

ПРОЛЕТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ИНТЕНСИВНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКАХ

В. И. Волосов

Пролетными колебаниями в электронных потоках называются колебания, период которых определяется только временем пролета электронов в пучке. Во многих высокочастотных системах (например, клистроне) (см. также [1, 2]), имеющих внешние резонансные элементы, время пролета связано с частотой генерируемых колебаний, но при этом период колебаний задается не временем пролета электронов, а настройкой внешних по отношению к пучку резонансных элементов, взаимодействующих с пучком, и может меняться только при изменении параметров этих элементов. Можно показать, что существуют условия, при которых возбуждаются пролетные колебания с частотой, целиком определяемой собственными параметрами пучка. (В некоторых работах отрицается возможность существования подобных колебаний; см., например, [3]). Один вид подобных колебаний изучался в работе [4], где теоретически и экспериментально была показана возможность существования колебаний в триоде с тормозящим полем и очень густой управляющей сеткой. Однако эффект наблюдался лишь при достаточно малых токах в пучке и был довольно слабым. На возможность существования подобных колебаний указывалось также в работе [5], где разбирались различные причины нестабильностей в электронном пучке.

В данной работе показано, что в системе с тормозящим полем при наличии интенсивного потока электронов и выполнении ряда дополнительных условий могут возникать пролетные колебания. Приводятся данные экспериментов, в которых наблюдались подобные колебания.

Качественная теория

1. Рассмотрим несколько упрощенную задачу о возникновении пролетных колебаний в случае плоского (краевыми эффектами пренебрегаем) триода с тормозящим полем (рис. 1), электроды которого замкнуты по высокой частоте. Потребуем чтобы выполнялись два условия.

а) На участке катод—сетка выполняется закон $3/2$, т. е. катод эмиттирует достаточно много электронов; в то же время между сеткой и коллектором объемный заряд не ограничивает токов. В данном случае это эквивалентно требованию

$$l_2 < l_1 \text{ или } \frac{\partial V}{\partial x} \neq 0 \text{ при } x_c \leq x \leq x_k.$$

б) Электроны, падающие на коллектор, выбивают достаточное количество вторичных электронов. Это требование означает, что потенциал коллектора V_k должен быть выбран в пределах от 100 до 500 в так, чтобы коэффициент вторичной эмиссии (δ) был близок к 1 (см. [6, 7]). Поток первичных электронов с катода ускоряется на участке $0 - x_c$, затормаживается на $x_c - x_k$ и, падая на коллектор, выбивает из него

вторичные электроны. Вторичные, в свою очередь, ускоряются на $x_c - x_k$, тормозятся и поворачивают в точке с потенциалом, равным V_k около катода (x_0). Затем они возвращаются на коллектор (предполагается, что вторичные совершают только одно полное колебание в системе). Так как объемный заряд вторичных электронов в области около катода сравним по величине с объемным зарядом первичных, то плотность вторичных существенно влияет на величину тока, идущего с катода. Тем самым вторичные электроны осуществляют своего рода обратную связь между током первичных электронов, падающих на коллектор, и током электронов, идущих с катода, что приводит к возникновению колебаний в потоке электронов.

Определим условия, при которых в подобной системе малые колебания нарастают во времени. Пусть существует стационарное решение,

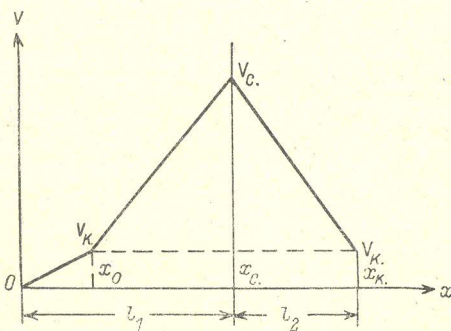


Рис. 1. Распределение потенциалов в системе.

на которое налагаются колебания с малой амплитудой. Разобьем область $0 - x_c$ на два отрезка: I — $0 < V < V_k$; II — $V_k < V < V_c$. Кроме того, усредним величину плотности тока на каждом из этих отрезков. Подобное усреднение необходимо в связи с тем, что плотность тока (j) модулирована во времени (и, соответственно, в пространстве). Для точных расчетов необходимо решать на каждом из этих отрезков соответствующие уравнения с учетом зависимости j от координат и времени. Для упрощения оценочных расчетов считается, что на каждом из

отрезков j зависит только от времени и не зависит от координат, т. е. во всех точках отрезка плотность тока считается равной плотности в некоторой средней точке отрезка.

