

01;04

©1993 г.

ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ КАТОДНОГО ПЯТНА ВАКУУМНОЙ ДУГИ

II. РАСЧЕТ КАТОДНОЙ СТРУИ

В.П.Афанасьев, Г.А.Дюжеев, С.М.Школьник

Приведены результаты расчета плазменной струи катодного пятна вакуумной дуги. Использована система уравнений, выведенная при исследовании параксиального приближения для квазистационарной плазменной струи со свободной границей в рамках одножидкостной гидродинамической модели без учета вязкости, теплопроводности и излучения. Проанализированы возможности сравнения расчета с результатами экспериментальных исследований катодного пятна и истекающей из него плазменной струи.

Введение

В работе [1] были рассчитаны параметры осесимметричной плазменной струи со свободной границей в критическом сечении. В расчетах использовались результаты работы [2], в частности система уравнений (40)–(43), выведенная в этой работе с помощью параксиальных разложений. Настоящая работа является продолжением [1]. В ней используются все обозначения, принятые в [1,2] (формулы из этих работ и ссылки на литературу отмечаются * и ** соответственно.)

Уравнения (40)–(43)** интегрируются с начальными условиями в критическом сечении. Выбор начальных условий из достаточно широкой области существования струи с плавным переходом через скорость звука, полученной в работе [1], проводился с учетом доступных экспериментальных данных о параметрах катодной струи.

Расчет катодной струи

Для расчета катодной струи необходимо интегрировать систему (40)–(43)** с начальными условиями в критическом сечении. Сами начальные условия, как уже отмечалось, не зависят от тока, однако зависимость правых частей системы от I не сводится к комбинации I/Q , поэтому систему нужно интегрировать для каждого значения только отдельно.

Для успешного начала интегрирования надо раскрыть неопределенность в правой части (43)** , которая появляется в критическом сечении.

После дифференцирования числителя и знаменателя по z и исключения всех производных, кроме f'_{10} , для f'_{10} получается квадратное уравнение

$$A \left(\frac{f'_{10}}{f_{10}} \right)^2 + B \left(\frac{f'_{10}}{f_{10}} \right) + C = 0, \quad (1)$$

где

$$A = p_{11} - 1 - p_{21},$$

$$B = \frac{yp_1}{f_{10}p_2} + p_{12} - p_{22} - \frac{yg_4}{f_{10}p_2} \left(1 + g_{41} + \frac{3}{2}t_1 + s_1 \right),$$

$$C = -\frac{yg_4}{f_{10}p_2} \left(-\frac{3}{2} \frac{yp_1}{f_{10}g_4} + \frac{4\pi I^2 M_{z0}^2}{c^2 Q^2 y} \left(1 - \frac{f_{10}c^2 Q}{M_{z0} I^2} \right) + g_4 + \frac{3}{2}t_2 + s_2 \right),$$

$$br_1 = \frac{F'q_0}{kT_0} - \frac{mI}{eQ(1+q_0)}, \quad d_1 = \frac{3}{2} + \frac{\varepsilon}{kT_0}, \quad d_2 = 4 + \frac{2\varepsilon}{kT_0},$$

$$d_3 = \frac{5}{2} + \frac{\varepsilon}{kT_0},$$

$$q_1 = -\frac{q_0(1+q_0)(p_1 d_2 - p_2 d_1)}{brg_4}, \quad q_2 = -\frac{q_0(1+q_0)yp_1 d_3}{brf_{10}g_4},$$

$$t_1 = \frac{p_2 \left(1 - q_0 \frac{d_1}{br} \right) - p_1 \left(2 - \frac{q_0 d_2}{br} \right)}{g_4},$$

$$t_2 = -\frac{yp_1}{f_{10}g_4} \left(1 - q_0 \frac{d_3}{br} \right),$$

$$l_1 = \frac{1}{kT_0} (\varepsilon' q_1 - \varepsilon t_1), \quad l_2 = \frac{1}{kT_0} (\varepsilon' q_2 - \varepsilon t_2),$$

$$d_4 = \frac{5}{2} + \frac{\varepsilon}{kT_0} + \frac{\varepsilon'}{kT_0} (3q_0 + 1) + \frac{\varepsilon''}{kT_0} q_0(1+q_0),$$

$$b_1 = q_1 d_4 - \frac{t_1 q_0}{kT_0} (\varepsilon + \varepsilon'(1+q_0)),$$

$$b_2 = q_2 d_4 - \frac{t_2 q_0}{kT_0} (\varepsilon + \varepsilon'(1+q_0)),$$

$$d_5 = \frac{F'' q_0}{kT_0} + \frac{F'}{kT_0} + \frac{mI}{eQ(1+q_0)^2},$$

$$p_{11} = \frac{1}{p_1} \left\{ q_1 \left(\frac{mI}{eQ(1+q_0)^2} + d_1 d_5 \right) + l_1 \frac{br_1}{br} - b_1 \frac{d_1 br_1}{br^2} - t_1 \frac{d_1 F' q_0}{br k T_0} \right\},$$

$$p_{12} = \frac{1}{p_1} \left\{ q_2 \left(\frac{mI}{eQ(1+q_0)^2} + d_1 d_5 \right) + l_2 \frac{br_1}{br} - b_2 \frac{d_1 br_1}{br^2} - t_2 \frac{d_1 F' q_0}{br k T_0} \right\},$$

$$p_{21} = \frac{1}{p_2} \left\{ q_1 \left(\frac{mI}{eQ(1+q_0)^2} + d_2 d_5 \right) + 2l_1 \frac{br_1}{br} - b_1 \frac{d_2 br_1}{br^2} - t_1 \frac{d_2 F' q_0}{br k T_0} \right\},$$

$$\begin{aligned}
p_{22} &= \frac{1}{p_2} \left\{ q_2 \left(\frac{mI}{eQ(1+q_0)^2} + d_2 d_5 \right) + 2l_2 \frac{br_1}{br} - b_2 \frac{d_2 br_1}{br^2} - t_2 \frac{d_2 F' q_0}{brkT_0} \right\}, \\
g_{41} &= \frac{1}{g_4} \left\{ q_1 \frac{d_3 d_5}{br} - t_1 \frac{d_3 F' q_0}{brkT_0} + l_1 \frac{br_1}{br} - b_1 \frac{d_3 br_1}{br^2} \right\}, \\
g_{42} &= \frac{1}{g_4} \left\{ q_2 \frac{d_3 d_5}{br} - t_2 \frac{d_3 F' q_0}{brkT_0} + l_2 \frac{br_1}{br} - b_2 \frac{d_3 br_1}{br^2} \right\}, \\
s_1 &= \frac{q_1}{q_0} \left[\frac{0.068}{\text{sig} \cdot \ln \Lambda} - 1 + \frac{3}{2} \frac{1}{\ln \Lambda} \right] - \frac{3}{2} \frac{t_1}{\ln \Lambda} + \frac{1}{2} \frac{p_1}{g_4 \ln \Lambda}, \\
s_2 &= -\frac{q_2}{q_0} \left[\frac{0.068}{\text{sig} \cdot \ln \Lambda} - 1 + \frac{3}{2} \frac{1}{\ln \Lambda} \right] - \frac{3}{2} \frac{t_2}{\ln \Lambda} + \frac{1}{2} \frac{yp_1}{f_{10} g_4 \ln \Lambda}, \\
\sigma &= \sigma_L [0.582 + 0.068(q_0 - 1)], \\
\sigma_L &= 2.37 \cdot 10^8 \frac{1}{q_0 \ln \Lambda} \left(\frac{eve}{k} T \right)^{3/2}, \quad eve = 1.6 \cdot 10^{-12} \frac{\text{эрг}}{\text{эВ}}, \\
\text{sig} &= \frac{\sigma}{\sigma_L q_0 \ln \Lambda}, \\
\ln \Lambda &= \ln \left(\frac{3}{2e^3 \sqrt{\pi}} \frac{(kT_0)^{3/2}}{q_0 \sqrt{n_0 q_0}} \right). \quad (2)
\end{aligned}$$

