



ОТРАЖАТЕЛЬНЫЙ КЛИСТРОН КАК ПРИМЕР АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ С ЗАПАЗДЫВАНИЕМ

В.Н. Титов, Д.В. Волков, А.В. Яковлев, Н.М. Рыскин

Развита нестационарная теория отражательного клистрона на основе дифференциального уравнения с запаздыванием. Представлен анализ условий самовозбуждения, стационарных режимов генерации и условий их устойчивости. Демонстрируется применение теории для расчета выходных характеристик миниатюрного отражательного клистрона субмиллиметрового диапазона. Проводится сопоставление теории с результатами численного моделирования с помощью метода «частиц в ячейке».

Ключевые слова: Автоколебания, запаздывающая обратная связь, отражательный клистрон, метод «частиц в ячейке».

Введение

Важную роль в нелинейной динамике играют распределенные системы с запаздывающей обратной связью (ЗОС), которые широко распространены в самых разных областях физики, таких как радиофизика и электроника [1,2], нелинейная оптика [3,4], физика атмосферы [5], а также в моделях биологии [6], медицины [7], экономики, экологии и социальных наук [8]. Хорошо известно, что для систем с запаздыванием характерны различные сложные, нестационарные режимы генерации, в том числе хаотические [1,2].

К системам с ЗОС относятся многие приборы вакуумной электроники сверхвысокочастотного (СВЧ) диапазона, например, генераторы на основе ламп бегущей волны [9–11] и клистронов [12–16]. Естественным математическим аппаратом для построения нестационарной теории подобных систем представляются дифференциальные уравнения с запаздывающим аргументом. В частности, в серии работ [12–16] построена нестационарная теория клистронов-генераторов с ЗОС, подробно исследована (в том числе экспериментально) картина динамических режимов в этих приборах.

В настоящей работе подробно описана методика построения нестационарной теории на основе уравнений с запаздыванием и демонстрируются возможности теории для расчета основных характеристик конкретного прибора на примере отражательного клистрона (ОК). ОК является, пожалуй, простейшим примером генератора

клистронного типа и широко применяется для генерирования СВЧ-колебаний малой мощности [17–21]. В то же время он является характерным примером системы с запаздыванием, которое возникает, очевидно, вследствие конечного времени движения электронов в пространстве резонатор–отражатель. На возможность построения теории ОК на основе уравнения с запаздыванием указывалось ранее [22,23], однако в основном анализировались процессы самовозбуждения генератора.

В данной работе представлен вывод уравнения с запаздыванием, описывающего динамику ОК (раздел 1). Далее последовательно рассматриваются условия самовозбуждения, стационарные режимы генерации и условия их устойчивости (разделы 2–4). В разделе 5 проводится расчет выходных характеристик для миниатюрного ОК субмиллиметрового диапазона. Проекты создания подобных приборов появились в последнее время в связи с развитием технологий вакуумной микроэлектроники [24–29]. Также в разделе 5 проведено сопоставление с результатами численного моделирования на основе традиционного для СВЧ-электроники метода крупных частиц, что позволило оценить пределы применимости упрощенной теоретической модели и дать достаточно реалистичные оценки важных с практической точки зрения параметров, таких как выходная мощность, КПД, время установления колебаний и т.д.

1. Математическая модель отражательного клистрона в виде уравнения с запаздыванием

На рис. 1 приведена схема распределения постоянного потенциала в ОК. Электронный поток ускоряется в пространстве катод–резонатор постоянным ускоряющим напряжением V_0 , после чего проходит сквозь емкостной зазор объемного резонатора. Высокочастотное поле резонатора осуществляет модуляцию потока по скорости. Далее электроны попадают в тормозящее поле, которое создается отражателем с отрицательным потенциалом V_r . Во время возвратного движения в тормозящем поле происходит группировка пучка. Сгруппированный пучок отдает энергию высокочастотному полю резонатора, поддерживая в нем колебания.

Нестационарную модель отражательного клистрона построим аналогично моделям генераторов на основе пролетных клистронов с запаздывающей обратной связью, развитым в работах [12–15]. Используем нестационарную теорию возбуждения резонатора током медленно меняющейся амплитуды, разработанную Л.А. Вайнштейном [17]. Считается, что плотность тока можно представить в виде $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \text{Re}[\mathbf{j}_\omega(\mathbf{r}, t) \exp(i\omega_0 t)]$, где \mathbf{j}_ω – медленно меняющаяся по сравнению с экспонентой комплексная амплитуда. Поле представим в виде разложения по собственным типам колебаний «холодного» резонатора

$$\mathbf{E}(x, t) = \text{Re} \sum_s C_s(t) \mathbf{E}_s(x) e^{i\omega_s t},$$

где $C_s(t)$ – безразмерные комплексные амплитуды, ω_s – собственные частоты. Если несущая частота ω_0 близка только

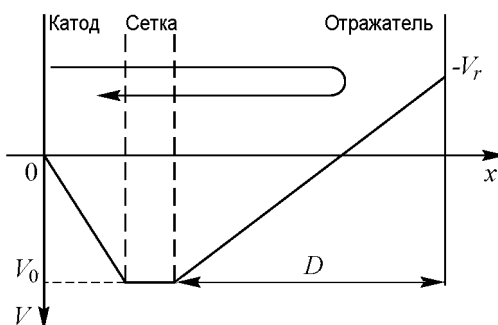


Рис. 1. Схема отражательного клистрона

к одной из собственных частот, достаточно учитывать только один тип собственных колебаний резонатора. Амплитуда C_s подчиняется нестационарному уравнению возбуждения [17,21]

$$\frac{dC_s}{dt} + i(\omega_0 - \omega_s)C_s + \frac{\omega_s C_s}{2Q_s} = -\frac{1}{2N_s} \int_V \mathbf{j}_\omega \mathbf{E}_s dV. \quad (1)$$

Здесь Q_s и N_s – нагруженная добротность и норма рабочего типа колебаний, соответственно.

Далее будем считать задачу одномерной, а несущую частоту ω_0 без ограничения общности выберем равной частоте ω_s . Тогда уравнение (1) принимает вид

$$\frac{dC_s}{dt} + \frac{\omega_0 C_s}{2Q_s} = -\frac{1}{2N_s} \int I_\omega(x, t) E_s(x) dx. \quad (2)$$

Предполагается, что функция $E_s(x)$, описывающая распределение поля в зазоре, удовлетворяет следующему условию нормировки:

$$\int_{-\infty}^{\infty} |E_s(x)| dx = V_0, \quad (3)$$

где V_0 – ускоряющее напряжение пучка. Норму N_s можно выразить через волновое (характеристическое) сопротивление резонатора Z_0

$$N_s = \frac{V_0^2}{\omega_0 Z_0}.$$

Если зазор резонатора достаточно узкий, его можно заменить эквивалентным бесконечно тонким зазором, напряжение на котором представляется в виде

$$V(t) = \text{Re} [MV_0 C_s(t) e^{i\omega_0 t}] = MV_0 \xi(t) \cos(\omega_0 t + \varphi(t)),$$

где $M = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \text{Re} [E_s(x) \exp(i\omega_0 x/v_0)] dx}{\int_{-\infty}^{\infty} |E_s(x)| dx}$ – коэффициент эффективности модуляции,

$\xi(t) = |C_s(t)|$, $\varphi(t) = \text{Arg} [C_s(t)]$, $v_0 = \sqrt{2eV_0/m}$ – скорость пучка. Тогда уравнение (2) упрощается

$$\frac{dC_s}{dt} + \frac{\omega_0 C_s}{2Q_s} = -\frac{\omega_0 Z_0 M}{2V_0} I_\omega(x, t). \quad (4)$$

Для прямоугольного распределения поля в зазоре, что соответствует случаю резонатора с сетками, $E_s(x) = V_0/d$, где d – ширина зазора. При этом коэффициент эффективности модуляции M определяется известным соотношением [17–21]

$$M = \frac{\sin(\varphi_0/2)}{\varphi_0/2}, \quad (5)$$

где угол пролета электрона в зазоре φ_0 определяется формулой

$$\varphi_0 = \frac{\omega_0 d}{v_0}. \quad (6)$$

Будем полагать, что движение электронов одномерное. Тогда, решая уравнения движения электрона, получим известное выражение [17–21]

$$\omega_0 t_1 = \omega_0 t_0 + \varphi_0 + \theta_0 + X \cos(\omega_0 t_0 + \varphi), \quad (7)$$

