

03;04;12

Параметры эрозионной углеродной плазмы в канале рельсотрона

© С.В. Бобашев, Б.Г. Жуков, Р.А. Куракин, С.А. Поняев, Б.И. Резников, С.И. Розов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: boris.reznikov@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 20 апреля 2010 г.)

Получены зависимости от рабочего тока термодинамических и электрофизических параметров свободного плазменного поршня (ПП), движущегося в канале рельсового электромагнитного ускорителя с графитовыми электродами со скоростью, близкой к ее максимальному значению. Состав и масса плазмы определены эрозией электродов при прохождении разрядного тока ($i = 40\text{--}80\text{ кА}$). Показано, что усредненная температура ПП слабо зависит от усредненного давления в плазме и массы ПП и с увеличением тока возрастает по закону, близкому к степенному.

Проведено сравнение измеренных значений максимальной скорости переднего фронта ПП с теоретически рассчитанной величиной скорости звука в объеме ПП. Установлено, что при фиксированных значениях рабочего тока и площади сечения канала начальная плотность газа в канале определяет соотношение максимальной скорости движения ПП и скорости звука в плазме. При малых значениях начальной плотности газа, меньших некоторого критического значения, максимальная скорость движения переднего фронта ПП превосходит скорость звука в плазме.

Введение

Электромагнитные рельсовые ускорители используются для ускорения диэлектрических ударников и являются нетермическими генераторами плазменных струй [1]. В первом случае сгусток плазмы, образованный высоковольтным разрядом между электродами и движущийся в магнитном поле тока, протекающего по рельсам-электродам, является плазменным поршнем (ПП), ускоряющим диэлектрический ударник. При отсутствии ударника свободный ПП образует струю плазмы при выходе из канала ускорителя. Весьма существенно, что прохождение разрядного тока вызывает эрозию электродов и увеличение массы ПП за счет захвата части массы, поступающей в канал ускорителя. При этом состав плазмы определяется материалом электродов.

Сверхзвуковые струи плазмы находят широкое применение в области космической техники, физики плазмы, высокотемпературной теплофизики, физической газовой динамики, спектроскопии и плазменных технологиях. В частности, нанесение различных покрытий и пленок, обработка и насыщение поверхностного слоя металлов из газовой фазы [1]. В зависимости от типа генератора плазмы и режима ускорения истечение плазмы может происходить как в виде плазмойдов, так и в виде сильно расширяющейся струи (дозвуковой или сверхзвуковой) [2,3].

При использовании рельсотрона как генератора высокоскоростных потоков плазмы [4–6] расчет параметров плазмы необходим не только для понимания физических процессов в канале и диагностики свободного плазменного поршня, но и для управления характером истечения струи плазмы из канала при различных начальных давлениях и сорта газа в откачиваемой камере, где размещается ускоритель.

Задача определения параметров плазмы возникла практически одновременно с публикацией результатов ключевых экспериментов, связанных с ускорением диэлектрических ударников в канале рельсотрона. В общей постановке она весьма сложна, поскольку требует решения системы уравнений нестационарного двумерного (трехмерного) магнитогидродинамического (МГД) течения излучающей плазмы в канале, взаимодействующей с поверхностью электродов и торцом диэлектрического ударника. Краткий обзор моделей и результатов, полученных на начальной стадии исследований, содержится в статье [7], где в рамках нестационарной одномерной МГД-модели течения рассчитаны распределения физических величин в канале, изменение структуры ПП со временем и его отставание от ударника.

Цель настоящей работы — получение зависимостей от тока электрических (электропроводность, сопротивление) и термических (температура, давление, состав, эффективный показатель адиабаты, скорость звука) параметров свободного ПП, образованного эрозионной углеродной плазмой, ускоряемой в канале рельсотрона.

1. Расчетная модель

1.1. Наиболее существенное различие процессов ускорения свободного ПП и диэлектрического ударника связано с разницей масс ускоряемых объектов в несколько порядков. Это определяет различие масштабов времени и длины, характеризующих движение ускоряемого объекта в канале, и проявление эффектов ограничения скорости свободного ПП на малых расстояниях. Эксперименты при различных значениях рабочего тока, сечения канала и сорта газа в канале показали, что передний фронт свободного ПП достигает максимальной скорости на расстояниях 2–3 см от начального сечения

практически одновременно с установлением рабочего тока, т. е. в течение примерно $20 \mu\text{s}$.