Из корней квадратного уравнения выбирался отрицательный, соответствующий физическому смыслу задачи. После нахождения f'_{10} , а вместе с ней и производных всех остальных параметров в критическом сечении появляется возможность корректно проинтегрировать систему (40)–(43)**.

Интегрирование системы производилось для трех значений тока — 20, 50 и 100 А и для серии значений q_k, T_k . По ходу интегрирования на каждом шаге вычислялись все параметры, характеризующие систему, и длина свободного пробега для оценки применимости гидродинамики. Поскольку представляют интерес не только осевые, но и пространственные распределения величин, то вычислялись также коэффициенты следующего порядка в параксиальном разложении по формулам

$$\begin{aligned}
p_2 &= -\frac{f_{10}}{R^2}, \quad n_2 = -\frac{n_0}{R^2}, \\
q_2 &= \frac{q_0(1+q_0)}{br \cdot R^2}, \quad T_2 = \frac{T_0 q_2}{1+q_0}, \\
U_2 &= \frac{h_1^2}{2\pi e n_0 q_0} - \frac{v_{z0} h_1}{c} + \frac{ch_1 y}{4\pi \sigma_0 (f_{40} - f_{10})} - \frac{2kT_0}{eR^2} \left(1 - \frac{1}{br} \right). \quad (3)
\end{aligned}$$

Интегрирование заканчивалось, когда длина свободного пробега становилась больше половины текущего радиуса струи. Такое значение было условно принято в качестве границы применимости гидродинамических уравнений.

На рис. 1–6 представлены линии уровней основных параметров, определяющих струю, над плоскостью (q_k, T_k) на границе гидродинамики, а

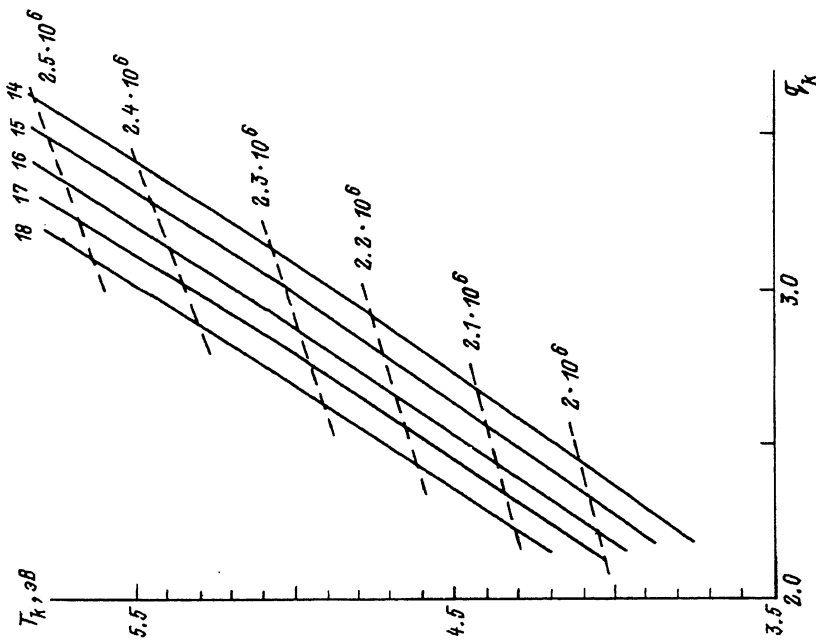


Рис. 1. Линии постоянных значений потенциала (U_0 , В; сплошные линии) и скорости (v_z , см/с; штриховые линии) над плоскостью (q_k, T_k) на "границе гидродинамики". Медь, ток $I = 20$ А.

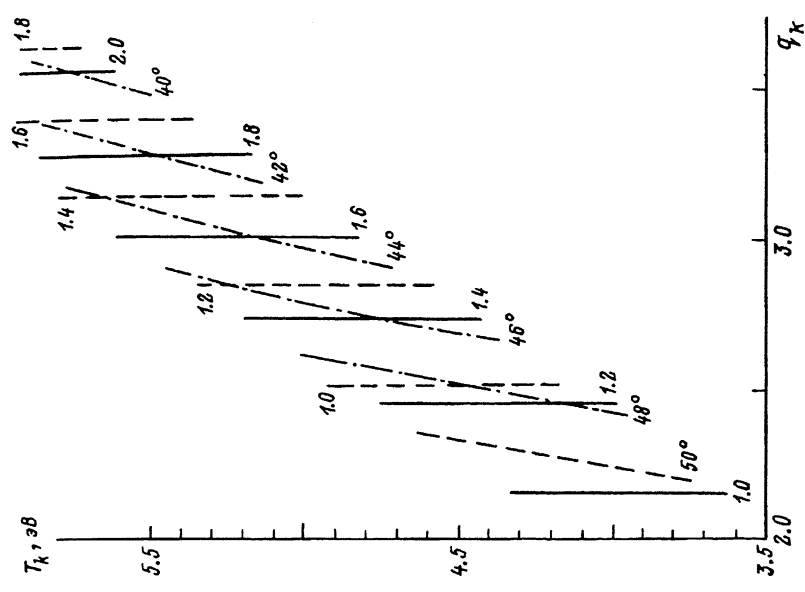


Рис. 2. Линии постоянных значений среднего заряда (q ; сплошные кривые), температуры ($T, \text{°B}$; штриховые кривые) и среднего угла полураствора струи (штрихпунктир) над плоскостью (q_k, T_k) на "границе гидродинамики". Ток $I = 20$ А.

