1962 ЖУРНАЛ ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ Том XXXII, в. 5
1962 JOURNAL OF TECHNICAL PHYSICS Vol. XXXII, № 5

ПРЕДЕЛЬНЫЙ УСТОЙЧИВЫЙ ТОК В ЗАКОМПЕНСИРОВАННОМ ЭЛЕКТРОННОМ ПОТОКЕ

В. И. Волосов

Введение

Известно, что в потоке заряженных частиц одного знака максимальная величина тока ограничивается собственным объемным зарядом этих частиц [1–6]. Для случая электронного потока предлагалось снять эти ограничения за счет компенсации объемного заряда электронов положительными ионами [7–9]. Однако экспериментальное изучение подобных „закомпенсированных“ потоков показало, что максимальная величина тока в них ненамного превышает ток в „незакомпенсированном“ потоке [1].

Предполагалось, что это явление связано с отсутствием компенсации пучка ионами, хотя тщательного экспериментального изучения процесса компенсации не производилось. Пирс в работе [10] оценил условия стабильности электронного „закомпенсированного“ потока; но так как задача решалась в линейном приближении, то расчеты не могли объяснить причин ограничения тока, кроме того, не удалось согласовать эти результаты с экспериментами (см. [1], стр. 169).

В настоящей работе более простыми методами, чем в [10], показана неустойчивость электронного потока по отношению к малым возмущениям при токе выше некоторого предельного ($J_{п.}$) (величина $J_{п.}$ совпадает с максимальным током из [10]). Эта неустойчивость проявляется в монотонном нарастании во времени малых начальных возмущений, что приводит к образованию в потоке виртуального катода.

В работе приведены данные экспериментов по изучению предельных устойчивых токов. Величина наблюдавшихся токов хорошо совпадает с теоретическими значениями.

1. Неустойчивость полностью закомпенсированного электронного потока

а) Рассмотрим качественно, каким образом может возникать неустойчивость в электронном потоке (плотность электронного объемного заряда (ρ_e)).

Пусть имеется плоский поток электронов, ограниченный двумя перпендикулярными ему сетками (одномерный поток). Предположим, что в какой-то момент времени в потоке имеется небольшое возмущение средней плотности объемного заряда электронов ($\bar{\rho}_e$), равное $\overline{\Delta\rho_1}$ ($\overline{\Delta\rho_1} \ll \bar{\rho}_e$). Через промежуток времени, равный времени пролета электрона между сетками ($t_{п.}$), это возмущение уйдет из пучка. Однако в течение времени $t_{п.}$ возмущение воздействует на влетающие в объем электроны, меняет их скорость и, соответственно, плотность, причем изменение плотности имеет тот же знак, что и начальное возмущение. Изменение средней скорости ($\bar{v}_e$) этих электронов под действием возмущения равно

$$\Delta\bar{v}_e \simeq \frac{\Delta F t_{п.}}{m_e},$$

где ΔF — сила, действующая со стороны начального возмущения. Если L — расстояние между сетками, то

$$\Delta F \simeq -e\overline{\Delta E} \simeq -e\overline{\Delta\rho_1}L.$$

Величина плотности вновь влетающих в объем электронов меняется за счет изменения их скорости. Учитывая, что $t_{\text{п.}} \simeq \frac{L}{\bar{v}_e}$ имеем

$$\overline{\Delta\rho_2} \simeq -\bar{\rho}_e \frac{\overline{\Delta v_e}}{\bar{v}_e} \simeq \frac{e\bar{\rho}_e L^2}{m_e \bar{v}_e^2} \Delta\rho_1$$

или

$$\overline{\Delta\rho_2} = \overline{\Delta\rho_1}\,\frac{\bar{\omega}_0^2 L^2}{\bar{v}_e^2} = \overline{\Delta\rho_1}\,\frac{4\pi c e L^2}{m_e}\,\frac{j_e}{\bar{v}_e^3}, \tag{1}$$

где $\bar{\omega}_0^2 = \frac{4\pi c \bar{\rho}_e e}{m_e}$, c — множитель порядка 1.