В области I, где находятся только первичные электроны (j_1), действует закон $^{3/2}$

$$j_1(t) = \frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{V_k^{3/2}}{x(t)^2}. \quad (1)$$

В области II объемный заряд в значительной степени определяется вторичными электронами (j_2), так как скорости вторичных меньше скоростей первичных и так как предполагается, что $\delta \gg 1$. Поэтому плотность вторичных в любой точке этой области больше плотности первичных и приближенно можно считать, что действует только объемный заряд вторичных

$$j_2(t) \approx 2\delta j_1(t - t_1) \approx \frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{(V_c - V_k)^{3/2}}{[l_1 - x(t)]^2}, \quad (2)$$

где t_1 — время между вылетом первичного электрона с катода и моментом, когда выбитые им вторичные электроны останавливаются на границе I и II. Множитель 2 перед j_1 входит за счет двойного прохождения вторичных электронов через область сетка—катод. Учет объемного заряда первичных, а также более аккуратное усреднение тока по времени несколько изменят выражение для j_2 , но качественная зависимость x от j_2 при этом останется той же. Малые колебания границы областей I и II можно записать в виде

$$x = x_0 + x_1 e^{i\omega t}; \quad (x_1 \ll x_0),$$

из (1) и (2) имеем

$$j_1(t) \simeq j_1^0 \left(1 - \frac{2x_1 e^{i\omega t}}{x_0} \right),$$

$$j_2(t) \simeq j_2^0 \left(1 + \frac{2x_1 e^{i\omega t}}{l_1 - x_0} \right),$$

откуда, используя еще раз (2), получаем

$$e^{i\omega t} = - \frac{l - x_0}{x_0} \quad (3)$$

или, полагая $\omega = \omega_0 - i\Gamma$, имеем

$$\omega_0 = \frac{(2n+1)\pi}{t_1}; \quad \Gamma = \frac{1}{t_1} \ln \frac{l - x_0}{x_0}.$$

Расплывание колеблющегося сгустка под действием собственного объемного заряда приводит к затуханию высших гармоник. Поэтому в основном раскачиваются колебания с частотой

$$\omega = \frac{\pi}{t_1} \quad \text{или} \quad f = \frac{1}{2t_1}.$$

Величина Γ может быть выражена через (1) и (2)

$$\Gamma = \frac{3}{4} \frac{1}{t_1} \ln \frac{V_c - V_k}{V_k} \frac{1}{(2\delta)^{2/3}}. \quad (4)$$

Отсюда условие для возникновения колебаний имеет вид

$$V_c > V_k [1 + (2\delta)^{2/3}]. \quad (5)$$

В случае невыполнения этого неравенства точка поворота вторичных (x_0 на рис. 1) лежит слишком далеко от катода и поток вторичных электронов не может управлять потоком первичных. Условие (5) справедливо при $\delta \geq 1$. Если $\delta \ll 1$, то поток вторичных электронов также не может управлять первичными электронами, так как при этом количество вторичных электронов слишком мало; в этом случае выражение (2) несправедливо и, соответственно, несправедлива оценка (5). При рассмотрении условий возникновения колебаний неявно предполагалось, что время выхода вторичного электрона из коллектора мало по сравнению со временем пролета. Это предположение заведомо выполняется до частот порядка тысяч мегагерц (см. [6, 8]). Более точное решение этой задачи может привести к изменению числовых множителей в (4) и (5), но, по-видимому, существенно не изменит основного качественного результата.

II. В рассмотренной выше задаче предполагалось, что вторичные электроны, совершив однократное колебание, уходят на коллектор. Высокочастотная энергия, которую можно в этом случае отобрать у каждого электрона, должна быть меньше энергии, с которой электроны вылетают из коллектора ($V_2 \sim 2 \div 10$ эв; см. [6, 7]). Более интересным является случай, когда колеблющиеся электроны отдают во внешнюю цепь значительную часть своей энергии (т. е. за время одного колебания энергия электрона уменьшается больше чем на eV_2). Задача о генерации колебаний в этом случае во многом сходна с предыдущей, но для поддержания колебаний здесь необходимы дополнительные условия (одновременно с „а“ и „б“).