На ЖФР-гаммах движения плазмы на этой стадии ПП выглядит компактным светящимся образованием, а его передний фронт, достигнув максимальной скорости, в дальнейшем движется с почти постоянной скоростью v_m [4,5]. Это позволяет предположить, что объем ПП и температура плазмы вблизи переднего фронта медленно изменяются от времени, что связано с балансом энергии, генерируемой в объеме и излучаемой с поверхности ПП и примерном равенстве усредненных значений магнитного и газокинетического давлений. Такое состояние ПП будем называть квазистационарным. Совместно с уравнением состояния и уравнениями химических реакций два условия динамического и теплового равновесия ПП позволяют определить усредненные значения температуры и давления в объеме плазмы массой m_p и рассчитать зависимости от рабочего тока i всех физических и термодинамических параметров плазмы.

Следуя подходу, развитому в работах [8,9], приравняем энергию, выделяющуюся в объеме ПП, к энергии, излучаемой с его поверхности. С использованием уравнения состояния это равенство позволяет получить достаточно общее соотношение, содержащее усредненные значения температуры T и газокинетического давления p в объеме плазмы

$$T = \left(\frac{ip}{m_p} \right)^{4/15} \varphi(p, T, T/T_r). \quad (1)$$

Уравнение (1) описывает достаточно слабую зависимость температуры плазмы в объеме от давления и массы ПП. В правой части оно содержит медленно меняющуюся функцию $\varphi(p, T, T/T_r)$ температуры и давления, а также отношение температуры в объеме к температуре излучающего слоя T/T_r . Это связано с тем, что плазма в объеме является достаточно плотной и излучение выходит из поверхностных слоев ПП, температура которых T_r ниже температуры в объеме T . Определение потока энергии с поверхности ПП в этом случае требует решения нестационарной задачи переноса излучения в приближении лучистой теплопроводности и расчета коэффициента поглощения плотной неидеальной углеродной плазмы [10]. Данная задача весьма сложна, поэтому в рамках оценочной модели отношение T/T_r вводится в качестве параметра.

1.2. Определим параметры ПП при его движении с установившейся скоростью, близкой к максимальной. В этом состоянии суммарная сила, действующая на ПП, близка к нулю, так как ускоряющая сила $F = L'i^2/2$ приблизительно равна силе давления газа $F_{aer} = p_2A$ за ударной волной, генерируемой ПП в канале [4,5]. Здесь L' — эффективная погонная индуктивность электродов; $A = hw$ — площадь поперечного сечения канала; h, w — высота рельсов и расстояние между электродами. При относительно слабой зависимости $T(p)$ для квазистационарного состояния ПП хорошим приближением

будет задание равенства $p \approx (p_2)_{\max} = F/A$. Фактически это означает эквивалентность условий достижения максимальной скорости $F = F_{aer}$ и близости усредненных значений газокинетического давления p и объемной плотности энергии магнитного поля тока, протекающего в ПП $p_M = L'i^2/(2A)$. Последнее противодействует расширению ПП в продольном направлении и обеспечивает динамическое равновесие ПП.

При $p = p_M$ уравнения для определения температуры (1а), давления и других характеристик имеют вид

$$T = 1.1i^{0.8} \left\{ \frac{w/h}{h+w} \ln \Lambda \left[\frac{\mu_a}{m_p} L'(1-x_e) \right]^2 \frac{S_l}{S} \left(\frac{T}{T_r} \right)^4 \right\}^{2/15}, \quad (1a)$$

$$p = \frac{L'i^2}{2wh} = \frac{RT}{(1-x_e)\mu_a} \frac{m_p}{whl_p}, \quad l_p = \frac{2m_p}{L'i^2} \frac{RT}{\mu_a(1-x_e)}, \quad (2)$$

$$\Lambda = 1.2 \cdot 10^7 \frac{T^{3/2}}{n_e^{1/2}}, \quad n_e = \frac{px_e(p, T)}{kT},$$

$$\frac{S_l}{S} = \left(1 + \frac{w}{h+w} \frac{h}{l_p} \right)^{-1}. \quad (3)$$