Учитывая (1), зависимость $\overline{\Delta\rho}$ от времени можно выразить в виде

$$\overline{\Delta\rho}(t) = \overline{\Delta\rho}(0)\exp\left[\left(\frac{\bar{\omega}_0^2 L^2}{\bar{v}_e^2} - 1\right)\frac{t}{t_{\text{п.}}}\right]. \tag{2}$$

С ростом величины j_e растет воздействие возмущения на влетающие электроны. При малых токах $\frac{\bar{\omega}_0^2 L^2}{\bar{v}_e^2} \ll 1$, т. е. $\Delta\rho_2 \ll \Delta\rho_1$, и возмущение за время пролета исчезает. Если $\frac{\bar{\omega}_0^2 L^2}{\bar{v}_e^2} > 1$, то возмущение нарастает во времени. Граница устойчивости потока определяется равенством $\frac{\bar{\omega}_0 L}{\bar{v}_e} \simeq 1$, откуда может быть найдена величина предельного устойчивого тока.

Из (1) можно сделать ряд качественных выводов. Отношение $\frac{\overline{\Delta\rho_2}}{\overline{\Delta\rho_1}} \sim \frac{1}{\bar{v}_e^3}$, поэтому в случае, если возмущение приводит к уменьшению величины $\overline{v_e}$ ($\overline{\Delta v_e} < 0$; $\Delta V < 0$), развитие неустойчивости ускоряется, так как $\frac{1}{\bar{v}_e^3}$ растет с ростом возмущения. Наоборот, если $\bar{v}_e$ растет с ростом возмущения ($\Delta\bar{v}_e > 0$), то процесс развития неустойчивости прекращается за счет уменьшения $\frac{\overline{\Delta\rho_2}}{\overline{\Delta\rho_1}}$.

Развитие возмущений при $\Delta\bar{v}_e < 0$ прекращается, как только скорость некоторой части электронов станет равна нулю; эти электроны отражаются назад к катоду, и в потоке образуется виртуальный катод. В подобном режиме свойства потока электронов резко меняются и рассмотренный выше механизм неустойчивости уже не будет действовать. Величина $j_{\text{п.}}$, при которой возникает неустойчивость, в несколько раз выше $j_{\text{кр.}}$ ($j_{\text{кр.}}$ — минимальный ток, при котором может существовать виртуальный катод), и поэтому образовавшийся виртуальный катод сохраняется во времени за счет интенсивных колебаний, выбрасывающих ионы из потока и препятствующих его компенсации (см. § 3).

Отметим, что при рассмотрении механизма неустойчивости в задачу не вошла форма распределения потенциала вдоль потока. При выводе не учитывалось также движение ионов. Как видно из оценок, это предположение справедливо, так как время развития неустойчивости порядка времени пролета электрона, а ионы за то же время в тех же полях пройдут путь в $\sqrt{\frac{m_i}{m_e}}$ раз меньший и их можно считать практически неподвижными.

Подобным образом развитие возмущений, по-видимому, происходит и в электронном пучке без ионов при токе, равном $j_{\max}$ (см. рис. 2). Так как средняя скорость электронов при этом приблизительно в 2 раза меньше их начальной скорости, то величина предельного тока будет грубо в 8 раз меньше, чем для закомпенсированного пучка. Точный расчет дает для отношения этого предельного тока к $j_{\max}$ значение $\frac{j_{\text{п.}}}{j_{\max}}=\frac{9\pi^2}{16}=5.6$ (см. § 1, б).

б) Решим более аккуратно предыдущую задачу, предполагая, что электронный поток полностью закомпенсирован ионами. Пусть в невозмущенном решении найдены: V_0 — потенциал пучка, v_0 — скорость электронов, j_0 — плотность тока и ρ_e. Введем в задачу малые возмущения $V(x)=V_0+V_1(x)$, $V_1 \ll V_0$ и т. д. Для них получаем следующие уравнения

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\partial^2 V_1}{\partial x^2}=4\pi\rho_1 \text{ — уравнение Пуассона,}\\ &\frac{\partial}{\partial x}(\rho_0 v_1+\rho_1 v_0)=-\frac{\partial\rho}{\partial t} \text{ — уравнение непрерывности,}\\ &m\frac{dv_1}{dt}=e\frac{\partial V_1}{\partial x} \text{ — уравнение движения,}\end{aligned}\right\} \quad (3)$$

где $e=|e|$ и $\rho=|\rho|$.

Так как инжектируется невозмущенный поток электронов, то краевые условия имеют вид: $V_1(0, t)=0$; $v_1(0, t)=0$ и $\rho_1(0, t)=0$; кроме того, предполагается, что $V_1(L, t)=V_1(0, t)$.