где t_0 и t_1 – времена влета электрона в зазор в прямом и обратном направлениях, соответственно; $X = M\xi\theta_0/2$ – параметр группировки; θ_0 – невозмущенный угол пролета в пространстве резонатор–отражатель

$$\theta_0 = \frac{4\omega_0 D}{v_0(1 + V_r/V_0)}. \quad (8)$$

Данные соотношения получены в приближении малости скоростной модуляции. Пользуясь соотношением (7), можно вычислить первую гармонику сгруппированного тока

$$I_\omega = \frac{I_0}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{-i\omega_0 t_1} d(\omega t_0) = -2iI_0 J_1(X) e^{i(\varphi - \theta_0 - \varphi_0)}. \quad (9)$$

Здесь J_1 – функция Бесселя первого рода 1-го порядка, I_0 – постоянный ток пучка. При проведении интегрирования в уравнении (9) пренебрегаем медленным изменением X и φ за один период несущей частоты.

Подставив выражение для сгруппированного тока (9) в (4), получим

$$\frac{dC_s}{dt} + \frac{\omega_0 C_s}{2Q_s} = -i \frac{\omega_0 Z_0 M I_0}{V_0} J_1 \left(\frac{M\theta_0}{2} \left| C_s \left(t - \frac{\theta_0 + \varphi_0}{\omega_0} \right) \right| \right) e^{i[\varphi(t - \frac{\theta_0 + \varphi_0}{\omega_0}) - \theta_0]}. \quad (10)$$

Нужно отметить, что левая часть уравнения (10) записана для момента времени t , в то время как правая – для момента времени $t - (\theta_0 + \varphi_0)/\omega_0$, то есть динамика системы описывается уравнением с запаздыванием. Время запаздывания равно усредненному времени пролета для отдельных электронов и в приближении малой скоростной модуляции совпадает со временем пролета для невозмущенного электрона, около которого формируется сгусток.

Если ввести безразмерные переменные

$$t' = \frac{\omega_0 t}{2Q_s}, \quad (11)$$

$$F(t) = \frac{M\theta_0 C_s(t)}{2}, \quad (12)$$

уравнение (10) примет вид (штрих у безразмерного времени для краткости опускаем)

$$\frac{dF}{dt} + F = -2i\alpha e^{-i(\theta_0 + \varphi_0)} J_1(|F(t - \tau)|) \frac{F(t - \tau)}{|F(t - \tau)|}. \quad (13)$$

Здесь τ – безразмерное время запаздывания

$$\tau = \frac{\theta_0 + \varphi_0}{2Q_s},$$

α – параметр возбуждения

$$\alpha = \frac{Z_0 M^2 I_0 \theta_0 Q_s}{2V_0}. \quad (14)$$

Таким образом, для описания динамики отражательного клистрона получено дифференциальное уравнение с запаздыванием (13). Отметим, что оно, вообще говоря, демонстрирует богатую картину динамических режимов, включая хаотические [30], так же как и другие аналогичные модели клистронных генераторов [12–15]. В то же время развитая модель допускает далеко идущий теоретический анализ: позволяет найти условия самовозбуждения, рассчитать основные свойства режимов стационарной генерации и определить условия их устойчивости.

2. Условия самовозбуждения

Проведем анализ условий самовозбуждения. Линеаризуя уравнение (13), получим

$$\frac{dF}{dt} + F = -i\alpha e^{-i(\theta_0 + \varphi_0)} F(t - \tau). \quad (15)$$

Отыскивая решение (15) в виде $F \sim \exp(i\omega t)$, приходим к характеристическому уравнению

$$i\omega + 1 = \alpha e^{-i(\theta_0 + \varphi_0 + \omega\tau + \frac{\pi}{2})}. \quad (16)$$

Нетрудно убедиться в том, что оно имеет бесконечно много комплексных корней, следовательно, существует бесконечное число собственных мод. Это обусловлено тем, что системы с запаздыванием относятся к классу распределенных систем, имеющих бесконечное число степеней свободы. Действительно, состояние системы (13) задается значениями функции $F(t)$ на непрерывном интервале длительностью τ , а не конечным набором значений переменных.

Перепишем (16) в виде двух вещественных уравнений

$$1 = -\alpha \sin(\omega\tau + \theta_0 + \varphi_0), \quad (17)$$

$$\omega = -\alpha \cos(\omega\tau + \theta_0 + \varphi_0).$$

Разделив одно из уравнений (17) на другое, получим

$$\omega = \operatorname{ctg}(\omega\tau + \theta_0 + \varphi_0). \quad (18)$$

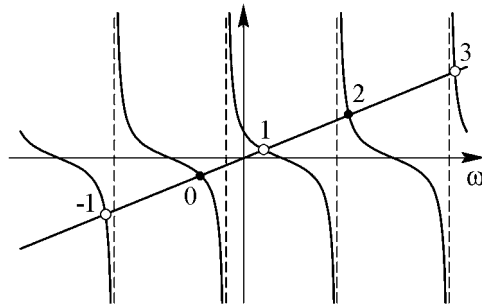


Рис. 2. К решению уравнения для собственных частот (18)

Это уравнение удобно решать графически (рис. 2). Будем нумеровать его корни так, как показано на рисунке. Причем, поскольку α – положительный параметр, из первого уравнения (17) следует, что необходимо учитывать только корни, для которых $\sin(\omega\tau + \theta_0 + \varphi_0) < 0$, то есть корни с четными номерами, $n = 2k$, показанные на рис. 2 темными кружками.

Отметим, что если $\tau \ll 1$, то есть резонатор высокодобротный, корни можно приближенно записать в следующем виде:

$$\omega_{2k}\tau \approx 2\pi k - \frac{\pi}{2} - \varphi_0 - \theta_0.$$

Напротив, при $\tau \gg 1$ имеем

$$\omega_{2k}\tau \approx 2\pi k - \varphi_0 - \theta_0.$$

Из уравнений (17) можно также выразить стартовое значение параметра α , при котором происходит возбуждение колебаний,

$$\alpha_{st}^{(k)} = \sqrt{1 + \omega_{2k}^2(\theta_0, \tau)}, \quad (19)$$

где ω_{2k} – соответствующий корень уравнения (18). Порог возбуждения будет минимален ($\alpha_{st} = 1$) в случае, когда генерация происходит точно на собственной частоте резонатора ($\omega_{2k} = 0$). При этом

$$\theta_0 = 2\pi k - \pi/2 - \varphi_0. \quad (20)$$

И, наоборот, когда $\theta_0 = 2\pi k \pm \pi - \varphi_0$, порог самовозбуждения максимален. При этом ω_0 и одна из частот $\omega_{\pm 2}$ почти равноудалены от собственной частоты резонатора.

Используя соотношения (18), (19), можно построить зависимость частоты генерации ω от θ_0 и границу самовозбуждения на плоскости параметров α и θ_0 . Соответствующие зависимости приведены на рис. 3. Граница самовозбуждения представляет собой набор периодически расположенных зон генерации, положение центров которых определяется соотношением (20). Подобная картина типична для систем, описываемых дифференциальными уравнениями с запаздыванием [12–15,30].