Здесь l_p — протяженность ПП вдоль оси канала, определяемая из (2), $S_l = 2(h+w)l_p$ и $S = S_l + 2hw$ — боковая и полная поверхность ПП; $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм; R — универсальная газовая постоянная; T, T_r — температура плазмы в объеме и в излучающем слое. При $w, h \ll l_p$ отношение $S_l/S \approx 1$. В уравнении (1а) молярная масса атома μ_a подставляется в граммах на моль, масса ПП — в миллиграммах, а погонная индуктивность L' в $\mu\text{H}/\text{m}$. Правая часть уравнения (1а) за счет множителей $1-x_e, \ln \Lambda$ и отношения S_l/S слабо зависит от температуры, и уравнение легко решается методом итераций. При $x_e \rightarrow 0.5$ и $m_p \sim i$ из уравнения (1а) следует, что $T \sim i^n$, где $n \approx 0.53$.

Равновесный состав плазмы определяется из уравнения Саха [10]. При однократной ионизации

$$x_e = x_i = \frac{\Phi}{\sqrt{\Phi^2 + \Phi} + \Phi}, \quad \Phi = \frac{K}{n},$$

$$K = 2 \frac{u_i}{u_a} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{I}{kT}\right), \quad (4)$$

где $x_e, x_i = x_e, x_a = 1 - 2x_e$ — молярные доли электронов, ионов и атомов, $x_j = n_j/n$, n_j — число частиц j -го сорта в единице объема, $n = n_a + n_i + n_e$, $p = nkT$ — газокинетическое давление, $I = I_0 - \Delta I$ — потенциал ионизации. Данные, необходимые для расчета статистических сумм атома u_a и иона u_i , брались из справочника [11].

При $T/T_r = 1$ из уравнения (1а) следует оценка наименьшего значения температуры ПП. В этом случае параметры ПП массой $m_p = 0.3 \text{ mg}$, ускоряемого в канале $h = w = 6 \text{ mm}$, при $L' = 0.2 \mu\text{H}/\text{m}$, токе $i = 50 \text{ kA}$, $S_l/S = 1$, $\ln \Lambda = 2.4$, $x_e \approx 0.5$, равны $T = 18 \text{ 500 K}$, $p \approx 7 \text{ MPa}$.

1.3. Задание массы ПП предоставляет достаточно сложную проблему. Из эксперимента известно, что начальная масса m_{p0} зависит от способа инициации разряда в канале и достаточно мала. Оценка m_{p0} по расстоянию, пройденному ПП до достижения максимальной скорости [6], дает величину порядка 0.1 мг. В процессе ускорения масса ПП увеличивается за счет захвата ПП части материала, эродированного из электродов, и пропорциональна заряду q , прошедшему в разрядной цепи $\Delta m(q) = kq$ [12–14]. Для малых значений перенесенного заряда экспериментальные данные отсутствуют, поэтому величина эффективного значения k определялась по данным работы [4], где по измеренным значениям максимальной скорости переднего фронта ПП для группы экспериментов в каналах, заполняемых аргоном или гелием, восстанавливались эффективные значения погонной индуктивности L' и коэффициента эрозии k . Движение ПП в канале рассматривалось в рамках модели непроницаемого тонкого токового слоя переменной массы, движущегося в среде с сопротивлением. Полная сила, действующая на ПП, равнялась сумме ускоряющей амперовой силы, силы давления газа, сжатого ударной волной, генерируемой ПП в канале, и силы „эрозионного трения“ $F_{er} = -\dot{m}v$, возникающей из-за того, что эрозионная масса, захваченная поршнем, имеет нулевую составляющую скорости в направлении движения плазменного поршня [4,6]. Предполагалось, что внутри рассматриваемой группы экспериментов параметры L' и k одинаковы, измеряемая скорость плазменного поршня $v \approx v_m$, а сумма сил, действующих на ПП при $v \approx v_m$, близка к нулю. Требование минимума суммы квадратов равнодействующих сил, действующих на плазму