Критерий устойчивости для этой системы уравнений был найден в [10], поэтому рассмотрим лишь те особенности решения, которые не рассматривались ранее и которые поясняют физический смысл этой неустойчивости.

Решение системы (3) дает для ρ_1

$$\rho_1(x, t)=F(x-v_0 t)\sin\frac{\omega_0}{v_0}x,$$

где $\omega_0^2=\frac{4\pi e\rho_e}{m_e}$, а F — произвольная функция аргумента. В окрестности границы неустойчивости F слабо зависит от времени, поэтому представим ее в виде $F(t)=F(0)e^{-\beta v_0 t}$, где β — малый параметр. С учетом краевых условий при $x=0$ получаем для V_1

$$V_1(x, t)=c_1 e^{-\beta v_0 t}\left\{\sin\frac{\omega_0}{v_0}x+\beta\left[x\sin\frac{\omega_0}{v_0}x+2\frac{v_0}{\omega_0}\left(\cos\frac{\omega_0}{v_0}x-1\right)\right]+\right.$$
$$\left.+\beta^2\left[\left(\frac{x^2}{2}-\frac{v_0^2}{\omega_0^2}\right)\sin\frac{\omega_0}{v_0}x+2\frac{v_0}{\omega_0}x\cos\frac{\omega_0}{v_0}x+\frac{v_0}{\omega_0}x\right]+0(\beta^3)\right\}.$$

Учитывая краевые условия при $x=L$, получаем, что если $\frac{\omega_0}{v_0}L=$ $=\pi n+\alpha\,(|\alpha|\ll 1)$, при n-нечетных $\beta\simeq-\alpha\frac{\pi n}{4L}$; при n-четных $\beta\simeq\pm\frac{\sqrt{\alpha\pi n}}{L}$. Отсюда также видно, что при $\frac{\omega_0 L}{v_0}=\pi n$ в пучке может сохраняться во времени начальное возмущение V_1 („стационарное“ возмущение), распределение которого вдоль потока имеет вид

$$V_1(x) = c_1 \sin \frac{\pi n x}{L}.$$

При $n=1$, $\beta \simeq -\frac{\alpha\pi}{4L}$

$$\left.\begin{aligned} &V_1(x, t) = V_1(x, 0) \exp \frac{\alpha v_0 t}{4L}, \\ &V_1(x, 0) = c_1 \left\{ \sin(\pi + \alpha) \frac{x}{L} - \frac{\alpha}{4} \left[2\left(\cos \frac{\pi x}{L} - 1 \right) + \frac{\pi x}{L} \sin \frac{\pi x}{L} \right] \right\} \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

(c_1 — константа, имеющая размерность V_1) это соответствует плотности тока

$$j \simeq \left(\frac{\pi}{2} + \alpha \right) \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{V_0^{3/2}}{L^2}. \quad (5)$$

Таким образом, при плотности тока больше некоторой предельной [$j_{п.}$ определяется из (5) при $\alpha = 0$] в потоке электронов нарастает во времени 1-я гармоника разложения по синусам любого малого возмущения потенциала $V_1(x, 0)$. При $n = 2, 3 \ldots$ аналогичные условия выполняются для более высоких гармоник. Однако эти случаи не представляют практического интереса, так как соответствуют токам в 4, 9... и т. д. раз бо́льшим, тогда как в любом реальном возмущении $V_1(x, 0)$ имеется 1-я гармоника и неустойчивость развивается при токах, определяемых (5).

в) Из решения предыдущей задачи видно, что когда ток равен предельному, то в потоке электронов сохраняется начальное возмущение. При увеличении тока оно нарастает во времени. Таким образом, задача о нахождении предельного устойчивого тока сводится к нахождению условий, при которых возможно существование „стационарных“ возмущений. Для этого находим решение уравнений, аналогичных (3) при $\frac{\partial}{\partial t} = 0$, и по виду функции $V_1(x)$ определяем минимальное значение тока, при котором возможны подобные решения.

Метод стационарных возмущений пригоден для нахождения $J_{п.}$ в случае любой геометрии, однако необходимо, чтобы выполнялись краевые условия, аналогичные сформулированным выше, т. е. в некотором сечении потока — $V(t)$, $v(t)$ и $\rho(t)$ — должны быть постоянными. Пользуясь этим методом, найдем величину предельного тока для систем с более сложной геометрией.