3. Стационарные режимы генерации

Обратимся к режимам стационарной одночастотной генерации. В этом случае решение следует искать в виде

$$F = F_0 \exp [i(\omega t + \varphi)], \quad (21)$$

где амплитуда F_0 и фаза φ постоянны. Подставляя (21) в уравнение (13) и разделяя вещественную и мнимую части, получим

$$\begin{aligned} F_0 &= -2\alpha J_1(F_0) \sin(\omega\tau + \theta_0 + \varphi_0), \\ \omega F_0 &= -2\alpha J_1(F_0) \cos(\omega\tau + \theta_0 + \varphi_0). \end{aligned} \quad (22)$$

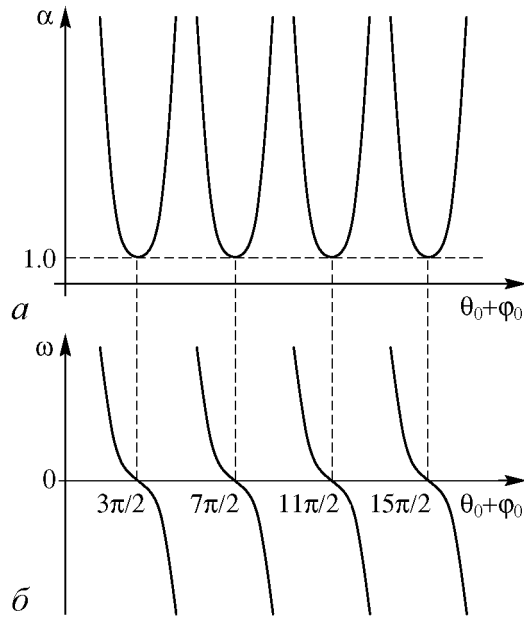


Рис. 3. Пороговое значение параметра α (a) и частота генерации (ω) в зависимости от невозмущенного угла пролета $\theta_0 + \varphi_0$

Поделив одно из этих уравнений на другое, приходим к соотношению (18). Это означает, что частота стационарной генерации равна одной из собственных частот ω_{2k} и не изменяется с ростом амплитуды колебаний (в рамках сделанных приближений).

Из уравнений (22) нетрудно также найти следующее выражение для амплитуды F_0 :

$$F_0 = \frac{2\alpha J_1(F_0)}{\sqrt{1 + \omega^2}} = \frac{2\alpha J_1(F_0)}{\alpha_{st}}. \quad (23)$$

Это трансцендентное уравнение, которое не может быть решено аналитически. Аналогичное уравнение описывает стационарные решения в других автогенераторах клистронного типа [12–15,30]. Удобно решать уравнение (23) графически (рис. 4).

Видно, что с ростом α число корней увеличивается. Следовательно, появляются все новые и новые стационарные состояния, то есть даже для колебаний на основной собственной моде будет характерна мультистабильность. Физически появление новых стационарных режимов в клистроне обусловлено многократной перегруппировкой электронов в пространстве дрейфа, что является основным нелинейным эффектом в приборах О-типа. Будем обозначать эти решения как S_n и P_n , причем S_n соответствуют корням (23), расположенным на возрастающих участках функции Бесселя, а P_n – на падающих (см. рис. 4). В принятых обозначениях S_0 соответствует тривиальному решению с нулевой амплитудой. Высшие стационарные состояния возникают жестко, что нетрудно понять, анализируя рис. 4. Порог их появления можно найти аналитически. Соответствующие значения амплитуды F_0 находятся как корни уравнения

$$\frac{J_1(F_0)}{F_0} = J_1'(F_0),$$

где $J_1' = dJ_1(F_0)/dF_0$. Отсюда, например, для S_1 и P_1 находим, что $F_0 \approx 8.417$. Тогда из уравнения (23) получим

$$\alpha = \frac{\sqrt{\omega^2 + 1}}{2J_1(F_0)} F_0.$$

В центре зоны генерации, где $\omega = 0$, это уравнение дает $\alpha \approx 15.5 \alpha_{st}$. Таким образом, высшие стационарные состояния возбуждаются при значениях параметра α (то есть фактически – тока пучка), значительно превышающих порог самовозбуждения генератора. При этом существенную роль будут играть эффекты пространственного заряда, которые в данной модели не учитываются. Известно,

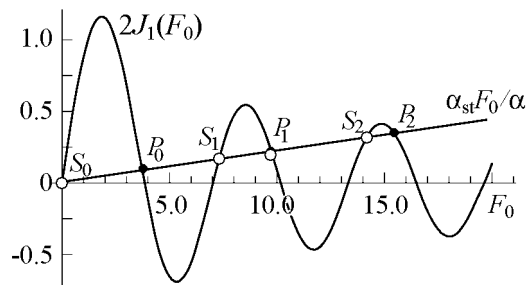


Рис. 4. Пример графического решения уравнения (23)

что в клистронных генераторах силы пространственного заряда могут существенно влиять на динамику генератора, в частности, могут приводить к срыву генерации [15]. Поэтому возможность возбуждения высших стационарных состояний на практике вызывает сомнения. В дальнейшем ограничимся рассмотрением только основного стационарного состояния P_0 .

Подсчитаем выходную мощность генератора. Для этого перепишем уравнение возбуждения (1) в виде закона сохранения энергии. Умножив (1) на комплексно сопряженную амплитуду C_s^* и сложив с комплексно сопряженным уравнением, получим [17]

$$\frac{dW}{dt} + \frac{\omega_0}{Q_s} W = -P_e,$$

где $W = N_s |C_s|^2 / 2$ – энергия колебаний в резонаторе, P_e – электронная мощность взаимодействия

$$P_e = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_V \mathbf{j}_\omega(\mathbf{r}, t) C_s^* \mathbf{E}_s^*(\mathbf{r}) dV.$$

Напомним, что мощность считается отрицательной, когда электронный поток отдает энергию полю. В режиме стационарной генерации, когда $dW/dt = 0$, получаем

$$-P_e = \frac{\omega_0 W}{Q_s} = \frac{\omega_0 N_s |C_s|^2}{2Q_s} = \frac{2V_0^2 F_0^2}{Z_0 M^2 \theta_0^2 Q_s}, \quad (24)$$

где F_0 удовлетворяет соотношению (23). Формула (24) определяет мощность, которую электронный поток отдает полю. Мощность, отдаваемая в нагрузку, равна

$$P_{\text{вых}} = -P_e \left(1 - \frac{Q_s}{Q_{s0}} \right), \quad (25)$$

где Q_{s0} – добротность ненагруженного резонатора. Максимальная мощность, отдаваемая в нагрузку, достигается при $Q_{s0} \approx 2Q_s$ [20], что соответствует условию согласования источника и нагрузки, известному из теории электрических цепей [31]. Тогда

$$P_{\text{вых}} = -\frac{P_e}{2} = \frac{V_0^2 F_0^2}{Z_0 M^2 \theta_0^2 Q_s}. \quad (26)$$

Полезно также получить соотношения для мощности насыщения $P_{\text{нас}}$, которая достигается при больших токах пучка. В случае, когда $\alpha \gg \alpha_{st}$, корень уравнения (23), обозначенный на рис. 4 как P_0 , всегда расположен вблизи нуля функции Бесселя, $F_0 \approx 3.83$. Тогда уравнение (26) принимает вид

$$P_{\text{нас}} \approx 14.67 \frac{V_0^2}{Z_0 M^2 \theta_0^2 Q_s}. \quad (27)$$

В центре зоны генерации $\theta_0 = 2\pi k - \pi/2 - \varphi_0$, и из уравнения (27) следует, что

$$P_{\text{нас}}^{(k)} \approx \frac{14.67}{(2\pi k - \pi/2 - \varphi_0)^2} \cdot \frac{V_0^2}{Z_0 M^2 Q_s}. \quad (28)$$

Таким образом, мощность насыщения с ростом номера зоны k убывает пропорционально $(2\pi k - \pi/2 - \varphi_0)^{-2}$.

Для электронного КПД, очевидно, имеем выражение

$$\eta = -\frac{P_e}{P_0} = \frac{2V_0 F_0^2}{I_0 Z_0 M^2 \theta_0^2 Q_s} = \frac{F_0^2}{\alpha \theta_0},$$

где $P_0 = I_0 V_0$ – мощность постоянного тока пучка. С учетом соотношения (23) это уравнение дает

$$\eta = \frac{F_0 J_1(F_0)}{\alpha_{st} \theta_0}. \quad (29)$$

Максимальное значение $F_0 J_1(F_0) \approx 1.248$ достигается при $F_0 \approx 2.405$. В центре зоны генерации, при $\theta_0 = 2\pi k - \pi/2 - \varphi_0$ и $\alpha_{st} = 1$, КПД насыщения выражается следующим образом:

$$\eta = \frac{1.248}{2\pi k - \pi/2 - \varphi_0}. \quad (30)$$

Очевидно, что эта величина уменьшается с ростом номера зоны генерации k . Отметим, что из (23) можно найти значение параметра α , при котором достигается максимальный КПД,

$$\frac{\alpha}{\alpha_{st}} \approx \frac{2.405}{2J_1(2.405)} \approx 2.316,$$

то есть ток пучка должен превышать стартовое значение в 2.316 раза.

