

УДК 532.525.2

В. А. Шувалов, Г. С. Кочубей, Д. Н. Лазученков

Інститут технічної механіки НАНУ і НКАУ, Дніпропетровськ

**Структура струй-выхлопов двигателей
космических аппаратов**

Надійшла до редакції 16.05.03

Сформульовано наближені моделі струменів-вихлопів газореактивних і плазмових двигунів космічних апаратів. Встановлено, що динаміку і структуру імпульсної плазми під час розширення у вакуумі характеризують дві стадії, два режими течії: механізм джоулевого нагрівання електронів і режим беззіткнювального розлітання. Моделі адекватні чисельному і фізичному експериментам.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из аспектов проблемы совместимости двигателей космического аппарата (КА) с элементами конструкции космической платформы является взаимодействие струй, продуктов выхлопа бортовых двигательных установок (ДУ) с элементами конструкции, системами, материалами и покрытиями внешних поверхностей КА.

Первоочередной в проблеме совместимости струй ДУ с элементами конструкций КА является задача определения структуры, пространственного распределения параметров, продуктов выхлопа, химического и зарядового состава струй, истекающих в вакуум. Целью данной работы является исследование и разработка приближенных моделей стационарных и импульсных струй газа и плазмы двигательных установок КА.

ГАЗОРЕАКТИВНЫЕ ДУ

Задача о структуре сверхзвуковой струи, истекающей из реального сопла газореактивных ДУ в вакуум, как правило, решается методом характеристик. Реализация такого решения довольно трудоемка, поэтому в инженерной практике нередко используются приближенные модели струй, кото-

рые в той или иной степени соответствуют численному и физическому экспериментам. Из-за наличия пограничного слоя в сопле плотность газа в периферийной части струи существенно больше плотности, вычисленной для случая невязкого (идеального) истечения. Параметры газа в периферийной части используются для определения воздействия струй на элементы конструкций космических аппаратов, поверхности вакуумных насосов, энергетических установок и других систем.

Эффекты вязкости в приближенных моделях сверхзвуковых струй газа, расширяющихся в вакуум, учитываются с помощью коэффициентов тяги, расхода и скорости [1, 9, 11], которые в большинстве случаев для реальных сопел неизвестны либо требуют проведения дополнительных экспериментов и испытаний. В работе [15] предложена приближенная модель, позволяющая рассчитывать параметры сверхзвуковых струй газореактивных ДУ в дальнем поле при $r/r_e \geq 10$, начиная с границы сплошности вниз по потоку, где линии тока практически прямолинейны, а скорость газа приближается к предельному значению

$$V_{\max} = \sqrt{2\gamma RT_0 / (\gamma - 1)}.$$

Здесь γ — отношение удельных теплоемкостей, R — универсальная газовая постоянная, T_0 — тем-

пература торможения в камере ДУ, r — радиус струи, r_e — радиус среза сопла. Дальнее поле струи моделируется источником с полюсом в центре сопла. Основная масса газа и импульс струи сосредоточены в центральном ядре, где течение газа является идеальным, а вязкие эффекты проявляются в периферийной зоне.

В полярной системе координат с началом в центре выходного сечения сопла распределение плотности газа в дальнем поле осесимметричной сверхзвуковой струи газореактивного ДУ может быть представлено в виде

$$\frac{\rho(r, \theta)}{\rho_0} = \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right) \left(1 + \frac{k}{2\gamma} \right)^{-\frac{1}{\gamma-1}} \times \\ \times \left[\left(1 + \frac{k}{2\gamma} \right) - \gamma^{-1} \right] \left(\frac{r}{r_e} \right)^{-2} (\cos\theta)^{\beta_e} \times \\ \times \left[1 - m_z \left(1 - \frac{2 + \beta_*}{2 + \beta_e} \left(\cos \frac{\theta}{2} \right)^{\beta_*} (\cos\theta)^{-\beta_e} \right) \right], \quad (1)$$