$$S = \sum_{j=1}^N (\omega_j - L' + \psi_j k)^2,$$

при $v \approx v_m$ дает линейную систему уравнений для определения параметров L' и k . Параметры ω_j и ψ_j зависят от v_m , тока, начальной плотности газа в канале и других величин, известных из эксперимента [4]. Несмотря на достаточную высокую чувствительность величины k к погрешностям экспериментов, проведенных при различных значениях максимального тока и сечениях каналов, для всех обработанных опытов значение коэффициента k оказалось приблизительно одинаковым $k = 0.15–0.19$ мг/С и близким к величине коэффициента эрозии $k_{er} = 0.2$ мг/С, полученной при импульсном разряде между полусферическими графитовыми электродами [15]. Для разрядного тока, возрастающего до максимального значения i_m по закону $i = i_m[1 - \exp(-t/\tau)]$, величина $q(t) \approx 0.7i_m t$. Оценка перенесенного заряда и массы плазменного поршня при максимальном токе $i_m = 50$ кА, $t \approx 25$ мкс [4] дает значения $q \approx 1$ С, $m_p = 0.3$ мг. Отметим, что метод определения эффективных значений L' и k не минимизирует отклонения теоретических и экспериментальных значений максимальной скорости ПП и основывается на близости измеряемой скорости ПП к ее максимальному значению v_m .

2. Результаты расчета

Численные расчеты параметров углеродной плазмы в канале рельсотрона проводились при $h = w = 6$ мм, $L' = 0.2$ мН/м в диапазоне токов $i = 40–80$ кА. Расчеты проводились для трех значений отношения $T/T_r = 1, 1.2, 1.5$. Диапазон изменения T/T_r определен величиной коэффициента поглощения, который при рассматриваемых значениях составляет $10^{-1}–10^{-2}$ см $^{-1}$ [10]. Уравнение (1а) для температуры решалось методом итераций. При итерациях уточнялись величины в правой части (1а) и снижение потенциала ионизации. Результаты расчетов представлены на рис. 1–5.

Температура углеродной плазмы (рис. 1) растет с увеличением тока как степенная функция. Показатель степени слабо зависит от отношения T/T_r и близок к 0.5. При параметрах, реализуемых в эксперименте ($i \approx 50$ кА), температура примерно равна 20 000–25 000 К. С возрастанием отношения T/T_r температура плазмы в объеме увеличивается примерно как $(T/T_r)^{8/15}$. Давление в плазме возрастает пропорционально квадрату тока и изменяется в диапазоне 5–10 МПа. При этих условиях мольная доля электронов примерно равна $x_e \approx 0.4–0.45$, числовая плотность заряженных частиц (рис. 2) изменяется в пределах $n_q = 2x_e n = (2–3)10^{19}$ см $^{-3}$. Параметр неидеальности плазмы $\Gamma = (e^2/r_D)/kT \approx 0.35$ (r_D — дебаевский радиус), а безразмерная величина снижения потенциала ионизации $\chi = \Delta I/kT \approx 0.3$. Это означает, что плазма является слабо неидеальной. Пренебрежение эффектом снижения потенциала ионизации дает величину x_e всего на 3% ниже и практически не влияет на зависимость $T(i)$ — см. рис. 1 и уравнение (1а).

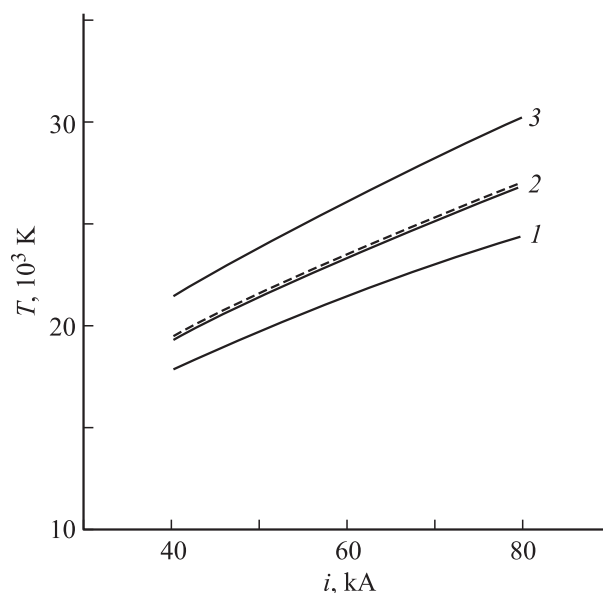


Рис. 1. Зависимость температуры ПП от тока T/T_r : 1 — 1, 2 — 1.2, 3 — 1.5. Пунктир — расчет при $T/T_r = 1.2$ без учета снижения потенциала ионизации.