4. Условия возникновения автомодуляции

Приведенные в разделах 2 и 3 результаты полностью согласуются с результатами элементарной теории ОК, которая широко представлена в литературе [17–21]. Однако теория, основанная на уравнении с запаздыванием, позволяет продвинуться дальше и выяснить условия устойчивости стационарных режимов. Зададим малое возмущение решения (21)

$$F = (F_0 + f(t)) \exp[i(\omega t + \varphi)], \quad (31)$$

подставим в уравнение (13) и линеаризуем с учетом соотношений (22). Получим

$$\begin{aligned} \dot{f} + (1 + i\omega) f = & -i\alpha e^{-i(\theta_0 + \varphi_0 + \omega\tau)} [J_1'(F_0) (f(t - \tau) + f^*(t - \tau)) + \\ & + \frac{J_1(F_0)}{F_0} (f(t - \tau) - f^*(t - \tau))] . \end{aligned} \quad (32)$$

Решение этого уравнения будем искать в виде пары сателлитов, симметрично отстоящих от основной частоты,

$$f = f_+ e^{i\Omega t} + f_- e^{-i\Omega t},$$

где Ω – частота модуляции. Подставив в (32) и разделив члены при $e^{\pm i\Omega t}$, получим

$$\begin{aligned} [1 + i(\omega + \Omega)] f_+ = & -i\alpha e^{-i(\theta_0 + \varphi_0 + (\omega + \Omega)\tau)} \left[J_1'(F_0) (f_+ + f_-^*) + \frac{J_1(F_0)}{F_0} (f_+ - f_-^*) \right], \\ [1 + i(\omega - \Omega)] f_- = & -i\alpha e^{-i(\theta_0 + \varphi_0 + (\omega - \Omega)\tau)} \left[J_1'(F_0) (f_- + f_+^*) + \frac{J_1(F_0)}{F_0} (f_- - f_+^*) \right]. \end{aligned} \quad (33)$$

Отсюда находим характеристическое уравнение

$$\begin{aligned} & \left[1 + i\Omega + \alpha e^{-i\Omega\tau} \left(J_1'(F_0) + \frac{J_1(F_0)}{F_0} \right) \sin(\theta_0 + \varphi_0 + \omega\tau) \right]^2 - \\ & - \left[i\omega + i\alpha e^{-i\Omega\tau} \left(J_1'(F_0) + \frac{J_1(F_0)}{F_0} \right) \cos(\theta_0 + \varphi_0 + \omega\tau) \right]^2 = \\ & = \alpha^2 e^{-2i\Omega\tau} \left(J_1'(F_0) - \frac{J_1(F_0)}{F_0} \right)^2. \end{aligned}$$

С учетом соотношений (17) это уравнение несколько упрощается

$$\begin{aligned} & \left[1 + i\Omega - \frac{\alpha e^{-i\Omega\tau}}{\alpha_{st}} \left(J_1'(F_0) + \frac{J_1(F_0)}{F_0} \right) \right]^2 + \\ & + \omega^2 \left[1 - \frac{\alpha e^{-i\Omega\tau}}{\alpha_{st}} e^{-i\Omega\tau} \left(J_1'(F_0) + \frac{J_1(F_0)}{F_0} \right) \right]^2 = \alpha^2 e^{-2i\Omega\tau} \left(J_1'(F_0) - \frac{J_1(F_0)}{F_0} \right)^2. \end{aligned} \quad (34)$$

Здесь α_{st} – порог самовозбуждения. Из уравнения (34) можно найти частоту автомодуляции Ω и пороговое значение параметра α .

Ограничимся далее анализом в центре зоны генерации, где основная частота $\omega_0 = 0$, $\alpha_{st} = 1$ и анализ устойчивости существенно упрощается. Уравнение (34) принимает вид

$$\left[1 + i\Omega - \alpha e^{-i\Omega\tau} \left(J_1'(F_0) + \frac{J_1(F_0)}{F_0} \right) \right]^2 = \alpha^2 e^{-2i\Omega\tau} \left(J_1'(F_0) - \frac{J_1(F_0)}{F_0} \right)^2.$$

Очевидно, что это уравнение распадается на два

$$1 + i\Omega - \alpha e^{-i\Omega\tau} \left(J_1'(F_0) + \frac{J_1(F_0)}{F_0} \right) = \pm \alpha e^{-i\Omega\tau} \left(J_1'(F_0) - \frac{J_1(F_0)}{F_0} \right),$$

из которых следует

$$1 + i\Omega = 2\alpha J_1'(F_0) e^{-i\Omega\tau}, \quad (35)$$

$$1 + i\Omega = \frac{2\alpha J_1(F_0)}{F_0} e^{-i\Omega\tau}. \quad (36)$$

Можно показать, что первое из этих уравнений отвечает за эволюцию амплитудных возмущений, второе – фазовых. Действительно, рассмотрим сигнал с комплексной амплитудой $A = A_0 \exp(i\varphi_0)$. Наложим малые возмущения амплитуды \tilde{a} и фазы $\tilde{\varphi}$. Поскольку

$$A = (A_0 + \tilde{a}) e^{i(\varphi_0 + \tilde{\varphi})} \approx (A_0 + \tilde{a} + i\tilde{\varphi}A_0) e^{i\varphi_0},$$

из сравнения этого выражения с (31) нетрудно понять, что вещественная часть величины $f(t)$ описывает возмущения амплитуды, а мнимая – фазы. Из уравнения (33) видно, что при $f_+ = f_-^*$, когда величина $f(t)$ чисто вещественна, члены с $J_1(F_0)/F_0$ обращаются в нуль. Наоборот, при $f_+ = -f_-^*$ величина $f(t)$ чисто мнимая и в нуль обращаются члены, содержащие $J_1'(F_0)$.

Обратимся к анализу амплитудных возмущений. Прежде всего заметим, что с учетом соотношения (23) уравнение (35) можно переписать в виде

$$1 + i\Omega = \frac{J_1'(F_0) F_0}{J_1(F_0)} e^{-i\Omega\tau}. \quad (37)$$

Отсюда видно, что если $J_1'(F_0) > 0$, имеется корень вида $i\Omega = \lambda$, где инкремент неустойчивости λ – вещественное положительное число. Таким образом, состояния равновесия S_n всегда неустойчивы, причем возмущение нарастает экспоненциально.

Перейдем к анализу состояний равновесия P_n , для которых $J_1'(F_0) < 0$. Разделим в уравнении (37) вещественную и мнимую части

$$1 = \frac{J_1'(F_0) F_0}{J_1(F_0)} \cos(\Omega\tau), \quad (38)$$

$$\Omega = -\frac{J_1'(F_0) F_0}{J_1(F_0)} \sin(\Omega\tau). \quad (39)$$

Поделив одно из этих соотношений на другое, получим уравнение

$$\Omega = -\operatorname{tg}(\Omega\tau), \quad (40)$$

в центре зоны генерации совпадающее с уравнением (18). Таким образом, частоты автомодуляции удовлетворяют тому же уравнению, что и собственные частоты генератора. Однако, поскольку $J_1'(F_0) < 0$, в отличие от раздела 2, теперь необходимо выбирать корни, для которых $\cos \Omega\tau < 0$. Если занумеровать их по мере удаления от нуля, как это показано на рис. 2, это будут корни ω_n с нечетными номерами $n = 2k + 1$. Минимальный порог автомодуляции, очевидно, имеют моды с номерами $n = \pm 1$, частоты которых наиболее близки к собственной частоте резонатора и по абсолютной величине лежат в пределах $\pi/2 < \Omega\tau < \pi$.

