, 8, № 2, 309, 1965.
9. Мякишев Г. Я. «Радиотехника и электроника», 12, № 8, 1405, 1967.
10. Ширман Я. Д. Радиоволноводы и объемные резонаторы. М., Связьиздат, 1959
11. Лебедев И. В. Техника и приборы сверхвысоких частот, т. 1. М., «Высшая школа», 1970.

Поступила в редакцию
29.11 1970 г.

Кафедра
радиотехники