Для плоского ленточного пучка (рис. 1, *а*) величина предельного тока на единицу длины равна

$$J_{п.} = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{V_0^{3/2}}{b} F_1(a, b),$$

где $F_1(a, b) = \left(\frac{\omega_0}{v_0}\right)^2 ab$; $\frac{\omega_0}{v_0}$ определяется из уравнения

$$\sqrt{\left(\frac{\omega_0}{v_0}\right)^2 - \left(\frac{\pi}{L}\right)^2} \operatorname{tg} a \sqrt{\left(\frac{\omega_0}{v_0}\right)^2 - \left(\frac{\pi}{L}\right)^2} = \frac{\pi}{L} \operatorname{cth} \frac{\pi}{L} (b - a),$$

F_1 — лежит в пределах от 1 ($a \ll b$) до $\frac{\pi^2}{4}$ ($a = b$). Величина максимального незакомпенсированного тока на единицу длины в том же случае равна

$$J_{\max} = \frac{2}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{V_0^{3/2}}{b} F_{\max}\left(\frac{a}{b}\right),$$

$F_{\max}$ вычислено в [5] и лежит в пределах от 0.87 ($a \ll b$) до $2 (a = b)$.

Для цилиндрического пучка (рис. 1, б) предельный ток равен

$$J_{\text{п.}} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{2e}{m_e}}\, V_0^{3/2} F_2$$

или, выражая ток в амперах, а напряжение в вольтах,

$$J_{\text{п.}} = 3.31 \cdot 10^{-5} \cdot V_0^{3/2} F_2,$$

$F_2 = \left(\frac{\omega_0}{v_0}\right)^2 r_0^2$ и может быть найдено из

$$\frac{\sqrt{\left(\frac{\omega_0}{v_0}\right)^2 - \left(\frac{\pi}{L}\right)^2}\, J_1\left(r_0 \sqrt{\left(\frac{\omega_0}{v_0}\right)^2 - \left(\frac{\pi}{L}\right)^2}\right)}{J_0\left(r_0 \sqrt{\left(\frac{\omega_0}{v_0}\right)^2 - \left(\frac{\pi}{L}\right)^2}\right)} = -\frac{I_1\left(\frac{\pi r_0}{L}\right) K_0\left(\frac{\pi R}{L}\right) + I_0\left(\frac{\pi R}{L}\right) K_1\left(\frac{\pi r_0}{L}\right)}{I_0\left(\frac{\pi r_0}{L}\right) K_0\left(\frac{\pi R}{L}\right) - I_0\left(\frac{\pi R}{L}\right) K_0\left(\frac{\pi r_0}{L}\right)},$$

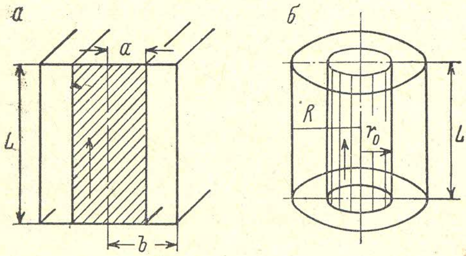

Рис. 1.

а — ленточный пучок; б — цилиндрический пучок.

J, I и K — цилиндрические функции.

Если $L \gg R$, то выражение упрощается

$$\frac{J_1\left(\frac{\omega_0 r_0}{v_0}\right)}{J_0\left(\frac{\omega_0 r_0}{v_0}\right)} = \frac{v_0}{\omega_0 r_0 \ln \frac{R}{r_0}}.$$

В этом случае при $\frac{R}{r_0} = 1$ $F_2 = 2.4$; при $\frac{R}{r_0} = 6$ $F_2 = 0.988$. Для сравнения величина максимального незакомпенсированного тока равна ($L \gg R$)

$$J_{\max} = 1.65 \cdot 10^{-5} \cdot V_0^{3/2} w_m$$

(J в амперах, V_0 в вольтах). w_m вычислено в работе [6] и равно 1.95 при $\frac{R}{r_0} = 1$ и 0.38 при $\frac{R}{r_0} = 6$. Для изучавшейся системы (см. § 3) можно оценить $J_{\max}$ и $J_{\text{п.}}$, предполагая, что $L \gg R$ (учет конечной длины пучка увеличивает токи на $\sim 5\%$). При $V_0 = 1$ кв имеем $J_{\text{п.}} \simeq 1.03$а и $J_{\max} \simeq 0.197$а $\left(\frac{R}{r_0} = 6\right)$.