Зависимость электропроводности плазмы в объеме от тока $\sigma = 0.0156T^{3/2}/\ln\Lambda$ показана на рис. 3. В исследованном диапазоне токов она слабо растет и равна $\sigma \approx 2 \cdot 10^4 \Omega^{-1}/\text{m}^{-1}$. Сопротивление ПП R_p слабо уменьшается с возрастанием тока, а его значение около $1.5 \text{ m}\Omega$. Разность потенциалов между рельсами $U = R_p i \approx 50\text{--}100 \text{ V}$.

Оценка продольного размера плазменного поршня дает $l_p \approx 3\text{--}4 \text{ cm}$. Это согласуется с размерами светящейся области на $(x-t)$ -развертках, полученных в эксперименте [4], и подтверждает правильность оценки массы плазменного поршня. Характер зависимости $l_p(i)$ опре-

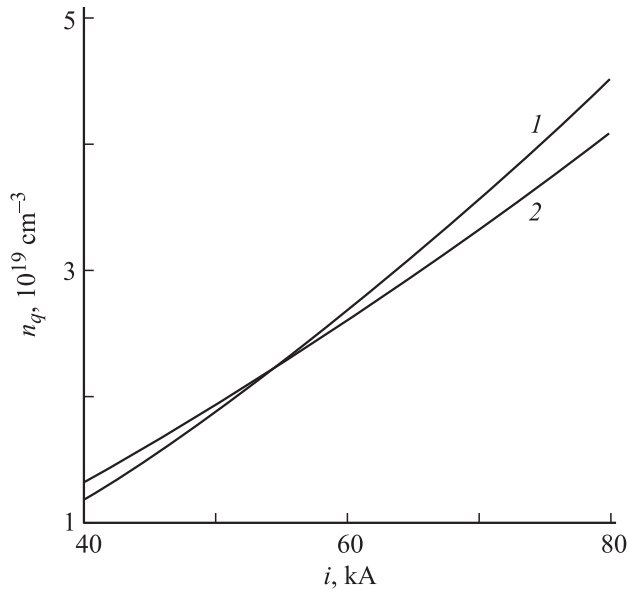


Рис. 2. Зависимость плотности заряженных частиц в ПП от тока, T/T_r : 1 — 1, 2 — 1.5.

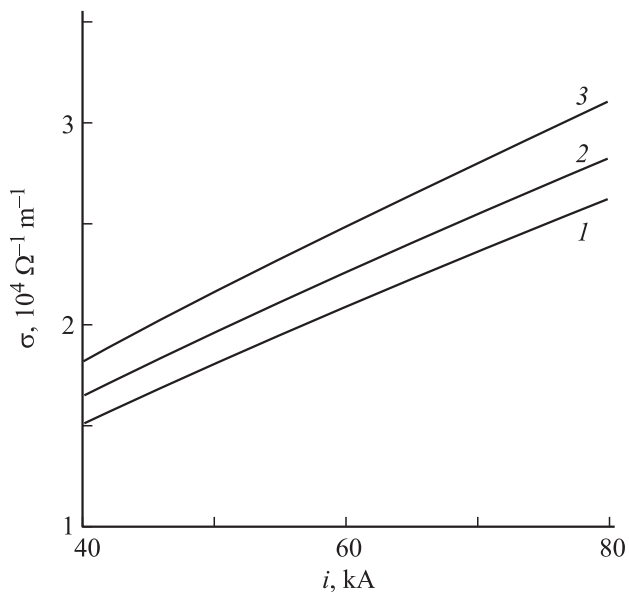


Рис. 3. Зависимость электропроводности плазмы от тока, T/T_r : 1 — 1, 2 — 1.2, 3 — 1.5.