в) Период колебаний сгустка электронов не должен зависеть от их энергии, чтобы сгусток мог отдавать значительную часть своей энергии.

В противном случае электроны отдадут энергию лишь до тех пор, пока не изменится период их колебаний, после чего они будут уменьшать модуляцию объемного заряда и постепенно уходить на сетку. Из этих соображений можно оценить оптимальную прозрачность сетки приблизительно как $\left(1 - \frac{1}{N}\right)$, где N — число колебаний электрона, после которых он смещается по фазе на $\frac{\pi}{2}$ и перестает отдавать энергию.

г) Время пролета первичного электрона до коллектора должно быть приблизительно равно периоду колебаний. Это требование связано с тем, что ток с катода идет в виде импульсов в моменты времени, когда колеблющийся сгусток электронов находится около коллектора, и необходимо для того, чтобы выбитые этими первичными электронами вторичные совершали колебания в фазе с остальными электронами, управляющими током.

Точное решение этой задачи в общем виде затруднительно, так как даже в первом приближении необходимо учитывать объемный заряд всех электронных потоков, зависимость плотности каждого из этих потоков от x и t , потерю энергии электронами в переменных полях и их уход на сетку. Некоторые результаты можно получить, не решая уравнений. В односкоростном приближении (скорость однозначно связана с координатами электронов) уравнения имеют вид (плоская задача)

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} &= 4\pi\rho, \\ -\frac{\partial\rho}{\partial t} &= \frac{\partial j}{\partial x}, \\ m\frac{dv_n}{dt} &= -e\frac{\partial V}{\partial x}, \\ j &= \sum_n \rho_n v_n, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где ρ и j — суммарные значения плотностей объемного заряда и тока, а ρ_n и v_n — значения для отдельных потоков электронов. Краевые условия на катоде

$$j(t) = \frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{\partial(V^{3/2})}{\partial(x^2)} \Big|_{x=0},$$

на коллекторе

$$j_+ = \delta j_-,$$

где j_+ и j_- — плотности токов, идущих к коллектору и от него. Краевые условия на сетке (или сетках) зависят от внешних цепей, с которыми она связана (если высокочастотная мощность снимается с сеток). Если при изменении V_c распределение потенциалов остается подобным, то из соображений размерности видно, что частота (ω) зависит от V_c как

$$\omega(V_c) = \omega(V_0) \left(\frac{V_c}{V_0}\right)^{1/2}. \quad (7)$$

Аналогичным образом, если нагрузка на различных частотах выбрана оптимальной, так что КПД остается постоянным, снимаемая мощность (W) зависит от частоты как

$$W = W_0 \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^5. \quad (8)$$

Это связано с тем, что ток в подобной системе зависит от V_c как V_c^3 и, соответственно, мощность $W \sim V_c^{5/2}$.

Экспериментальные данные

Для изучения пролетных колебаний была собрана система, эскиз которой дан на рис. 2. Катод и сетка по высокой частоте замкнуты на заземленный коллектор через емкости, образовавшиеся между электродами за счет их специальной конструкции (величина емкостей ~ 100 пф). Параллельно оси пучка приложено магнитное поле ($\sim 10^3$ эрст.). Сетка из W (шаг 1 мм; \varnothing 0.1 мм) помещалась внутри цилиндра, диаметр которого был несколько больше диаметра пучка. За счет наличия цилиндра потенциал постоянного электрического поля вдоль пучка приближался к параболическому. Вакуум поддерживался в пределах $3-7 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст.

Для измерения переменной составляющей потенциала пучка использовался специальный цилиндрический зонд (рис. 2), который находился достаточно далеко от пучка и почти не искажал постоянных потенциалов в нем. Переменная составляющая потенциала через емкость между пучком и зондом создавала на зонде напряжение с амплитудой V_z , пропорциональное величине переменной составляющей. Напряжение с зонда подавалось либо на детектор, либо на измерительную линию.