2. Неустойчивость частично закомпенсированного электронного потока

Пользуясь методом „стационарных“ возмущений, решим задачу о предельной плотности тока между двумя сетками, если имеется зависимость $V_0(x)$ от координат, т. е. задачу о частично закомпенсированном электронном потоке (предполагается, что $V\left(-\frac{L}{2}\right) = V\left(\frac{L}{2}\right)$; начало координат выбрано в центре потока).

Уравнения (3) в этом случае будут иметь вид

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial^2 V_1}{\partial x^2} &= 4\pi\rho_1, \\ \rho_1 v_0 &= -\rho_0 v_1, \\ \frac{\partial v_1}{\partial x} v_0 &= -\frac{e}{m_e}\frac{\partial V_1}{\partial x}, \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

откуда для $v_1(x)$ получаем

$$\left[v_1'(x)\,v_0(x)\right]' = -\frac{\omega_0^2}{v_0(x)}\,v_1(x). \tag{7}$$

В случае $v_0(x) = \text{const}$ и $\rho_0(x) = \text{const}$ из (7) получаются те же значения $j_{\text{п.}}$, что и из (5).

Рассмотрим случай, когда в потоке имеется параболическое провисание потенциала. Тогда если $V_0(x) = V_0(0)(1 + 2ax^2)$, то $v_0(x) \simeq \simeq v_0(0)(1 + ax^2)$.

Введем $\gamma = \frac{\Delta v_0}{v_0(0)} = \frac{v_0\left(\frac{L}{2}\right)}{v_0(0)} - 1$, где $v_0(0)$ — скорость электронов в центре, а $v_0\frac{L}{2}$ — скорость инжектируемых электронов (предполагается $\gamma \ll 1$). Представляя $v_1(x)$ в виде ряда

$$v_1(x) = \sum_{n=0}^{\infty} c_{\text{п}}\, x^n$$

и подставляя его в (7), находим

$$v_1(x) = c_0\left[\cos\frac{\omega_0}{v_0}x + 1.028\gamma\left(\frac{2x}{L}\right)^4 - (0.456\gamma + 0.986\gamma^2)\left(\frac{2x}{L}\right)^6 + (0.058\gamma + \right.$$

$$\left. + 0.637\gamma^2 + 0.875\gamma^3)\left(\frac{2x}{L}\right)^8 - (0.002\gamma + 0\,(\gamma^2)\left(\frac{2x}{L}\right)^{10}\right].$$

Из условия $V_1\left(-\frac{L}{2}\right) = 0$ имеем в 1-м приближении

$$\cos\frac{\omega_0(0)\,L}{2v_0(0)} = -0.627\gamma$$

или

$$\frac{\omega_0(0)\,L}{v_0(0)} = \pi\,(1 + 0.399\gamma).$$

Выражая $\omega_0(0)$ и $v_0(0)$ через $\omega_0\left(\frac{L}{2}\right)$ и $v_0\left(\frac{L}{2}\right)$, получим величину предельной плотности тока при наличии провисания $j_{\text{п.}}(\gamma)$ через ту же величину в закомпенсированном потоке $j_{\text{п.}}(0)$

$$j_{\text{п.}}(\gamma) \simeq j_{\text{п.}}(0)\,(1 - 2.20\gamma)$$

или учитывая, что $\frac{\Delta V_0}{V_0(0)} \simeq 2\gamma$,

$$j_{\text{п.}}(\gamma) \simeq j_{\text{п.}}(0)\left(1 - 1.10\,\frac{\Delta V_0}{V_0}\right). \tag{8}$$

На графике зависимости минимального потенциала $\left(V_{\min} = V_0\left(\frac{L}{2}\right) - \Delta V_0\right)$ в незакомпенсированном потоке от тока можно построить кривую значений предельных токов, т. е. границу устойчивых состояний частично закомпенсированного электронного потока (см. I на рис. 2). Эта граница зависит не только от $\frac{\Delta V_0}{V_0}$, но и от распределения $V_0(x)$ вдоль x, и, таким образом, существует множество кривых (II на рис. 2) для различных распределений. В полностью закомпенсированном потоке $\gamma = 0$) и в чисто электронном потоке распределение потенциала однозначно, и поэтому все кривые, описывающие реальные распределения в пучках, должны пересекаться в этих точках. На рис. 2 видно, что вычисленная граница неустойчивости уже в 1-м приближении пересекает кривую состояний незакомпенсированного потока (*III* на рис. 2) близко к точке максимального тока (см. § 1). На том же рисунке видно, что если в закомпенсированном потоке происходят колебания потенциала (с периодом, много большим времени пролета электронов), то предельный ток будет уменьшаться и определяться максимальным провисанием потенциала в процессе этих колебаний.