Из соотношений (38), (39) также получим

$$\frac{F_0 |J_1'(F_0)|}{J_1(F_0)} = \sqrt{1 + \Omega^2}, \quad (41)$$

откуда с учетом (23) можно найти значение параметра α , при котором возникает автомодуляция

$$\alpha_{sm} = \frac{\sqrt{1 + \Omega^2}}{2 |J_1'(F_0)|}. \quad (42)$$

Уравнение (42) показывает, что для неустойчивости необходимо, чтобы величина $J_1'(F_0)$ принимала достаточно большое по модулю отрицательное значение, то есть чтобы амплитудная характеристика усилителя имела падающий участок с достаточно большой крутизной. Такой механизм автомодуляции, следуя [11], будем называть *амплитудным*. Физическая причина появления падающего участка заключается в кинематической разгруппировке сгустков, которая происходит, когда амплитуда колебаний достаточно велика. Аналогичными причинами вызвана автомодуляция в двухрезонаторном пролетном клистроне с запаздыванием [12–15], в лампе обратной волны [32], в ЛБВ-генераторе с запаздыванием при наличии узкополосного фильтра в цепи обратной связи [10].

Что касается фазовых возмущений, то уравнение (36) с учетом (23) принимает вид

$$1 + i\Omega = e^{-i\Omega\tau}. \quad (43)$$

Это уравнение имеет очевидное решение $\Omega = 0$, что отражает нейтральную устойчивость решения относительно фазовых возмущений, являющуюся очевидным следствием инвариантности уравнения (13) относительно сдвига фазы на произвольную величину. Это общее свойство систем, описываемых в терминах медленно меняющихся комплексных амплитуд. Решений с положительной вещественной частью у уравнения (43) быть не может.

Результаты приведенного выше анализа аналогичны полученным в работах [12–15,30] для других генераторов клистронного типа. Как показывает численное моделирование, проведенное в этих работах, при превышении порога автомодуляции в окрестности потерявшего устойчивость стационарного состояния в фазовом пространстве образуется предельный цикл. Выходной сигнал начинает периодически осциллировать около стационарного значения. С ростом параметра α наблюдается последовательность бифуркаций удвоения периода автомодуляции и переход к хаосу.

Сделаем оценки порога автомодуляции для субмиллиметрового ОК, описанного в работе [29]. Для этого клистрона нагруженная добротность резонатора $Q_s = 227.6$, рабочие номера зон $n = 5 \div 8$. Из этого следует, что безразмерное время запаздывания $\tau \sim 0.06 \div 0.1$. Для $\tau = 0.1$ из уравнения (40) находим $\Omega \approx 16.32$. Подставив это значение в уравнение (41), найдем, что $F_0 \approx 3.61$ (анализируется устойчивость основного стационарного состояния P_0). Теперь из соотношения (42) находим порог автомодуляции

$$\alpha_{sm} \approx 19.55.$$

Поскольку стартовое значение этого параметра в центре зоны равно единице, получаем, что стартовый ток должен быть превышен почти в 20 раз. Это значительно больше, чем ток, при котором достигается максимальный КПД. Следует ожидать, что при таких токах существенным будет влияние пространственного заряда, которое приведет к подавлению автомодуляции. В целом при практически интересных значениях параметров отражательных клистронов наблюдение автомодуляционных колебаний представляется проблематичным.

5. Расчет основных характеристик отражательного клистрона субмиллиметрового диапазона. Сопоставление с результатами численного моделирования

В последнее время в связи с развитием технологий вакуумной микроэлектроники [24] появились интересные проекты создания сверхминиатюрных ОК коротковолновой части миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов [25–29]. Предполагается, что в качестве источника электронов в таких приборах будет использован многоострый автоэмиссионный катод. Отметим, что на их работу существенное влияние могут оказывать нестационарные процессы [28,29]. Применим развитую теорию для расчета основных характеристик ОК, основные параметры которого приведены в таблице. Все они взяты из работы [29], за исключением волнового сопротивления резонатора, которое было рассчитано с учетом геометрии резонатора.

Таблица

Основные параметры отражательного клистрона

Ускоряющее напряжение V_0	1000 В
Нагруженная добротность Q_s	227.6
Волновое сопротивление Z_0	77.8 Ом
Расстояние резонатор – отражатель D	157 мкм
Ширина зазора	22 мкм
Ток пучка I_0	10–50 мА
Собственная частота резонатора	300 ГГц

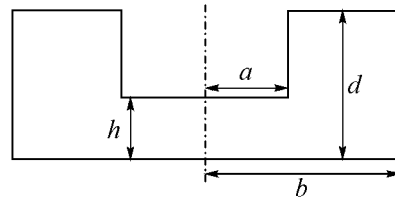


Рис. 5. Геометрия резонатора отражательного клистрона: $a = 70$ мкм, $b = 260$ мкм, $d = 157$ мкм, $h = 22$ мкм (по данным работы [29])

Хотя модели в виде уравнений с запаздыванием качественно верно описывают основные режимы колебаний клистронных генераторов, наблюдаемые в эксперименте, представляет интерес сопоставление с результатами численного моделирования на основе традиционных для СВЧ электроники методов крупных частиц. В данной работе для численного моделирования динамики электронного потока используется метод «частиц в ячейке», получивший широкое распространение в современной электронике СВЧ и физике плазмы [21,33,34]. Данный метод представляется исключительно удобным для моделирования отражательного клистрона, так как позволяет избежать трудностей при описании возвратного движения электронов. Особенностью данного подхода является то, что электронный поток представляется в виде набора макрочастиц с постоянными массой и зарядом. Координаты частиц при этом могут принимать любые значения в пределах системы, тогда как токи, плотности зарядов и электромагнитные поля определены лишь в узлах дискретной пространственной сетки.

Одномерные уравнения движения частицы в нерелятивистском случае запишем в виде

$$\begin{aligned} \frac{dx_m}{dt} &= v_m, \\ \frac{dv_m}{dt} &= -\eta(E(x_m) + E_{пз}(x_m)), \end{aligned} \quad (44)$$

где x_m, v_m – координата и скорость m -й частицы, $\eta = e/m$ – удельный заряд электрона, $E(x_m)$ и $E_{пз}(x_m)$ – высокочастотное поле резонатора и поле пространственного заряда в точке с координатой x_m , соответственно. Для численного интегрирования уравнений (44) использовалась известная схема с перешагиванием второго порядка точности, подробно описанная в [33].

Поле пространственного заряда вычисляется следующим образом. Для цилиндрического пучка радиуса r_b , движущегося вдоль оси цилиндрической трубы дрей-

Если представить резонатор в виде эквивалентного контура, то волновое сопротивление равно $Z_0 = \sqrt{L/C}$, причем эквивалентная емкость и индуктивность определяются соотношениями [20]

$$C = \frac{\pi \varepsilon_0 a^2}{h}, \quad L = \frac{\mu_0 d}{2\pi} \ln\left(\frac{b}{a}\right),$$

где ε_0 и μ_0 – диэлектрическая и магнитная постоянные, соответственно; размеры a, b, h и d указаны на рис. 5. Подставив в эти формулы соответствующие значения, получим $C \approx 6.81 \times 10^{-15}$ Ф, $L \approx 4.13 \times 10^{-11}$ Гн. Отсюда можно найти собственную частоту $f_0 = 1/(2\pi\sqrt{LC}) \approx 300$ ГГц и характеристическое сопротивление $Z_0 \approx 77.8$ Ом.

фа, хорошо известно приближенное соотношение для поля пространственного заряда [35], основанное на аппроксимации поля заряженного диска экспоненциально спадающей функцией,

$$E_{\text{пз}}(x) = \frac{1}{2\varepsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x') e^{-k_{\perp}|x-x'|} \text{sign}(x-x') dx'. \quad (45)$$

Здесь ρ – плотность заряда, $k_{\perp} = \alpha/r_b$ – постоянная, которая характеризует скорость спада сил пространственного заряда. Параметр $\alpha \sim 1 \div 2$ в зависимости от соотношения между радиусами пучка и трубки дрейфа [35]. Таким образом, хотя движение частиц одномерное, численная модель учитывает ограниченность пучка в поперечном направлении. Подобные модели принято называть полугоризонтальными.