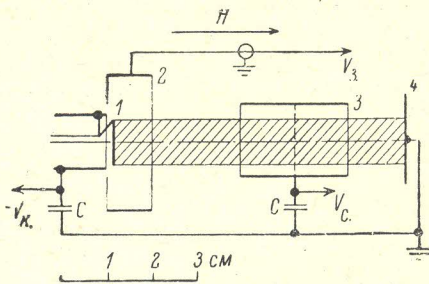


Рис. 2. Схема эксперимента.

1 — спиральный W катод; 2 — зонд; 3 — сетка с цилиндром; 4 — коллектор (из W).

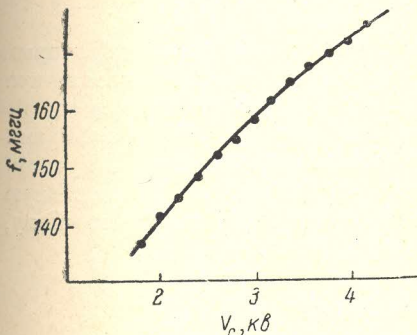


Рис. 3. Зависимость $f(V_c)$.

$V_k = 450$ в.

Были обнаружены колебания с частотами, близкими к расчетным, их частота менялась при изменении V_c (величина V_k оставалась постоянной) обратно пропорционально времени пролета вторичных электронов (рис. 3). Одновременно с основной частотой наблюдались 2-я и 3-я гармоники с меньшими амплитудами.

Амплитуда наблюдавшихся колебаний возрастала при увеличении тока эмиссии до некоторого предельного значения; при дальнейшем увеличении тока она оставалась практически постоянной. Это свидетельствует о наличии колебаний рассмотренного выше типа (катод работает в режиме пространственного заряда).

Были сняты кривые зависимости амплитуды колебаний от частоты (точнее от V_c) (рис. 4). Плавный характер кривой говорит о том, что различные резонансные элементы внешних цепей не принимают участия в процессе генерации, и служит еще одним подтверждением наличия пролетных колебаний. Резкий подъем кривой при $V_c \approx 3$ кВ связан с недостатками в конструкции зонда. Наличие недостаточно хорошо согласованного кабеля, идущего от зонда к детектору, приводило к зависимости чувствительности измерительных цепей от частоты.

Зависимость амплитуды колебаний (V_z) от напряжения на сетке при различных напряжениях на коллекторе (V_k) приведена на рис. 5. Максимальная амплитуда колебаний соответствует значениям V_k , при которых величина δ имеет максимальные значения. Если величина V_k становилась сравнимой с V_c , то амплитуда колебаний уменьшалась. Из этого же рисунка видно, что граница появления колебаний связана с V_k приблизительно так, как это дает оценка (5).

Контрольные измерения показали, что амплитуда колебаний практически не зависела от вакуума и величины магнитного поля в широких пределах ($p \sim 2 \cdot 10^{-6} - 4 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст.; $H \sim 500 - 2000$ эрст.).

Дополнительные эксперименты были поставлены для выяснения вопроса, уходят ли вторичные электроны на коллектор после одного колебания (I) или колеблются около сетки и постепенно уходят на сетку (II). С этой целью сетка снималась (потенциал V_c поддерживался с помощью сеточного цилиндра), а магнитное поле устанавливалось около 2000 эрст. В этом случае колебания практически исчезали (уменьшались более чем на 3 порядка). Это говорит о том, что в данной системе совершаются колебания только типа II.

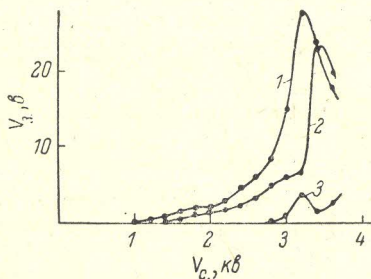


Рис. 4.

V_z . (V_c) при различных значениях тока накала I_n . (I_n — в условных единицах).
1 — $I_n = 105$; 2 — $I_n = 90$; 3 — $I_n = 82.5$.

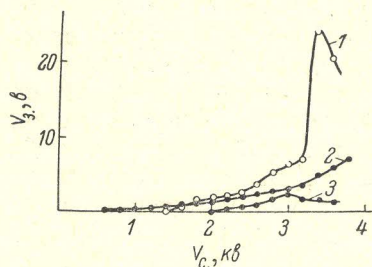


Рис. 5.