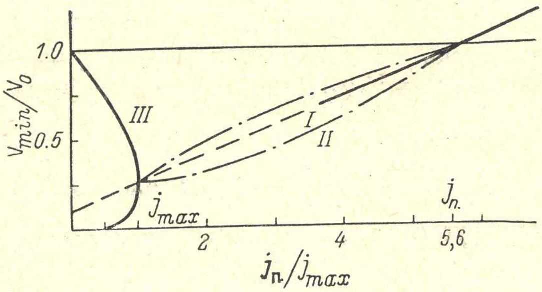

Рис. 2. Зависимость $J_п$. от V_{min} в плоском электронном потоке (*I*) (1-е приближение).

3. Экспериментальное изучение предельных токов

Для изучения предельных токов использовалась аксиально-симметричная система, схематический разрез которой дан на рис. 3. Перед катодом *1* ставилась управляющая сетка *2*, изменением потенциала которой можно было регулировать ток в пучке. Отверстия в крышках анода *3* были закрыты сетками *4*, соединенными с анодом, и поэтому потенциалы, подаваемые на управляющую сетку и коллектор *5*, не искажали краевых условий в дрейфовом пространстве. На коллектор подавался небольшой положительный потенциал (+300 в), уменьшающий выход вторичных электронов в область дрейфового пространства с коллектора и 2-й сетки. На катод подавались прямоугольные отрицательные импульсы высокого напряжения (V_0); так как управляющая сетка была соединена с катодом через R_1C_1-цепочку, ток в пучке плавно нарастал за время, определяемое величиной R_1C_1, при этом все время выполнялось условие

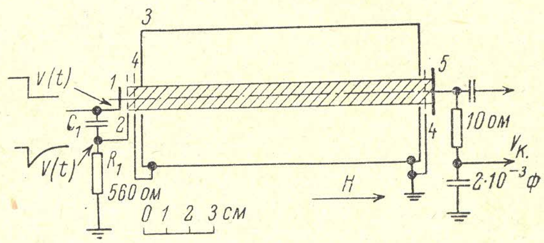

Рис. 3. Схема эксперимента.

$$\frac{\partial J}{\partial t} < \frac{J_{max}}{\tau}, \qquad (9)$$

где τ — время компенсации пучка. За счет компенсации ионами максимальное провисание потенциала в пучке могло быть порядка $\frac{V_0\tau}{R_1C_1}$. Величина проходящего тока регистрировалась по осциллограммам, снимаемым с коллектора. Вдоль пучка было приложено магнитное поле.

В ряде экспериментальных работ (см. [1]) делались попытки получить в закомпенсированном пучке большие электронные токи, однако максимальная наблюдавшаяся величина незначительно превышала J_{max}. Эти результаты объясняются тем, что в экспериментах не учитывался гистерезисный характер свойств пучка при большой плотности тока и не выполнялось условие (9); в этом случае в момент включения пучка в нем образуется виртуальный катод, который сохраняется в дальнейшем и ограничивает величину проходящего тока.

Предварительно, для более аккуратной проверки теории, которая дает отношение $\frac{J_{max}}{J_{п.}}$, слабо зависящее от параметров (в частности, от геометрии и величины V_0), было измерено значение максимального тока J_{max} в незакомпенсированном пучке. В этих измерениях величина была выбрана много меньше τ. Максимальный ток определялся перед первым провалом на осциллограмме тока на коллектор, что соответствовало появлению в пучке виртуального катода (см. рис. 2). Величина $J_{\max}$ для данной системы при $V_0 = 1$ кв равнялась ~ 0.185 а, время до момента измерения $J_{\max}$ было ~ 8 мксек.; $\tau \simeq 100$ мксек.

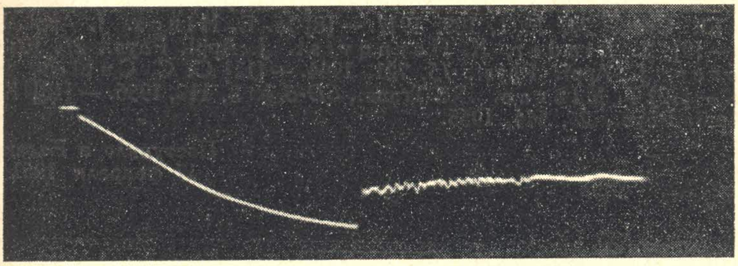

Рис. 4. Осциллограмма тока $J_к.\ (t)$ при медленном нарастании инжектируемого тока.