Программа численного моделирования осуществляет расчет движения электронов в пространстве резонатор–отражатель и их самосогласованного взаимодействия с полем резонатора. На рис. 6, а, б приведен пример результатов расчета: показаны так называемый фазовый портрет пучка (то есть зависимость скоростей частиц от координаты) и зависимость сгруппированного тока от координаты в некоторый фиксированный момент времени в установившемся режиме. Также показана зависимость выходной мощности от времени в процессе установления колебаний (рис. 6, в).

Начнем с изучения режимов самовозбуждения генератора, которые обсуждались в разделе 2. Разрешив уравнение (18) относительно θ_0 с учетом определения величины τ , получим

$$\theta_0 = \frac{\text{arcctg}(\omega) + 2\pi k}{1 + \omega/(2Q_s)} - \varphi_0. \quad (46)$$

Из уравнения (8) выразим V_r

$$V_r = V_0 \left(\frac{4\omega_0 D}{\theta_0 v_0} - 1 \right), \quad (47)$$

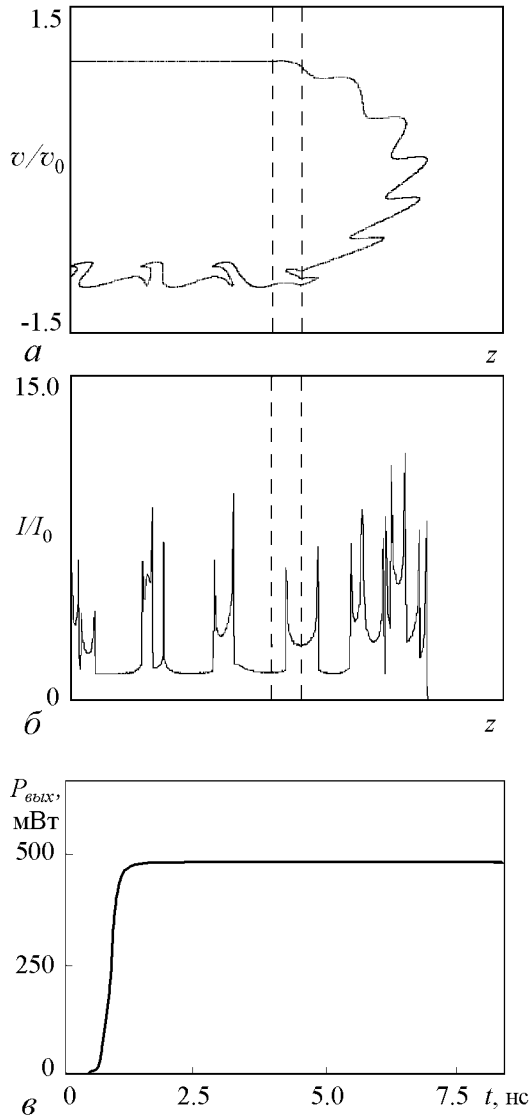


Рис. 6. Примеры фазового портрета пучка (а) и распределения тока (б) вдоль координаты в фиксированный момент времени в установившемся режиме. Зависимость выходной мощности от времени в процессе установления колебаний (в). Вертикальными штриховыми линиями показано положение сеток резонатора. Ток пучка 15 мА, напряжение на отражателе 850 В

а из уравнения (14) с учетом (19) – стартовый ток пучка

$$I_0 = \frac{2V_0\sqrt{1+\omega^2}}{Z_0 M^2 \theta_0 Q_s}. \quad (48)$$

Соотношения (46) и (47) позволяют построить зависимость частоты генерации от V_r , а соотношения (47) и (48) – границы самовозбуждения на плоскости параметров I_0 , V_r . Соответствующие графики приведены на рис. 7. Фактически, это кривые рис. 3, перестроенные в координатах I_0 , V_r .

Результаты численного моделирования без учета пространственного заряда (светлые кружки) хорошо согласуются с теоретическими расчетами (рис. 7, а). При учете сил пространственного заряда граница самовозбуждения незначительно смещается в область меньших токов. Этот эффект вызван изменением статического распределения потенциала в пространстве резонатор – отражатель (более подробное обсуждение данного вопроса можно найти в [19, 36]). Что касается значений частоты генерации, рассчитанных вдоль границы самовозбуждения, то они полностью совпадают с теоретическими значениями, как с учетом, так и без учета пространственного заряда (рис. 7, б).

Перейдем к анализу нелинейных характеристик генератора. Построим теоретические зависимости выходной мощности от тока пучка, для чего следует воспользоваться соотношениями (26) и (23). При этом необходимо из соотношения (23) выразить ток через амплитуду стационарной генерации F_0 . На рис. 8 приведены зависимости $P_{\text{вых}}(I_0)$ для центров зон генерации с номерами 5 и 8. Как видно из рисунка, стартовое значение тока пучка уменьшается с ростом номера зоны. С ростом тока значение выходной мощности растет, приближаясь к мощности насыщения $P_{\text{нас}}$.

Зависимости, полученные в результате численного моделирования без учета пространственного заряда, вначале хорошо согласуются с теоретическими, а затем начинают несколько отклоняться вниз. Это обусловлено тем, что теоретическая модель основана, по сути, на формулах возбуждения резонатора заданным током и не учитывает самосогласованный характер взаимодействия электронов с полем резонатора, а также влияние нелинейности скоростной модуляции в зазоре. При учете пространственного заряда насыщение выходной мощности происходит при гораздо более низком токе, после чего она начинает медленно уменьшаться с ростом I_0 .

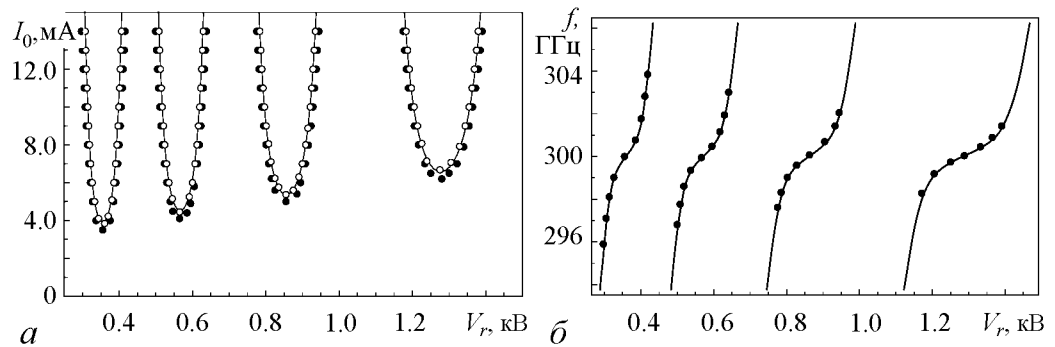


Рис. 7. Зависимости стартового тока I_0 (а) и частоты генерации f (б) от напряжения на отражателе V_r . Сплошные линии – результаты теоретического расчета, светлые кружки – результаты численного моделирования без учета пространственного заряда, темные кружки – с учетом пространственного заряда

Здесь сказывается влияние динамических эффектов пространственного заряда, то есть разгруппировывающее действие сил кулоновского отталкивания. Максимальная выходная мощность достигается при отношении тока пучка к стартовому $I_0/I_{st} \sim 3$.

На рис. 9 приведены зависимости выходной мощности генератора $P_{\text{вых}}$ от напряжения на отражателе V_r при токе пучка 30 мА. Сплошной линией показана теоретическая зависимость. Для построения ее численно решалось уравнение (23) относительно амплитуды F_0 при различных значениях частоты генерации. Затем полученное значение подставлялось в выражение (26) с учетом (46). Это давало зависимость выходной мощности от угла пролета θ_0 , а с учетом соотношения (47) – зависимость выходной мощности от V_r .