где $k = \gamma(\gamma - 1)M_e^2$, M_e — число Маха на срезе сопла, θ — угол между радиусом-вектором r рассматриваемой точки струи и ее осью, $\beta_e = 1.249 \exp(0.418M_e)$, $m_z = \xi^{-1}(1 - C_F/C_{F\max})$ — отношение расхода газа в пограничном слое к суммарному расходу газа через сопло,

$$\xi = 63.1\sqrt{\gamma(\gamma - 1)/M_e} - 13.7,$$

$$\frac{C_F}{C_{F\max}} = \frac{1 + \cos\theta_e}{2} \left(\frac{k}{k + 2\gamma} \right)^{0.5} + \left(1 + \frac{k}{2\gamma} \right)^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}} \frac{A_e}{A_*} C_{F\max}^{-1},$$

C_F — коэффициент тяги реального сопла ДУ, $C_{F\max}$ — коэффициент тяги при невязком истечении струи в вакуум, θ_e — угол конусности сопла, A_e — площадь выходного сечения сопла, A_* — площадь критического сечения сопла, $\beta_* = \beta$ при $A_e/A_* = 1$,

$$\beta = \frac{4C_F/C_{F\max}}{1 - C_F/C_{F\max}}.$$

Соотношение (1) получено введением параметров β_e и ξ в модель 1 работы [15].

В качестве критерия точности модели могут быть использованы результаты численного решения задачи или данные физического эксперимента. Корректность модели иллюстрирует рис. 1, на котором представлены угловые распределения плотности

$$\rho(r, \theta)/\rho(r, 0) = \rho/\rho_a.$$

На рис. 1, *a* показано распределение плотности в сечении струи $r/r_e = 70$ при $M_e = 6.9$, $\theta_e = 15^\circ$, $\gamma = 1.4$. Кружки соответствуют численному решению задачи методом характеристик при вязком истечении [11], кривая 1 — соотношение (1) для вязкого

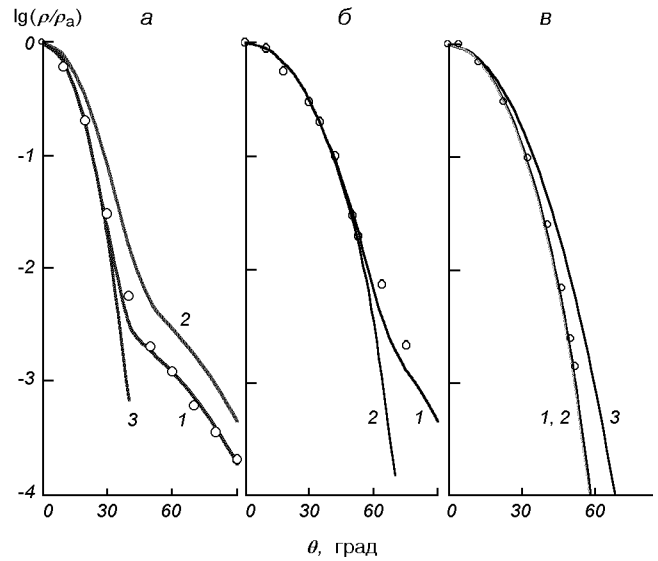


Рис. 1. Угловые распределения плотности ρ/ρ_a при истечении сверхзвуковой струи газа из реального сопла в вакуум ($\theta_e = 15^\circ$, $\gamma = 1.4$): *a* — $r/r_e = 70$, $M_e = 6.9$; кружки — численное решение, кривая 1 — соотношение (1) для вязкого истечения, 2 — данные [11], 3 — аппроксимация (1); *б* — $M_e = 4.5$; кружки — эксперимент [1], 1 — аппроксимация (1), 3 — невязкое приближение (1); *в* — $r/r_e = 78$, $M_e = 5.0$; кружки — расчет, кривая 1 — аппроксимация (1), кривая 2 — модель невязкого истечения [13], 3 — модель [11]. Подробности см. в тексте

истечения, 2 — данные работы [11], 3 — аппроксимация (1) при $m_z = 0$ (соответствует идеальному истечению).

Угловое распределение нормированной плотности в сверхзвуковой струе, истекающей в вакуум, при $M_e = 4.5$, $\theta_e = 15^\circ$, $\gamma = 1.4$ показано на рис. 1, *б*. Кружки соответствуют экспериментальным данным [1] для $Re_* = 65\,000$ и $r/r_e > 10$, 1 — аппроксимация (1), 2 — невязкое приближение (1) (при $m_z = 0$), Re_* — число Рейнольдса в критическом сечении сопла.