$J_{п.} = 0.97$а, $p = 6 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст., $V_0 = 1$ кв, длительность осциллограммы 210 мксек.

Предельный ток измерялся в режиме $R_1C_1 \gg \tau$. Типичная осциллограмма для этого случая приведена на рис. 4. Тогда как инжектируемый ток непрерывно растет, величина тока, идущего на коллектор при достижении им некоторого предельного значения $J_{п.}$, скачком падает, после чего на осциллограмме появляются колебания. Подобный срыв тока мог быть связан только с появлением в пучке виртуального катода. Подобные осциллограммы наблюдались при изменении магнитного поля от 20 до 2000 эрст., причем величина $J_{п.}$ менялась не более чем на 10—20% (при $H > 500$ эрст. предельный ток оставался практически постоянным). Осциллограммы не зависели также от давления в системе (p от 10^{-6} до 10^{-5} мм рт. ст.). На рис. 5 приведены максимальные наблюдавшиеся значения $J_{п.}$ при различных V_0, а также построена теоретическая кривая значений $J_{п.}$ (на рис. 5 деления оси $x \sim V^{3/2}$).

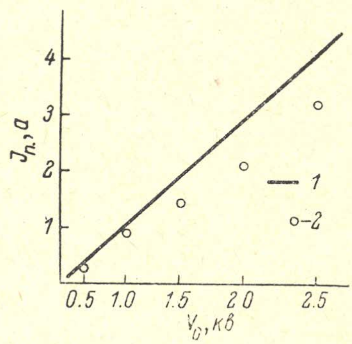

Рис. 5.

1 — теоретическая кривая; 2 — экспериментальные точки.

Как видно из экспериментов, предельные закомпенсированные токи превышают $J_{\max}$ в несколько раз и незначительно отличаются от теоретических значений. Несколько заниженные значения $J_{п.}$ по сравнению с теоретическими объясняются следующими причинами.

1) В пучке при токах $> J_{кр.}$ возникают различные типы колебаний [11—13], и поэтому в некоторые моменты времени в нем имеется довольно сильное провисание потенциала ~ 5—10% от V_0, что приводит к уменьшению $J_{п.}$ также на 5—10% (см. § 1).

2) Продольная энергия электронов в дрейфовом пространстве была всегда несколько меньше полной энергии за счет ее перераспределения при прохождении электронов около 1-й сетки. Эксперименты показали, что продольная энергия в среднем на 5—7% меньше, чем eV_0.

3) Некоторое провисание потенциала могло иметься в пучке за счет недостаточно большой величины отношения $\frac{R_1C_1}{\tau}$ ($R_1C_1 \sim 100$ мксек.; $\tau \sim 20$ мксек.).

Рассмотренные выше причины могут снижать величину $J_{п.}$ приблизительно на 15—25%.

Литература

[1] Дж. Пирс. Теория и расчет электронных пучков, М.—Л., 1956. — [2] Н. С. Зинченко. Курс лекций по электронной оптике, Харьков, 1958. — [3] М. Д. Габович. УФН, *56*, 215, 1955. — [4] В. Р. Бурсиан, В. Павлов. ЖРФХО, *55*, 71, 1923. — [5] A. Haeff. Proc. IRE, *27*, 586, 1939. — [6] L. Smith, P. Hartman. J. Appl. Phys., *11*, 220, 1940. — [7] M. Field, K. Spangenberg, R. Helm. El. Com., *24*, № 1, 108, 1947. — [8] M. E. Hines. J. Appl. Phys., *26*, 1157, 1955. — [9] E. Linder, K. Hernqvist. J. Appl. Phys., *21*, 1088, 1950. — [10] J. Pierce. J. Appl. Phys., *15*, 721, 1944. — [11] C. C. Cutler. Proc. IRE, *44*, 61, 1956. — [12] T. Mihran. IRE Trans., *ED-3*, № 3, 117, 1956. — [13] K. Hernqvist. J. Appl. Phys., *26*, 544, 1955.

Поступило в Редакцию
17 февраля 1961 г.