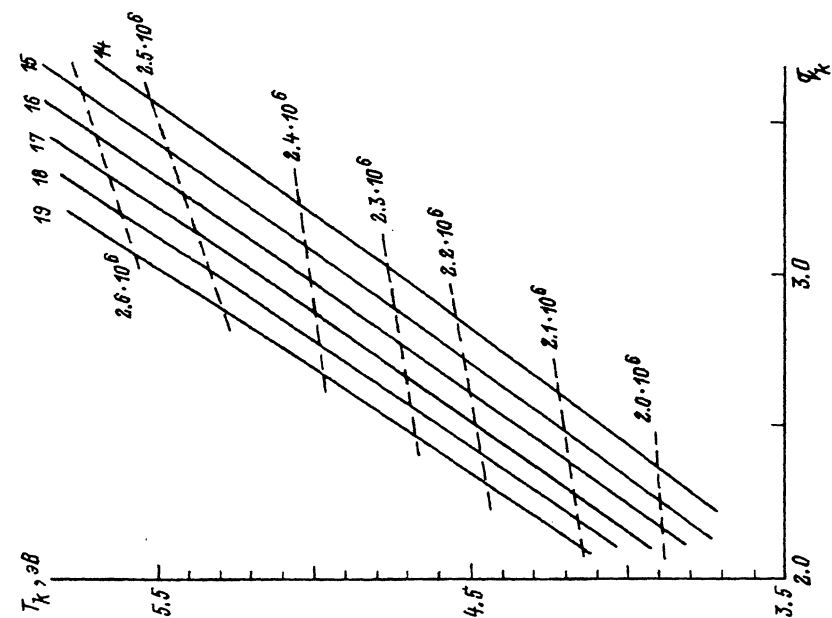


Рис. 3. То же, что и на рис. 1, при $I = 50$ А.

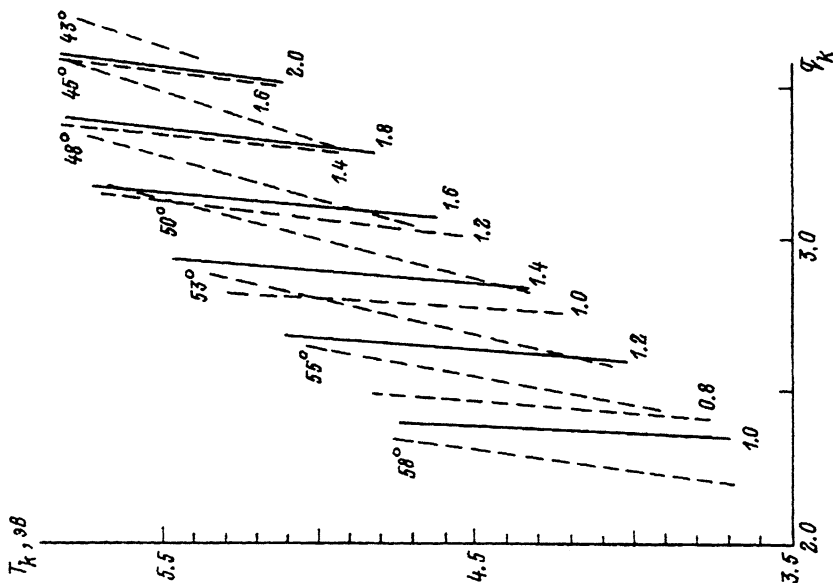


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, при $I = 50$ А.

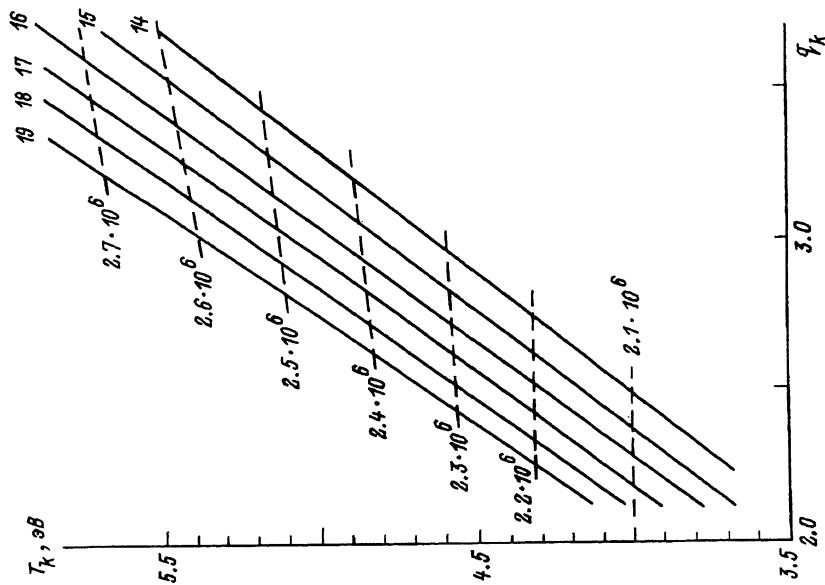


Рис. 5. То же, что и на рис. 1, при $I = 100$ А.

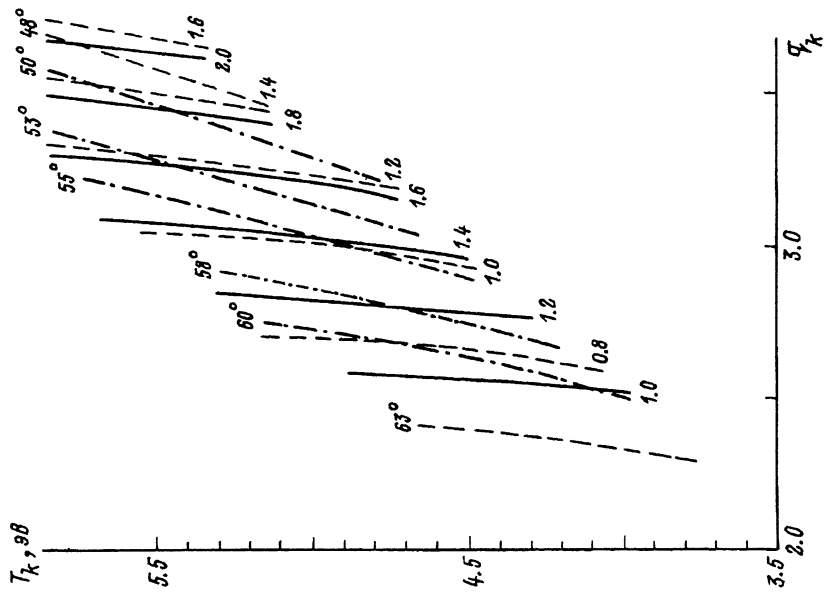


Рис. 6. То же, что и на рис. 2, при $I = 100$ А.

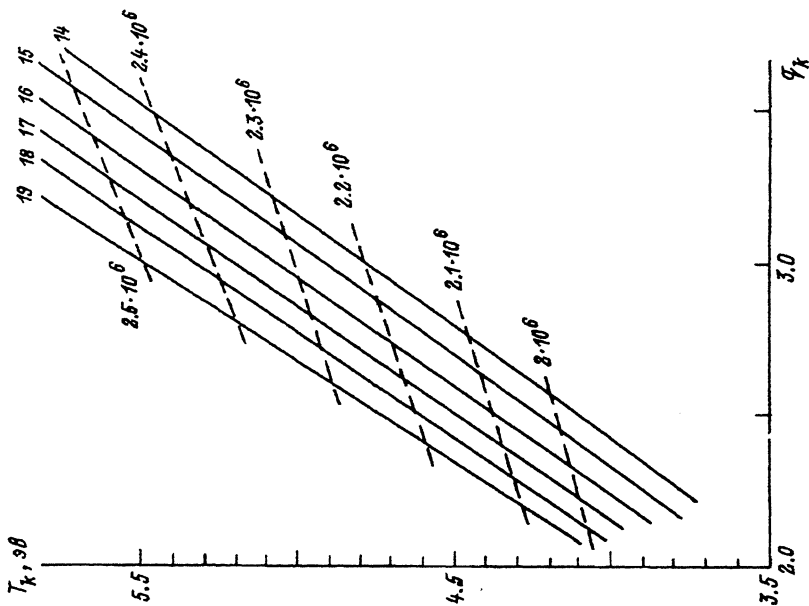


Рис. 7. Линии постоянных значений разности между потенциалом струи и анодным падением ($U_0 - \Delta U_a$, B ; сплошные кривые) и скорости (v_z , см/с; штриховые кривые) над плоскостью (q_k , T_k) на расстоянии $z = 0.5$ мм от критического сечения. Ток $I = 50$ А.