Сравнение численных данных для невязкого истечения — решение задачи методом характеристик [3] при $M_e = 5.0$, $\theta = 15^\circ$, $\gamma = 1.4$, $r/r_e = 78$ (рис. 1, *в*) с результатами расчетов по формуле (1) подтверждает корректность модели для случая идеального истечения. Кружки на рис. 1, *в* соответствуют расчетам методом характеристик из [3], кривая 1 — аппроксимация (1) при $m_z = 0$, кривая 2 — модель невязкого истечения [13]:

$$\frac{\rho(r, \theta)}{\rho_0} = 0.5k \left(1 + \frac{k}{2\gamma} \right)^{-\frac{1}{\gamma-1}} \left(\frac{r}{r_e} \right)^{-2} (\cos\theta)^k, \quad (2)$$

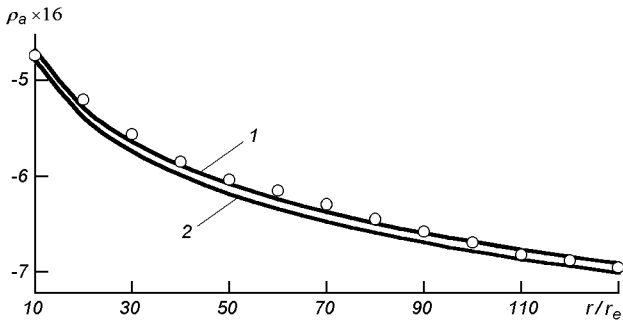


Рис. 2. Распределение плотности на оси струи, истекающей в вакуум: кружки — численное решение, кривая 1 — аппроксимация (1), 2 — модель [11]

кривая 3 — модель работы [11] при $m_z = 0$.

Расчетные значения распределений плотности, полученные с использованием модели (1), точнее соответствуют результатам численного (метод характеристик) и физического экспериментов, чем модель [11]. Это иллюстрируют данные рис. 1 для угловых и рис. 2 — для осевых распределений. На рис. 2 кружки соответствуют численному решению задачи методом характеристик для вязкого истечения при $M_e = 6.9$, $\theta = 15^\circ$, $\gamma = 1.4$ из [11], кривая 1 — аппроксимация (1), 2 — модель [11] при $m_z = 0.07$. Аналогичные зависимости для невязкого истечения, полученные методом характеристик [3], по формулам (1) ($m_z = 0$) и (2) при $M_e = 5.0$, $\theta = 15^\circ$, $\gamma = 1.4$, $10 \leq r/r_e \leq 250$, также хорошо согласуются между собой.

Эффекты вязкости при сверхзвуковом истечении газа в вакуум проявляются в периферийной части струи при $\theta > 40^\circ$ и $\rho/\rho_a < 0.01$ (кривая 3 на рис. 1, а и кривая 2 на рис. 1, б). В приосевой зоне ($\theta \leq 40^\circ$) решения для вязкого и невязкого случаев практически совпадают. Основная масса газа расширяется внутри конуса, половина угла которого меньше $0.5\theta_{max}$. Предельный угол расширения струи определяется соотношением $\theta_{max} = \psi(M) - \psi(M_e) + \theta_e$, где $M = \infty$, $\psi(M)$ — функция Прандтля — Майера. Влияние угла θ_e на распределение чисел Маха на оси струи и в ее окрестности проявляется, главным образом, вблизи среза сопла, а далее вниз по потоку становится незначительным [1, 9]. Поэтому осевое распределение чисел Маха в дальнем поле струи с использованием соотношений для изэнтропических течений может быть представлено в виде

$$\frac{M(r)}{M_e} = \sqrt{\frac{2\gamma}{k}} \left\{ \left[\frac{\gamma + 1}{2\gamma} \left(1 + \frac{k}{2\gamma} \right) \right]^{-\frac{1}{\gamma-1}} \times \right.$$

$$\left. \times \left[\gamma \left(1 + \frac{k}{2\gamma} \right) - 1 \right] \left(\frac{r}{r_e} \right)^{-2} \right\}^{1-\gamma} - 1 \Big)^{0.5}. \quad (3)$$

Значения $M(r)/M_e$, вычисленные по формуле (3) при $M_e = 5.0$, $\gamma = 1.4$, соответствуют численному решению задачи методом характеристик [3] с погрешностью не большей, чем продольное распределение плотности $\rho_a(r, \theta = 0)$, рассчитанное по формуле (1).