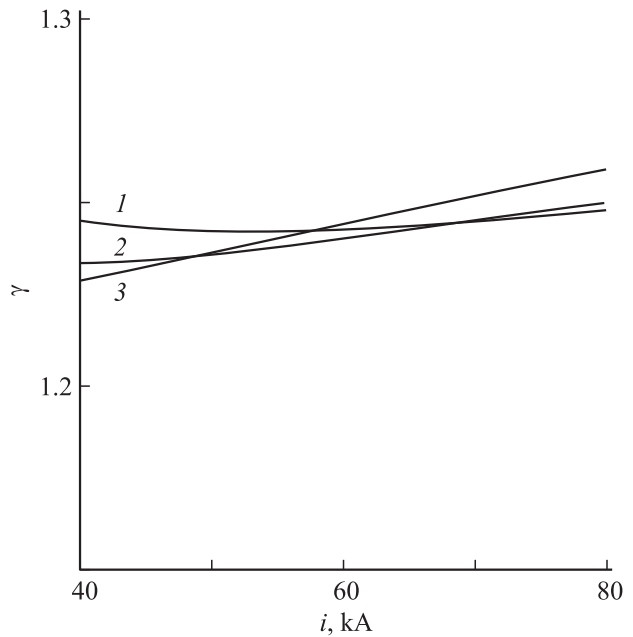


Рис. 4. Зависимость показателя адиабаты углеродной плазмы от тока, T/T_r : 1 — 1, 2 — 1.2, 3 — 1.5.

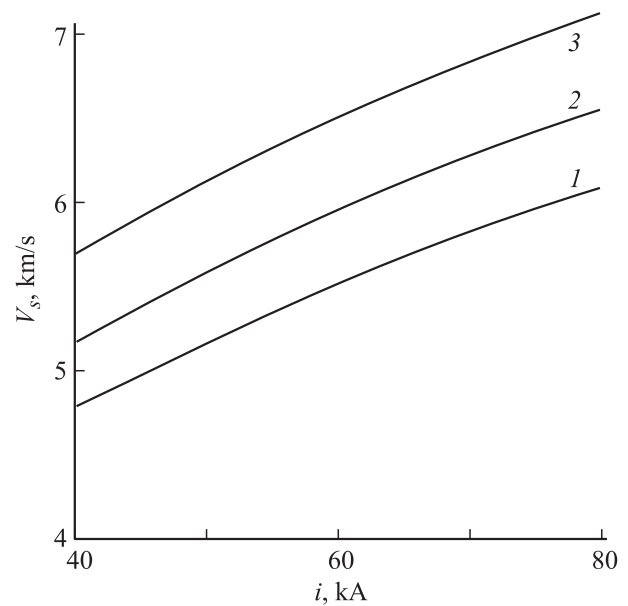


Рис. 5. Зависимость скорости звука в ПП от тока, T/T_r : 1 — 1, 2 — 1.2, 3 — 1.5.

деляется законами изменения температуры и давления от тока $l_p(i) \sim m_p(i)/\rho(i) \sim m_p(i)T(i)/[p(i)(1-x_e(i))]$.

Теплофизические параметры плазмы представлены на рис. 4, 5. Эффективный показатель адиабаты [10]

$$\gamma_{\text{eff}} = \frac{h_m}{\varepsilon_m} = \frac{5/2kT + x_e I + W_{\text{el}}}{3/2kT + x_e I + W_{\text{el}}} \quad (5)$$

примерно равен $\gamma_{\text{eff}} \approx 1.24$ (h_m , ε_m — энтальпия и внутренняя энергия на единицу массы, W_{el} — энергия электронного возбуждения на одну частицу). По-

сколько величина γ_{eff} изменяется вблизи минимального значения, она практически не зависит от температуры в объеме плазмы (рис. 4). Молярная масса плазмы составляет $\mu \approx 7 \text{ g/mol}$, а скорость звука в плазме возрастает с увеличением тока и равна $v_s = (\gamma_{\text{eff}} RT / \mu)^{1/2} \approx 5\text{--}6 \text{ km/s}$ (рис. 5).

Анализ результатов

Скорости звука в плазме, полученные при теоретическом расчете, сопоставимы с максимальными (предельно достижимыми) скоростями движения переднего фронта ПП, измеренными в экспериментах, проведенных в работах [4,5]. При давлении $p_1 \approx 25 \text{ Torr}$ и заполнении камеры гелием значения этих скоростей изменялись в пределах $8.4\text{--}13.3 \text{ km/s}$, а при заполнении камеры аргоном были приблизительно равны 8 km/s . При давлении в камере $p_1 \approx 250 \text{ Torr}$ максимальные скорости ПП имели наименьшие значения — $3.9\text{--}7.8 \text{ km/s}$ при заполнении канала гелием и $2.3\text{--}3.4 \text{ km/s}$ при заполнении аргоном [4,5].