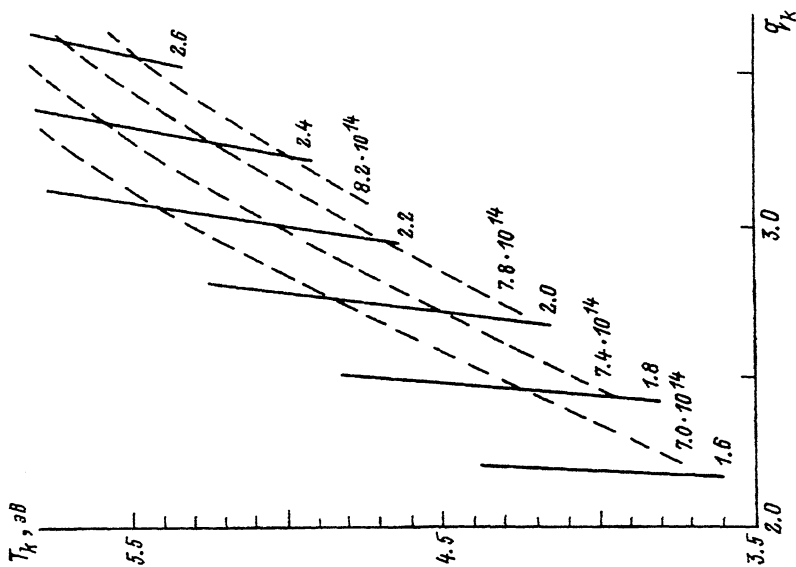


Рис. 8. Линии постоянных значений среднего заряда (q ; сплошные кривые) и концентрации плазмы (n , см⁻³; штриховые кривые) над плоскостью (q_k , T_k) на расстоянии $z = 0.5$ мм от критического сечения. Ток $I = 50$ А.

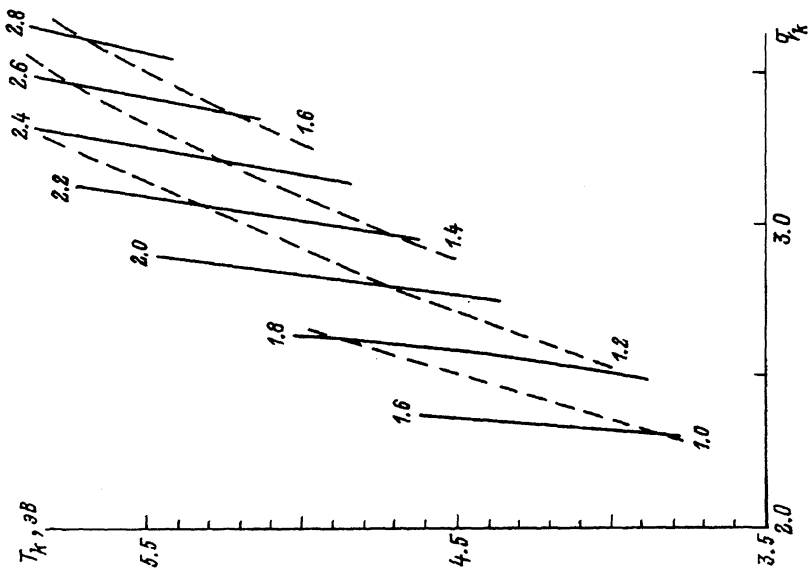


Рис. 9. Линии постоянных значений температуры (T_k , эВ; сплошные кривые) и анодного падения (ΔU_a , В; штриховые кривые). $z = 0.5$ мм, ток $I = 100$ А.

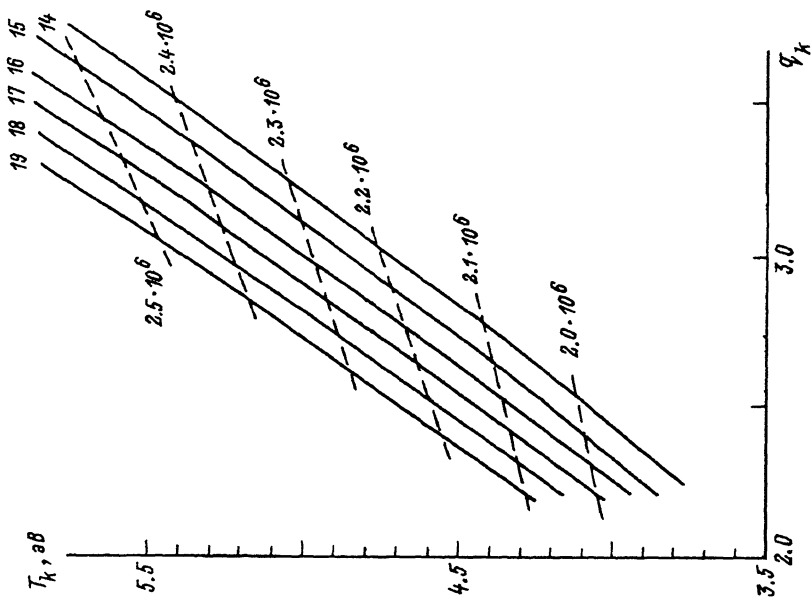


Рис. 10. То же, что и на рис. 7, при $I = 100$ А.

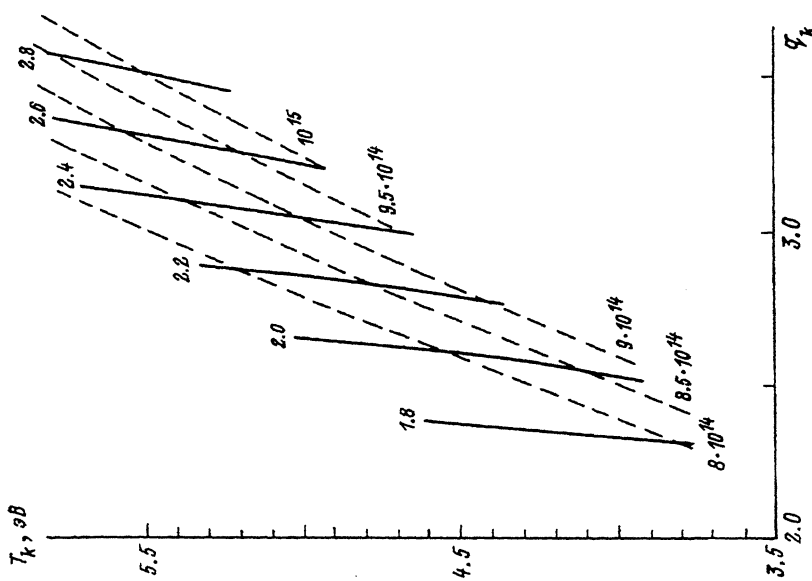


Рис. 11. То же, что и на рис. 8, при $I = 100$ А.