V_z . (V_c) при различных V_k . 1 — $V_k = 450$ в; 2 — $V_k = 250$ в; 3 — $V_k = 800$ в.

Оценочные измерения КПД такой системы показали, что в некоторых условиях мощность, снимаемая с зонда, была свыше одного ватта, при затраченной ~ 30 вт (без учета тока накала). Мощность измерялась по амплитуде колебаний на нагрузочном сопротивлении зонда ($R \approx 50$ ом). Эти значения занижены, так как зонд очень слабо связан с пучком. В принципе колеблющиеся электроны могут отдавать значительную часть своей энергии во внешние цепи и величина КПД, по-видимому, может быть равной нескольким десяткам процентов.

Обсуждение результатов

1. Наблюдавшиеся колебания принципиально отличаются от изучавшихся ранее колебаний Баркгаузена—Курца. Об этом свидетельствует такой факт, как монотонная и плавная зависимость V_z и частоты от величины V_c . (в колебаниях Баркгаузена—Курца наблюдались отдельные области генерации). Своеобразная зависимость амплитуды колебаний от тока эмиссии и от V_k также характерна только для изучавшихся колебаний. Кроме того, колебания Баркгаузена—Курца зависели от вакуума [9-11], что не наблюдается в изучавшемся случае.

2. Описанный выше механизм колебаний может быть использован для создания генератора в области дециметрового и сантиметрового диапазонов с быстрой и плавной перестройкой частоты, конструкция которого довольно элементарна. Скорость перестройки ограничивается временем установления колебаний, равным по порядку величины нескольким периодам колебаний. Стабильность частоты будет определяться стабильностью источников питания и геометрических размеров.

Подобные системы могут, по-видимому, использоваться также как резонансные усилители с быстрой перестройкой частоты в режиме $\Gamma < 0$ и $|\Gamma| \ll 1$.

3. Особенностью рассмотренной выше системы является связь между частотой генерируемых колебаний и их мощностью (8), за счет того,

что напряжение на сетке (V_c) одновременно задает обе эти величины. Можно создать системы, где эти величины будут меняться независимо. Например, дополнительная сетка, расположенная вблизи катода, на которую подан отрицательный потенциал, может управлять мощностью колебаний, не меняя частоты (за счет изменения потенциала сетки). В этом случае величина Γ равна

$$\Gamma \simeq \frac{1}{t_1} \ln \frac{l_1 - x_0}{x_0} \frac{R_\partial}{R_{ст.}}$$

где $R_\partial = \frac{1}{\partial I}$; $R_{ст.} = \frac{V_c}{I}$ (при наличии управляющей сетки). Всегда

можно выбрать режим, при котором $R_\partial \gg R_{ст.}$, что приводит к значительному увеличению Γ .

В заключение автор выражает благодарность Н. И. Муратову, принимавшему участие в проведении экспериментов.

Литература

- [1] E. M. Boone, M. Ueno. IRE Trans. ED-5, № 3, 196, 1958. — [2] В. М. Лопухин. Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками, М., 1953. — [3] В. И. Калинин. Генерирование дециметровых и сантиметровых волн, М., 1948. — [4] М. И. Кузнецов, В. А. Бербасов. Уч. зап. Горьковск. гос. унив., 27, 84, сер. физ., 1954. — [5] S. C. Culter. PIRE, 44, 61, 1956. — [6] Г. Мессе, Е. Бархоп. Электронные и ионные столкновения, М., 1958. — [7] Г. Брюининг. Физика и применение вторичной электронной эмиссии, М., 1958. — [8] Wang. Phys. Rev., 68, 284, 1945; Greenblatt, Miller. Phys. Rev., 72, 160, 1947. — [9] H. Barkhausen, K. Kurz. Phys. Zs., 27, 1, 1920. — [10] В. И. Калинин. ЖРФХО, ч. физ., 56, вып. 2, 131, 1929. — [11] Ю. А. Кацман. ЖЭТФ, 5, вып. 7, 627, 1935.

Поступило в Редакцию
17 февраля 1961 г.