На рис. 6 представлена экспериментальная зависимость максимальной скорости переднего фронта ПП V_{fp} в каналах, заполненных аргоном и гелием, от начальной плотности газа в канале $u = \rho_1^{-1/2} = [\rho_{11}(p_1/760)]^{-1/2}$ (p_1 — начальное давление газа в канале, ρ_1, ρ_{11} — величины плотности газа в канале при давлении p_1 и при нормальном давлении $p_1 = 760 \text{ mm Hg}$). Точки на графике соответствуют экспериментам в каналах одинакового сечения $6 \times 6 \text{ mm}$ при близком „полочном“ значении рабочего тока $i \approx 50 \text{ kA}$. Сравнение результатов, представленных на рис. 5 и 6, показывает, что при малых начальных значениях плотности газа, удовлетворяющих

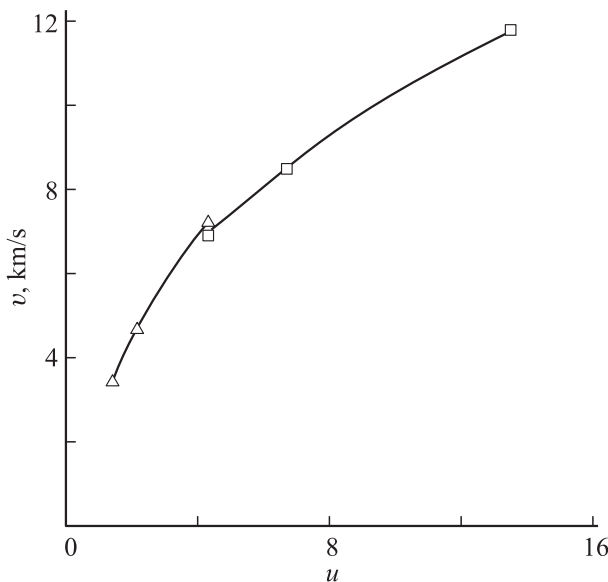


Рис. 6. Зависимость максимальной скорости переднего фронта ПП $v = V_{fp}$ от плотности среды в канале $u = \rho_1^{-1/2}$ (ρ_1 в единицах kg/m^3) для аргона (\triangle) и гелия (\square).

приближенному неравенству $\rho_1 \leq 0.1 \text{ kg/m}^3$, скорость V_{fp} больше скорости звука в плазме.

Аналитическую запись условия $V_{fp}(\rho_1)/v_s > 1$ можно получить, если предположить, что скорость V_{fp} равна максимальной скорости достигаемой ПП v_m , определяемой моделью непроницаемого тонкого токового слоя переменной массы, движущегося в среде с сопротивлением [4,6]. Выражение для v_m выводится из условия равенства нулю всех сил, действующих на плазму, а ее величина выражается через предельные скорости v_{sw} и v_e , порождаемые только сопротивлением среды или только присоединением эрозионной массы к ПП [4,6]:

$$v_m = \frac{v_{sw}}{\beta + \sqrt{1 + \beta^2}}, \quad \beta = \frac{v_{sw}}{2v_e}, \quad v_{sw} = i \sqrt{\frac{L'}{C\rho_1 A}}, \quad v_e = \frac{L'}{2k} i. \quad (6)$$

Здесь $C = 1/2 p_2 / (\rho_1 v_m^2) = 2(1 - \rho_1/\rho_2)^{-1} = \gamma_2 + 1$, p_2, ρ_2, γ_2 — давление, плотность и показатель адиабаты газа за ударной волной, генерируемой ПП в невозмущенном газе.

Из соотношений (6) и условия $v_m/v_s = 1$ получаем выражение для критической плотности газа в канале

$$u_{\text{cr}} = \rho_{1\text{cr}}^{-1/2} = \frac{v_s}{(1 - v_s/v_e)^{1/2}} \left(\frac{CA}{L'} \right)^{1/2} \frac{1}{i}, \quad (7)$$

которое показывает зависимость этой величины от факторов, влияющих на движение поршня, в частности от тока, сечения канала, эффективных значений погонной индуктивности рельсотрона, коэффициента эрозии, материала электродов и сорта газа в канале. Выражение (7) пригодно для приближенных оценок и при значениях L' и k , восстановленных по данным экспериментов, дает $u_{\text{cr}} \approx 3$ и величину начальной плотности газа $\rho_{1\text{cr}} \approx 0.1 \text{ kg/m}^3$. Поскольку $v_s \sim i^{1/3}$, критическое значение плотности $\rho_{1\text{cr}}$ возрастает при увеличении тока.