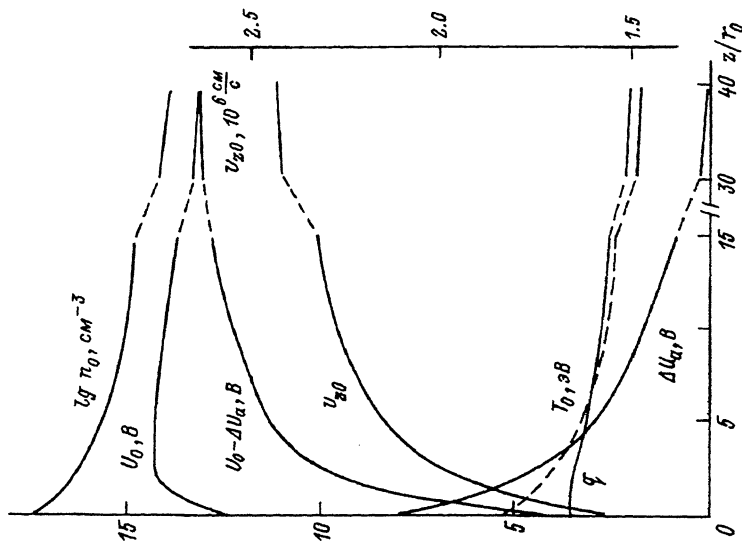


Рис. 12. Зависимость осевых значений концентрации плазмы (n_0), потенциала струи (U_0), разности между потенциалом струи и анодным падением ($U_0 - \Delta U_a$), скорости (v_{z0}), температуры (T_0), среднего падения (q) и анодного падения (ΔU_a) от расстояния z от критического сечения. Ток $I = 50$ А, $q_k = 3.5$, $T_k = 5.3$ эВ.

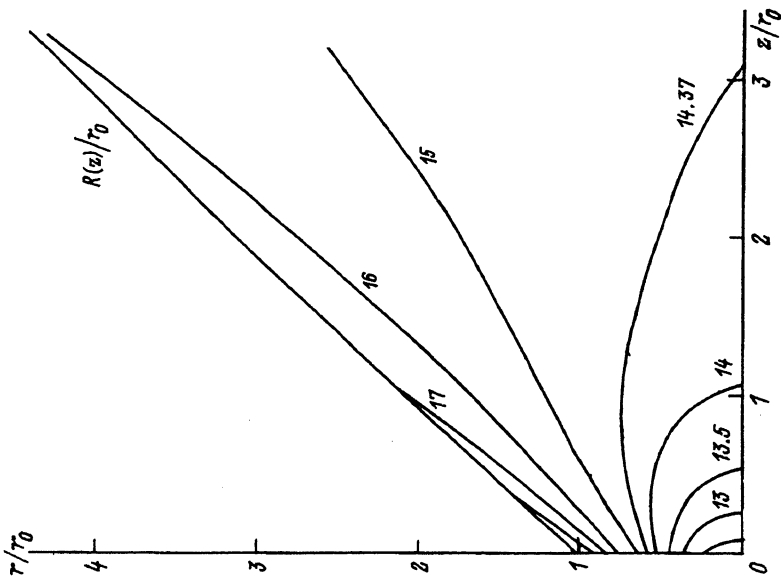


Рис. 13. Поверхности постоянных значений потенциала $U(r, z)$ в В. Ток $I = 50$ А, $q_k = 3.5$, $T_k = 5.3$ эВ.

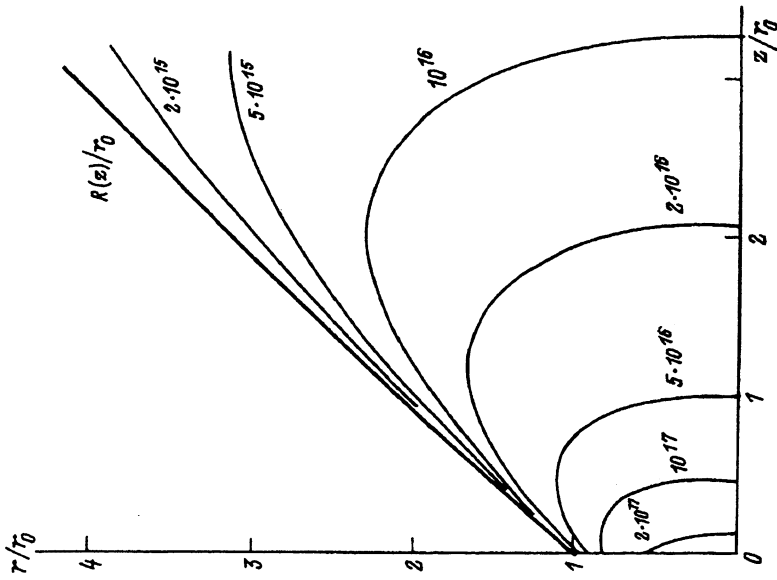


Рис. 14. Поверхности постоянных значений концентрации $n(r, z)$ в см^{-3} . Ток $I = 50$ А, $q_k = 3.5$, $T_k = 5.3$ эВ.

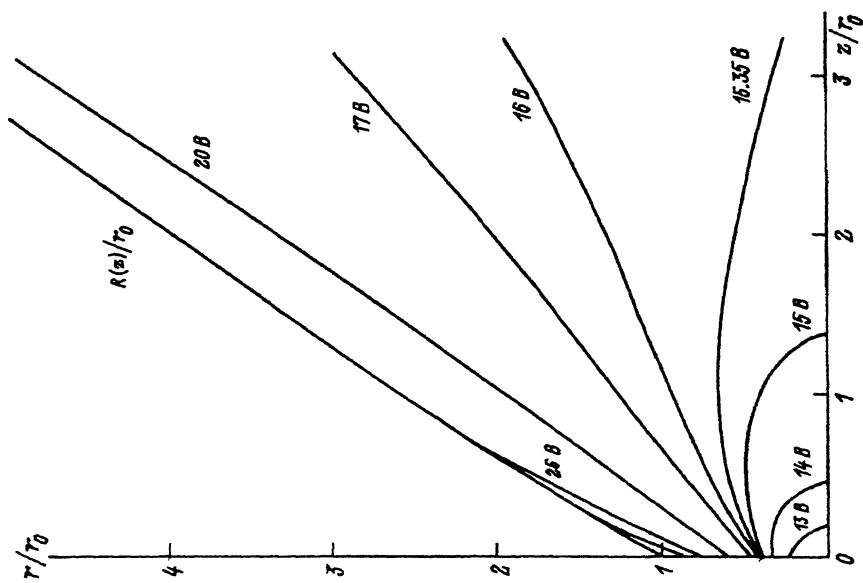


Рис. 16. То же, что и на рис. 13, при $I = 100$ А.