Также на рис. 9 приведены результаты численного расчета без учета и с учетом пространственного заряда (светлые и темные кружки, соответственно). Так же как и на рис. 8, результаты расчета без учета пространственного заряда хорошо согласуются с теоретическими в области небольших мощностей, однако в сильно нелинейных режимах теория дает завышенные значения. Учет пространственного заряда приводит к заметному уменьшению максимальной мощности.

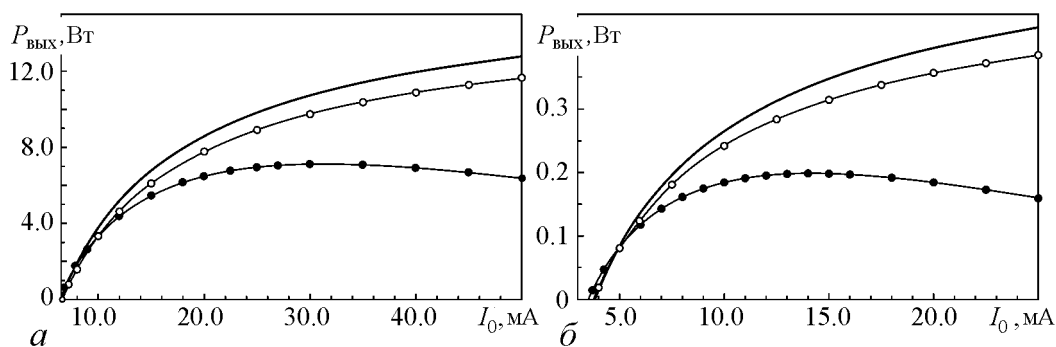


Рис. 8. Зависимость выходной мощности от тока пучка для зон с номерами 5 (а) и 8 (б). Сплошная жирная линия – результаты теоретического расчета, светлые кружки – результат численного моделирования без учета пространственного заряда, темные кружки – с учетом пространственного заряда

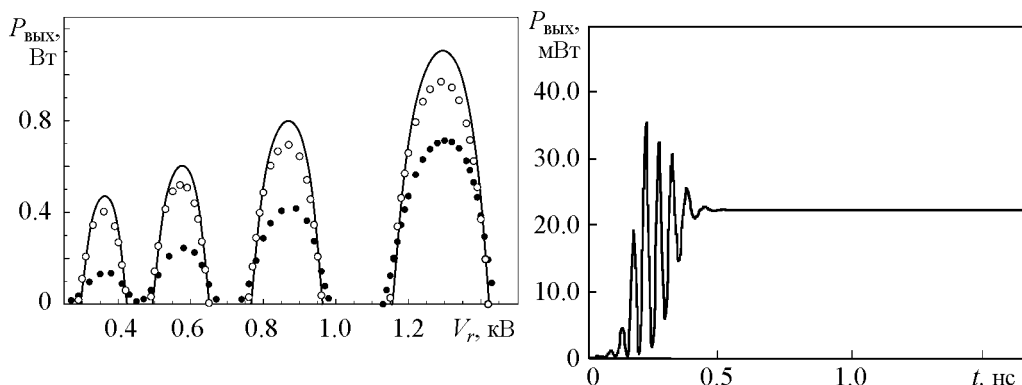


Рис. 9. Зависимость выходной мощности от напряжения на отражателе при токе пучка 30 мА. Сплошная линия – результаты теоретического расчета, светлые кружки – результаты численного моделирования без учета пространственного заряда, темные кружки – с учетом пространственного заряда

Рис. 10. Зависимость выходной мощности от времени в процессе установления колебаний напряжения на отражателе при токе пучка 40 мА и напряжении на отражателе 450 В

Можно отметить, что при учете пространственного заряда зоны генерации расширяются, что согласуется с результатами, приведенными на рис. 7, а. Более того, можно заметить, что 7 и 8-я зоны фактически сомкнулись друг с другом. На рис. 10 показана зависимость выходной мощности от времени в этой области, на которой хорошо виден длительный осциллирующий переходный процесс, связанный с эффектом конкуренции мод (ср. рис. 6, в). Такое поведение типично для систем с запаздыванием и, в частности, для генераторов клистронного типа, для которых с ростом параметра возбуждения зоны генерации расширяются и начинают перекрываться [13–16]. В области перекрытия имеет место бистабильность, то есть возможна генерация как одной, так и другой моды, в зависимости от начальных условий. При еще больших значениях тока пучка можно наблюдать аналогичное перекрытие других зон.

Заключение

Основная задача настоящей работы – продемонстрировать применение аппарата дифференциальных уравнений с запаздыванием для построения нестационарной теории генераторов СВЧ-диапазона. На основе развитой теоретической модели проведены расчеты основных выходных характеристик отражательных клистронов субмиллиметрового диапазона, а также проведено их сопоставление с результатами численного моделирования генератора с помощью метода «частиц в ячейке». Теоретическая модель достаточно хорошо согласуется с результатами численного моделирования без учета влияния сил пространственного заряда: при относительно небольших токах пучка численные результаты полностью совпадают с теоретическими; при значениях тока, превышающих стартовые в 2–3 раза, влияние нелинейных эффектов, не учитываемых в теоретической модели (нелинейность скоростной модуляции, самосогласованное взаимодействие в зазоре резонатора), приводит к снижению выходной мощности, хотя хорошее качественное согласование с теоретической моделью сохраняется.

Численное моделирование показало, что силы пространственного заряда оказывают существенное влияние на динамику генератора. Во-первых, пространственный заряд изменяет распределение статического потенциала тормозящего поля, что приводит к небольшому снижению стартовых токов. Кроме того, при больших значениях тока пучка динамические эффекты пространственного заряда ухудшают группировку, ограничивают рост выходной мощности и препятствуют возникновению автомодуляции. Следует все же заметить, что численное моделирование позволяет наблюдать автомодуляцию, если перейти к зонам с более высокими номерами, которые характеризуются более низкими стартовыми токами. Однако поскольку мощность падает с ростом номера зоны, эти режимы большого практического интереса не представляют. Нестационарные эффекты при определенных условиях проявляются также в виде конкуренции мод, приводящей к усложнению переходных процессов. Тем не менее возникновение автомодуляции и появление сложных колебательных режимов для рабочих режимов отражательных клистронов в целом нехарактерны.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ (№ 08-02-00621) и АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы» (№ 2.1.1/1738). Работа Н.М. Рыскина также поддержана фондом некоммерческих программ «Династия».

Библиографический список

1. Кузнецов С.П. Сложная динамика генераторов с запаздывающей обратной связью // Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т. 25, № 12. С. 1410.
2. Дмитриев А.С., Кислов В.Я. Стохастические колебания в радиофизике и электронике. М.: Наука, 1989.
3. Ikeda K., Daido H., Akimoto O. Optical turbulence: Chaotic behavior of transmitted light from a ring cavity // Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 45, № 9. P. 709.
4. Розанов Н.Н. Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах. М.: Наука, 1997.
5. Ghil M., Zaliapin I., Thompson S. A delay differential model of ENSO variability: parametric instability and the distribution of extremes // Nonlin. Processes Geophys. 2008. Vol. 15. P. 417.
6. Гласс Л., Мэки М. От часов к хаосу: Ритмы жизни. М.: Мир, 1991.
7. Марчук Г.И. Математические модели в иммунологии. М.: Наука, 1985.
8. Трубецков Д.И., Мчедлова Е.С., Красичков Л.В. Введение в теорию самоорганизации открытых систем. М.: Физматлит, 2002.
9. Кислов В.Я., Залогин Н.Н., Мясин Е.А. Исследование стохастических автоколебательных процессов в автогенераторах с запаздыванием // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, № 6. С. 1118.
10. Кислов В.Я. Теоретический анализ шумоподобных колебаний в электронно-волновых системах и автогенераторах с запаздыванием и сильной нелинейностью // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, № 8. С. 1683.
11. Блюх Ю.П., Бородкин А.В., Любарский М.Г., Онищенко И.Н., Файнберг Я.Б. Применение метода функционального отображения для исследования ЛБВ-генератора с запаздывающей обратной связью // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1993. Т. 1, № 1–2. С. 34.
12. Дмитриев Б.С., Жарков Ю.Д., Рыскин Н.М., Шигаев А.М. Теоретическое и экспериментальное исследование хаотических колебаний клистронного автогенератора с запаздыванием // Радиотехника и электроника. 2001. Т. 46, № 5. С. 604.
13. Дмитриев Б.С., Жарков Ю.Д., Кижяева К.К., Клокотов Д.В., Рыскин Н.М., Шигаев А.М. Сложная динамика многорезонаторных клистронных автогенераторов с запаздывающей обратной связью // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2002. Т. 10, № 5. С. 37.
14. Shigaev A.M., Dmitriev B.S., Zharkov Y.D., Ryskin N.M. Chaotic dynamics of delayed feedback klystron oscillator and its control by external signal // IEEE Trans. Electron Devices. 2005. Vol. 52, № 5. P. 790.
15. Рыскин Н.М., Шигаев А.М. Сложная динамика двухрезонаторного клистрона-генератора с запаздывающей обратной связью // ЖТФ. 2006. Т. 76, № 1. С. 72.
16. Дмитриев Б.С., Жарков Ю.Д., Клокотов Д.В., Рыскин Н.М. Экспериментальное исследование сложной динамики в многорезонаторном клистронном автогенераторе с запаздывающей обратной связью // ЖТФ. 2003. Т. 73, № 7. С. 105.