Заключение

Результаты данной работы получены с помощью двух физических моделей. Первая описывает состояние термического и динамического равновесия свободного ПП, которое достигается при приближении рабочего тока и скорости ПП к их максимальным значениям. Вторая модель рассматривает ПП как тонкий токовый слой переменной массы, движущейся в среде с сопротивлением, и дает простое аналитическое выражение для максимальной скорости ПП. Объединение этих моделей позволяет дать качественную и количественную интерпретацию экспериментов по ускорению свободного ПП [4–6], выявить консервативный характер зависимости температуры ПП от тока и рассчитать параметры плазмы, в частности отношение скорости звука в ПП к максимальной скорости движения плазмы вблизи переднего фронта. Несмотря на приближенный (оценочный) характер моделей расчетные значения физических

параметров удовлетворительно совпадают с экспериментально измеренными значениями максимальной скорости ПП и параметрами, контролируемые в эксперименте (продольный размер плазменного объема и разность потенциалов между электродами).

Весьма существенно, что максимальные значения скорости переднего фронта ПП значительно отличаются от усредненного расчетного значения скорости звука в плазме $v_s \approx 5.5 \text{ km/s}$, а само значение скорости звука слабо зависит от деталей расчета. Это дает дополнительное основание считать, что наибольшие из измеренных значений скорости V_{fp} превосходят скорость звука в плазме, а величина плотности газа в канале рельсотрона определяет характер истечения струи плазмы.

Полученные результаты относятся к течению плазмы, ускоряемой в канале постоянного сечения с распределенным по времени выделением энергии в объеме. Данный тип течения принципиально отличается от свободного истечения импульсной струи плазмы из канала в сопло или в пространство, заполненное различными газами [3].

Работа выполнена при поддержке программы президиума РАН П-12, гранта РФФИ № 09-08-00964-а и Федеральной целевой программы „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ (Гос. контракт № 02.740.11.0201).

Список литературы

- [1] Лукьянов Г.А. Сверхзвуковые струи плазмы. Л.: Машиностроение, 1985. 264 с.
- [2] Александров А.Ф., Тимофеев И.Б., Юсупалиев У. // ТВТ. 1991. Т. 29. № 1. С. 108–114.
- [3] Юсупалиев У. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 7. С. 52–61.
- [4] Бобашев С.В., Жуков Б.Г., Куракин Р.А., Резников Б.И., Поняев С.А., Розов С.И. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. Вып. 2. С. 54–59.
- [5] Бобашев С.В., Жуков Б.Г., Куракин Р.А., Резников Б.И., Поняев С.А., Розов С.И. // Техническая электродинамика. 2010. Т. 36 (в печати).
- [6] Жуков Б.Г., Резников Б.И., Куракин Р.О., Розов С.И. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 7. С. 43–49.
- [7] Волкова Л.Н., Осташев В.Е., Славин В.С. // ТВТ. 1991. Т. 29. № 3. С. 591–597.
- [8] Дьяков Б.Б., Резников Б.И. Электромагнитные рельсовые метатели: состояние проблемы и элементарная теория. Препринт ФТИ им. А.Ф. Иоффе. 1985. № 969. 40 с.
- [9] Дьяков Б.Б., Резников Б.И. // ТВТ. 1987. Т. 25. № 1. С. 142–150.
- [10] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
- [11] Гурвич Л.В., Вейц И.В., Медведев В.А. и др. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. М.: Наука, 1982. Т. 4. книга 2. 559 с.
- [12] Белкин Г.С., Кисилев В.Я. // ЖТФ. 1966. Т. 36. Вып. 2. С. 384–389.
- [13] Белкин Г.С., Кисилев В.Я. // ЖТФ. 1967. Т. 37. Вып. 2. С. 977–979.

- [14] Будин А.В., Коликов В.А., Рутберг Ф.Г. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 8. С. 49–53.
- [15] Donaldson A.L., Kristiansen M., Watson A. et al. // IEEE Trans. Magn. 1986. Vol. 22. N 6. P. 1441–1446.