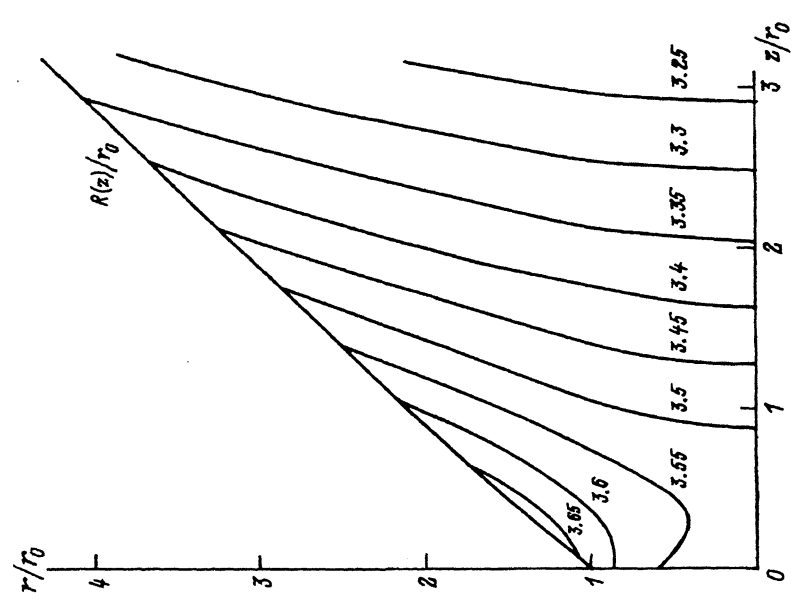


Рис. 15. Поверхности постоянных значений среднего заряда $q(r, z)$. Ток $I = 50$ А, $q_k = 3.5$, $T_k = 5.3$ эВ.

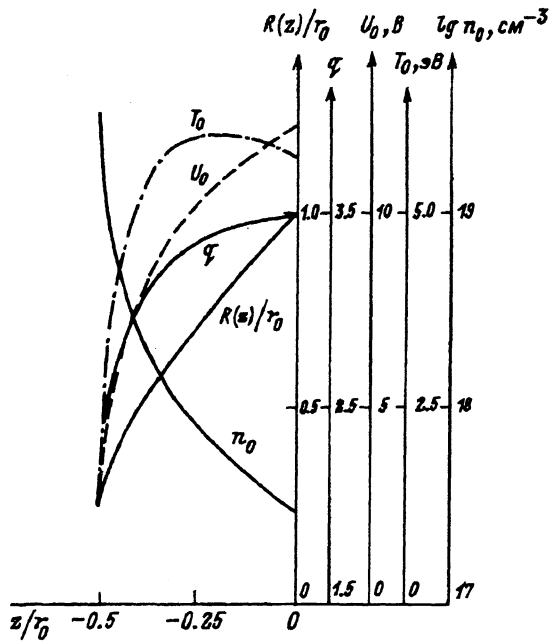


Рис. 17. Зависимость осевых значений температуры (T_0), потенциала (U_0), среднего заряда (q), радиуса струи ($R(z)/r_0$) и концентрации (n_0) от расстояния z от критического сечения в сторону катода. Ток $I = 50$ А, $q_k = 3.5$, $T_k = 5.3$ эВ.

на рис. 7-11 — в сечении $z = 0.5$ мм. На этих рисунках представлены также значения разности между U_0 и “анодным падением” потенциала, зависящим от отношения проходящего тока к хаотическому и определяемым формулой

$$\Delta U_a = \frac{kT_0}{e} \ln(j_x/j_{x0}), \quad j_x = en_e q_0 \sqrt{\frac{kT_0}{2\pi m_e}} \quad (4)$$

(на границе гидродинамики $\Delta U_a \approx 0$).

На рис. 12 представлены зависимости от z осевых значений параметров, а на рис. 13-15 — пространственные распределения $n(r, z)$, $\bar{U}(r, z)$ и $q(r, z)$ при $I = 50$ А, $T_k = 5.3$ эВ, $q_k = 3.5$. Граница струи с ростом z довольно быстро становится практически чисто конусной поверхностью. Половина угла при вершине этой поверхности нанесена на рис. 2, 4, 6. На рис. 16 приведено пространственное распределение потенциала при $I = 100$ А, $t_k = 5.2$ эВ, $q_k = 3.4$.

Результаты расчетов осевых значений n , T , U и радиуса струи R влево от критического сечения по направлению к катоду приведены на рис. 17 ($I = 50$ А, $T_k = 5.3$ эВ, $q_k = 3.5$). Критерием для остановки счета было нарушение условия идеальности плазмы $n_d \geq 1$, где n_d — число частиц в Дебаевской сфере.

Обсуждение результатов

Как мы видели выше, парааксиальное приближение гидродинамической модели дает в нулевом порядке систему дифференциальных уравнений с обычной для газодинамики гюгониообразной структурой, показывающей, что в рассматриваемых условиях свободная струя представляет собой комбинацию теплового и геометрического сопел.

Обсудим в первую очередь вопрос о формировании границы струи. Расчеты показали, что отношение магнитных сил к газодинамическим ($[jH]/(\partial p/\partial r)$) на границе струи составляет величину всего 0.1–0.2 и, согласно широко распространенному мнению, магнитное поле должно слабо влиять на формирование границы струи. В действительности это не так: при указанном отношении этих сил магнитное поле может оказывать весьма существенное влияние на струю и фактически формировать ее границу.

Рассмотрим силу, действующую в направлении внешней нормали на участок границы, наклоненной к оси z под углом α . С учетом знаков градиентов эта сила равна

$$F_n = \left(\left| \frac{\partial p}{\partial r} \right| - j_z H_\phi \right) \cos \alpha - \left(\left| \frac{\partial p}{\partial z} \right| + j_r H_\phi \right) \sin \alpha. \quad (5)$$

Приняв во внимание, что на границе $j_r/j_z = \operatorname{tg} \alpha$, получим

$$F_n = \frac{1}{\cos \alpha} \left\{ \cos^2 \alpha \left(\left| \frac{\partial p}{\partial r} \right| - \left| \frac{\partial p}{\partial z} \right| \operatorname{tg} \alpha \right) - j_z H_\phi \right\}. \quad (6)$$

Видно, что магнитная сила $j_z H_\phi$ должна компенсировать не $\partial p/\partial r$, а комбинацию $|\partial p/\partial r| - |\partial p/\partial z| \cdot \operatorname{tg} \alpha$. Если $\partial p/\partial r$ и $\partial p/\partial z$ одного порядка, а $\operatorname{tg} \alpha \approx 1$, то $j_z H_\phi$ может составлять малую часть от $|\nabla p|$ и тем не менее компенсировать эту силу.