17. *Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А.* Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973.
18. *Шевчик В.Н.* Основы электроники сверхвысоких частот. М.: Сов. радио, 1959.
19. *Гайдук В.И., Палатов К.И., Петров Д.М.* Физические основы электроники сверхвысоких частот. М.: Сов. радио, 1971.
20. Электронные приборы сверхвысоких частот. Учебное пособие / Под ред. В.Н. Шевчика и М.А. Григорьева. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1980.
21. *Трубецков Д.И., Храмов А.Е.* Лекции по СВЧ электронике для физиков. Т.1. М.: Физматлит, 2003.
22. *Конторович М.И.* Нелинейные колебания в радиотехнике. М.: Сов. радио, 1973.
23. *Кузнецов С.П.* Применение математического аппарата теории дифференциальных уравнений с отклоняющимся аргументом к некоторым задачам электроники СВЧ // Лекции по электронике СВЧ. 3-я зимняя школа-семинар инженеров. Кн. 1. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1974. С. 112.
24. *Ives R.L.* Microfabrication of high-frequency vacuum electron devices // IEEE Trans. Plasma Sci. 2004. Vol. 32, № 3. P. 1277.
25. *Garcia-Garcia J., Martin F., Miles R.E., Steenson D.P., Chamberlain J.M., Fletcher J.R., Thorpe J.R.* Parametric analysis of micromachined reflex klystrons for operation at millimeter and submillimeter wavelengths // J. Appl. Phys. 2002. Vol. 92, № 11. P. 6900.
26. *Fletcher J.R., Thorpe J.R., Huq E., Mann C., Steenson D.P., Chamberlain J.M.* Design considerations for submillimeter-wave reflex klystrons // IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques. 2004. Vol. 52, № 10. P. 2344.
27. *Garcia-Garcia J., Martin F., Miles R.E.* Optimization of micromachined reflex klystrons for operation at terahertz frequencies // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 2004. Vol. 52, № 10. P. 2366.
28. *Jang K.-H., Jeon S.-G., Kim J.-I., Won J.-H., So J.-K., Bak S.-H., Srivastava A., Jung S.-S., Park G.-S.* High order mode oscillation in a terahertz photonic-band-gap multibeam reflex klystron // Appl. Phys. Lett. 2008. Vol. 93. 211104.
29. *Jeon S.-G., Jin Y.-S., Kim J.-I., Kim G.-J., Shon C.-H.* Three-dimensional particle-in-cell simulations of 300 GHz reflex klystrons // J. Appl. Phys. 2007. Vol. 101, № 5. 0545519.
30. *Дмитриева Т.В., Рыскин Н.М., Титов В.Н., Шигаев А.М.* Сложная динамика простых моделей распределенных электронно-волновых систем // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1999. Т. 7, № 6. С. 66.
31. *Атабеков Г.И.* Основы теории цепей. М.: Энергия, 1969.
32. *Кузнецов С.П.* Нелинейная динамика лампы обратной волны: автомодуляция, мультистабильность, контроль // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2006. Т. 14, № 4. С. 3.
33. *Бэдсел Ч., Ленгдон А.* Физика плазмы и численное моделирование. Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1989.
34. *Хокни Р., Иствуд Дж.* Численное моделирование методом частиц. Пер. с англ. М.: Мир, 1987.

35. Роу Дж. Теория нелинейных явлений в приборах сверхвысоких частот. М.: Сов. радио, 1969.
36. Chodorow M., Westburg V.B. Space-charge effects in reflex klystrons // Proc. IRE. 1951. Vol. 39, № 12. P. 1548.

Саратовский государственный
университет им. Н.Г. Чернышевского

Поступила в редакцию 4.06.2010
После доработки 2.08.2010

REFLEX KLYSTRON AS AN EXAMPLE OF A SELF-OSCILLATING DELAYED FEEDBACK SYSTEM

V.N. Titov, D.V. Volkov, A.V. Yakovlev, N.M. Ryskin

Nonstationary theory of the reflex klystron oscillator based on differential equation with delay is developed. Analysis of self-excitation conditions, steady-state oscillation regimes and their stability is presented. Application of the developed theory for calculating of output characteristics of micromachined submillimetre-band reflex klystron is presented as well. Theoretical results are compared with the results of numerical simulation based on the particle-in-cell method.

Keywords: Self-oscillation, delayed feedback, reflex klystron, particle-in-cell method.



Титов Владимир Николаевич – родился в поселке Степное Саратовской области в 1974 году. Окончил с отличием физический факультет СГУ (1997). Защитил диссертацию на соискание степени кандидата физико-математических наук по специальности «Радиофизика» (2001). В 2002–2003 годах прошел стажировку в Сеульском национальном университете (Ю. Корея). Доцент кафедры электроники, колебаний и волн СГУ. Область научных интересов включает численное моделирование нестационарных процессов в приборах СВЧ-электроники, исследование нелинейной динамики в распределенных системах различной природы. Автор более 30 статей по данной тематике.

410012 Саратов, ул. Астраханская, 83
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: TitovVN@info.sgu.ru



Волков Дмитрий Викторович родился в 1987 году. С 2002 по 2004 год обучался в Лицее №1 города Балаково. В 2004 году поступил в Саратовский государственный университет на факультет нелинейных процессов, который окончил в 2009 году. Принимал участие в студенческих научных конференциях. Область научных интересов – исследование нестационарных процессов в распределенных системах СВЧ-электроники с запаздывающей обратной связью.

410012 Саратов, ул. Астраханская, 83
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: volkov-d-v@mail.ru



Яковлев Антон Валерьевич – родился в Чимкенте, Казахстан (1986). Окончил с отличием факультет нелинейных процессов СГУ (2009). Аспирант кафедры нелинейной физики СГУ. Область научных интересов – теоретический анализ и численное моделирование нестационарных процессов в приборах СВЧ-электроники. Автор ряда публикаций по данной тематике.

410012 Саратов, ул. Астраханская, 83
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: YakovlevAV@yandex.ru



Рыскин Никита Михайлович – родился в 1966 году в Саратове. Окончил физический факультет Саратовского госуниверситета (1991). Защитил кандидатскую (1996) и докторскую (2005) диссертации. С 1997 года работает на факультете нелинейных процессов СГУ, в настоящее время – профессор кафедры нелинейной физики. Область научных интересов – нелинейная динамика распределенных систем, нелинейные волны и солитоны, вакуумная сверхвысокочастотная электроника и микроэлектроника. Имеет более 100 научных публикаций по указанным выше направлениям, в том числе учебные пособия «Нелинейные волны» (в соавторстве с Д.И. Трубецковым; М.: Физматлит, 2000) и «Нелинейные колебания» (в соавторстве с А.П. Кузнецовым и С.П. Кузнецовым; М.: Физматлит, 2002, 2005).

410012 Саратов, ул. Астраханская, 83
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: RyskinNM@info.sgu.ru