Пусть участок границы расположен в непосредственной близости от катода и β — угол между плоскостью катода и прямой, соединяющей этот участок с центром пятна. Считая, что вблизи катода давление изотропно, получим

$$F_n = |\nabla p| \cos \beta \cdot \cos \alpha - |\nabla p| \sin \beta \cdot \sin \alpha - \frac{j_z H_\phi}{\cos \alpha} = 0, \quad (7)$$

откуда

$$\operatorname{tg} \alpha = -\frac{|\nabla p| \sin \beta}{2j_z H_\phi} + \sqrt{\left(\frac{|\nabla p| \sin \beta}{2j_z H_\phi} \right)^2 - \left(1 - \frac{|\nabla p| \cos \beta}{j_z H_\phi} \right)}. \quad (8)$$

При $\beta \rightarrow 0$

$$\operatorname{tg} \alpha \rightarrow \sqrt{\frac{|\nabla p|}{j_z H_\phi} - 1}.$$

Таким образом, при $j_z H_\phi \neq 0$ $\operatorname{tg} \alpha$ конечен и $\alpha < \pi/2$. Например, при $|\nabla p|/j_z H_\phi = 10$, $\alpha = 72^\circ$. Учет влияния магнитного поля приводит к тому, что уже в непосредственной близости от катода разлет плазменной струи происходит в конус, правда, с довольно большим углом α . По мере удаления от катода угол α падает и выходит на асимптотическое значение, зависящее от режима. Расчеты показали, что граница струи формируется главным образом вблизи критического сечения в дозвуковой области, а в сверхзвуковой области быстро переходит в конусную поверхность.

Численные расчеты аксиальных распределений плотности тока, потенциала, концентрации заряженных частиц и направленной скорости струи проводились нами для довольно широкого диапазона независимых

параметров в критическом сечении ($2.5 \leq T_k \leq 6.5$ эВ, $2 \leq q_k \leq 4.5$). Такой широкий диапазон связан с невозможностью провести в настоящее время корректное сравнение с экспериментом и тем самым сузить задаваемый диапазон T_k и q_k .

Сравнение с экспериментом можно проводить по нескольким параметрам. Обсудим последовательно эти возможности. Элементарные оценки дают ограничение снизу на удельную эрозию \varkappa , при которой может существовать плазменная струя с переходом через скорость звука. Граничное значение эрозии пропорционально атомной массе материала катода и более сложным образом зависит от T_k и q_k , причем для достаточно больших значений этих параметров $\varkappa_{\text{гр}} \approx 2 \cdot 10^{-5}$ г/К.

Экспериментальные исследования эрозионных характеристик имеют большую историю, однако приходится констатировать, что в настоящее время в этом вопросе далеко до полной ясности. Значения коэффициента электропереноса \varkappa , приводимые различными авторами для меди, колеблются в пределах от $1.1 \cdot 10^{-4}$ до $6 \cdot 10^{-5}$ г/К [3,4].

При этом часть массы, уносимая в паровой фазе (в основном ионами), \varkappa_i оценивается как 30–50% [5], т.е. $\varkappa_i \approx 2 - 6 \cdot 10^{-5}$ г/К. Значений $\varkappa_i < 2 \cdot 10^{-5}$ г/К для чистых поверхностей мы в литературе не обнаружили. Это хорошо коррелирует с теоретической оценкой.

Однако большей информации из сравнения теоретических и экспериментальных значений удельной эрозии получить не удастся. Дело в том, что при изменении независимых параметров T_k и q_k в выбранных пределах удельная эрозия лежит между $3 \cdot 10^{-5}$ и $7 \cdot 10^{-5}$ г/К, что не дает возможности сузить пределы для T_k и q_k , поскольку приводимые в литературе экспериментальные значения эрозии имеют примерно такой же разброс.

Причины существенного разброса экспериментальных значений \varkappa и границы области изменения параметров разряда, в которых допустимо описывать эрозию с помощью коэффициента электропереноса, в настоящее время ясны [6]. Сложнее обстоит дело с разделением потока массы, теряемой катодом в паровой и капельной фазах. Пока таких работ мало. Нам представляется, что приводимые, например, в [5] значения \varkappa_i занижены, так как эффективный коэффициент аккомодации, причем именно ионов, может быть существенно меньше единицы.

Кроме удельной эрозии, можно было бы попытаться сравнить результаты расчета с экспериментом, используя такие параметры, как зарядовый состав плазмы, энергетические спектры ионов, угловые распределения параметров. Однако предложенная модель обеспечивает возможность расчета параметров струи на расстояниях в лучшем случае нескольких мм от поверхности катода, в то время как экспериментальные измерения характеристик струи выполнены на больших расстояниях от катода ($z \geq 10$ см) [10–12]*. В ряде работ высказывалось обоснованное, на наш взгляд, мнение, что наблюдаемые зарядовые и энергетические характеристики потока формируются на достаточно больших расстояниях от пятна за счет взаимодействия струи с атомами катодного материала, испаренными с поверхности катода вне зоны действия пятна (капли, отмирающие пятна) [7]. Кроме того, значительное ускорение струи возможно за счет коллективных процессов на больших расстояниях от катода в области, где парные кулоновские столкновения редки [8,9].

Попытки опереться на интегральные характеристики дуги, в частности на измеренное с большой точностью и хорошо воспроизводящееся в различных экспериментах напряжение на короткой дуге при токах $I \leq 100$ А [10,11], оказываются тоже недостаточно корректными. Во-первых, отраженные ионы (или распыленные с анода атомы, которые эффективно ионизируются в непосредственной близости от анода [12]), могут заметно влиять на величину прианодного потенциального барьера. Второе и, по-видимому, значительно более существенное обстоятельство — большой вольт эквивалент катода ($\approx 30\%$ от приложенного к дуге напряжения). Отвод такого большого потока тепла в катод теплопроводностью возможен при слишком низких, с нашей точки зрения, плотностях тока на катоде. Нам представляется, что значительные энергетические потери из струи могут быть связаны с излучением плотной плазмы с высокой температурой при $z \approx r_0$ (геометрия соответствующих экспериментов такова, что по крайней мере половина энергии излучения будет поглощаться катодом). Учет этого канала потерь достаточно сложен и выходит за рамки рассматриваемой модели.

Конечно, наилучшим было бы сравнение экспериментальных и расчетных распределений параметров плазмы вдоль оси струи. Такие измерения недавно были проведены в струе из пятна на углероде [13]. Получено осевое распределение концентрации заряженных частиц, в том числе и в гидродинамической области. Измерения проводились вплоть до расстояний $\approx 10^{-3}$ см от катода. Результаты [13] представляют несомненный интерес, однако относиться к ним нужно с известной осторожностью. В условиях эксперимента плотность ионного тока на зонд $j_i \geq 10^5$ А/см². Соответственно плотность потока энергии $Q_i \geq 10^6$ Вт/см². При таких плотностях потока энергии поверхность зонда будет интенсивно разрушаться [14], что может внести значительную ошибку в определяемую величину концентрации.

Кроме того, авторы [13], к сожалению, не указывают способ обработки зондовых измерений для определения концентрации плазмы. Использование формулы $j_i = qen_i\bar{v}_i$, если учесть упомянутую выше неопределенность в значениях q и \bar{v}_i , может привести к ошибкам в несколько раз. Конечно, на расстояниях $z \approx 10^{-3}$ см измерения даже с такой точностью представляли бы несомненный интерес, однако, по нашему мнению, в этой области контактные измерения вообще невозможны, а при $z \approx 10^{-1}$ см требуется весьма большая точность измерений. К сожалению, вплоть до настоящего времени дальнейшего развития эксперименты по определению осевых распределений параметров плазмы в столкновительной области не получили.

Отдавая себе отчет в определенной некорректности использования имеющихся в настоящее время экспериментальных данных для сравнения с расчетом и выбора параметров в критическом сечении, мы тем не менее решили привести некоторые иллюстрации результатов расчета двумерного течения и осевых распределений параметров плазмы, которые представляются нам наиболее реалистичными. Параметры в критическом сечении выбирались так, чтобы на оси при максимальных z , где перестает выполняться условие гидродинамического описания плазмы, средний заряд и потенциал в струе (при $z \gg r_0$ прианодное падение потенциала практически равно нулю) составляли $q = 1.8$, $U = 13 - 14$ В. Этим значе-

ниями соответствует коэффициент электропереноса $\kappa \simeq 4 - 5 \times 10^{-5}$ г/К, $j_k = 2 \cdot 10^6$ А/см², $T_k = 5.3$ эВ, $q_k = 3.5$. Как значение κ , так и j_k представляются нам вполне разумными. Может быть, неожиданно велика температура плазмы в критическом сечении. В литературе обычно указывается температура плазмы в пятне 1–3 эВ. Однако это результат либо оценок, либо косвенных измерений. Нам известен только один результат прямых измерений, который дал $3 \leq T_e \leq 5$ эВ [8]*.

Анализируя результаты численных расчетов, необходимо отметить следующее.

1. При $z < 0$ численный счет удается довести до $z \simeq -r_0/2$, так как дальше нарушается критерий идеальности плазмы, кроме того, градиенты параметров плазмы становятся настолько велики, что гидродинамическое описание становится неприменимым. Можно думать, что $z \simeq -r_0/2$ и есть расстояние от критического сечения до поверхности катода. Интересно, что при этом плотность тока растет вполне разумно $j \geq 10^7$ А/см², т.е. примерно до той плотности, которую оценивают по эрозионным следам на поверхности катода. Концентрация $n \leq 10^{20}$ см⁻³, а температура плазмы заметно падает, что также представляется вполне реалистичным. Потенциал в струе при этом $\simeq 5$ В, что указывает на сомнительность отождествления напряжения на короткой дуге с катодным падением, как это делают многие авторы, например, [10,11].

2. Параметры плазмы в струе при $z > 0$, их осевой ход и угловое распределение не противоречат сложившимся в настоящее время представлениям. Тот факт, что рассчитывается большое число различных величин и все они лежат в разумных пределах, с нашей точки зрения, является весомым подтверждением работоспособности предложенной модели. Исключением является лишь скорость плазмы, которая в расчетах получается почти в два раза выше, чем все известные нам результаты измерений. По-видимому, это следствие того, что не учитывались потери энергии на излучение плотной плазмы катодного пятна с высокой температурой.

3. В катодной струе имеется “горб” потенциала, расположенный на расстоянии $z \simeq r_0$ от критического сечения. При $z > r_0$ электронный ток переносится за счет градиента концентрации в задерживающем электрическом поле, которое с ростом z уменьшается и при $z/r_0 \gg 1$ практически стремится к нулю. Перепад потенциала в “горбе” составляет несколько вольт (\simeq кТ). Ни в одном из рассчитанных режимов не реализуется “горб” потенциала в несколько десятков вольт, как это предполагается многими авторами, например [10^{*},15].

4. Расчеты показали, что всюду в катодной струе плотность проходящего тока меньше плотности хаотического ($j_x = qen_e \bar{v}_e$). Это означает, что при замыкании тока на анод должно сформироваться отрицательное анодное падение в слое пространственного заряда $\Delta U_a < 0$. При $z \simeq 0.5$ мм $\Delta U_a \simeq 1 - 2$ В в зависимости от тока. Таким образом, довольно широко распространенное мнение об отсутствии анодного падения в коротких дугах [10,11] ставится под сомнение.

5. Как видно из рис. 13, 16, при увеличении тока разность потенциалов между границей и осью струи увеличивается. Представляется маловероятным существование режимов, где бы эта разность достигала слишком больших значений. Не исключено, что это может служить причиной ограничения тока в одиночном пятне.

6. Полученные результаты, возможно, позволяют объяснить известное расхождение в оценках плотности тока в катодном пятне, полученных оптическими методами и по автографам. Действительно, максимум температуры плазмы находится на расстоянии $z \simeq r_0/2$ от катода, где радиус струи $R \simeq r_0$. В непосредственной близости от катода струя имеет значительно меньший радиус и можно думать, что на поверхности катода плотность тока по сравнению с $z \simeq r_0/2$ возрастает, по крайней мере, на порядок величины.

Заключение

Изложенный подход может быть использован и для сквозного расчета катодной струи. При этом параметры плазмы, полученные на границе гидродинамической области, необходимо использовать в качестве граничных условий для кинетической области. Необходимо отметить принципиальную важность для постановки задачи в кинетической области наличия критического сечения в гидродинамической области струи, поскольку наличие такого сечения ограничивает возможные значения параметров на границе гидродинамической области, примыкающей к катоду.

По нашему мнению, центр тяжести экспериментальных исследований катодных процессов в дугах с холодным катодом целесообразно переместить с попытки измерения параметров непосредственно в пятне на плановое исследование катодной струи, диагностика которой на современном этапе не представляет непреодолимых трудностей.

Авторы выражают глубокую признательность Г.А.Любимову, И.И.Бейлису, М.П.Зекцеру, В.А.Немчинскому за плодотворное обсуждение работы и конструктивную критику.

Список литературы

- [1] Афанасьев В.П., Дюжев Г.А., Школьник С.М. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 11. С. 80-88.
- [2] Афанасьев В.П. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 11. С. 72-79.
- [3] Kimblin C.W. // J. Appl. Phys. 1973. Vol. 44. N 7. P. 3074-3081.
- [4] Rondeel W.G.J. // J. Phys. D. 1973. Vol. 6. N 14. P. 1705-1711.
- [5] Daalder J.E. // J. Phys. D. 1976. Vol. 9. N 16. P. 2379-2395.
- [6] Daalder J.E. // J. Phys. D. 1975. Vol. 8. N 14. P. 1647-1659.
- [7] Аксенов И.И., Брень В.Г., Падалка В.Г., Хороших В.М. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. Вып. 19. С. 1164-1167.
- [8] Аксенов И.И., Коновалов И.И., Падалка В.Г. и др. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. Вып. 11. С. 1373-1379.
- [9] Борзенко В.П., Волков О.Л., Красов В.И. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 5. С. 435-439.
- [10] Граков В.Е. // ЖТФ. 1967. Т. 37. Вып. 2. С. 396-404.
- [11] Баринев В.Н., Гончаров В.К., Туромша Е.П. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 8. С. 1560-1562.
- [12] Логачев А.А., Митрофанов Н.К., Циркель Б.И., Школьник С.М. // Тез. докл. XI Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Новосибирск, 1989. Т. 2. С. 137-138.
- [13] Ivanov V.A., Jüttner B., Pursch H. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1985. Vol. PS-13. N 5. P. 334-336.
- [14] Воробьев В.С., Максименко С.В., Хомкин А.Л. // Тез. обзорных докл. VII Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы. М., 1988. С. 59-66.
- [15] Miller H.C. // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. N 7. P. 4523-4530.