При истечении газа в вакуум режим течения в струе изменяется от сплошного до свободномолекулярного. Граница сплошности течения в приосевой зоне с учетом изложенного может быть определена по формуле [5]

$$\frac{r_\Gamma}{r_e} = \left[\frac{2r_e}{l_0} \left(\frac{\gamma - 1}{\pi\gamma} \right)^{0.5} \right]^{\frac{1}{N+1}} \left(0.5k \frac{\rho_e}{\rho_0} (\cos\theta)^k \right)^{0.5}, \quad (4)$$

где l_0, ρ_0 — длина свободного пробега и плотность газа перед соплом, $N = \nu(\gamma - 1)$, $\nu = 2(1 - \omega)$, ω — показатель степени в зависимости вязкости $\mu^\omega(T)$ от температуры.

С учетом соотношения (4) приближенные модели (1), (3) позволяют прогнозировать пространственное распределение плотности газа и чисел Маха в дальнем поле ($r/r_e > r_\Gamma/r_e$) сверхзвуковой струи при вязком и невязком истечении из реального сопла газореактивной ДУ в вакуум с точностью, соответствующей численному решению задачи методом характеристик.

СТАЦИОНАРНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ДВИГАТЕЛИ

В системе коррекции орбиты и управления геостационарных КА широко используются стационарные плазменные двигатели (СПД), работающие, как правило, на ксеноне (Xe). Пространственное распределение плотности ионного тока в плазменной струе СПД приближенно может быть представлено в виде

$$j_i = j_{0i} f(\mathbf{r}) \approx e N_{0i} U_\infty f(z, \theta), \quad (5)$$

где

$$f(z, \theta) = \frac{1}{2z^2} \left\{ (\cos\theta)^{12} + 0.91 \left[1 - \left(\frac{\sin\theta}{2} \right)^{0.09} \right] \left[\sin \left(\theta + \frac{\pi}{6} \right) \right]^3 \right\} \times \\ \times [(1.1 - 0.1z) + 0.002z^2(z - 9)] \cdot 10^{-[2+0.09(\sin\theta)^{0.8}]},$$

N_{0i} — концентрация ионов на срезе двигателя, U_∞ — скорость истечения струи, e — заряд иона, $z = r/R$, r — радиальная координата, θ — полярный угол, $R = 1$ м.

Погрешность аппроксимации (5) для распределений плотности ионного тока в плазменной струе СПД-70 [6, 10] и СПД-100 [17, 20] иллюстрирует рис. 3. Кругами на рис. 3 представлены результаты измерений в струе СПД-70 [6, 10], точками, квадратами, треугольниками — в струе СПД-100 [17, 20]. Кривая — функция $f(z, \theta = 0)$.

Угловые распределения ионного тока в плазменных струях СПД-70 и СПД-100 приведены на

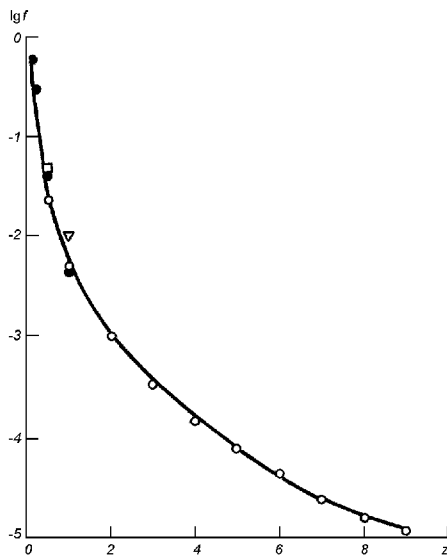


Рис. 3. Экспериментальное распределение плотности нормированного ионного тока на оси плазменной струи СПД: круги — данные [6, 10] для СПД-70, точки, квадратики, треугольники — данные [17, 20] для СПД-100. Кривая — функция $f(z, \theta = 0)$

рис. 4, а и б для $z = 0.5$ и 1.0 . Кругами показаны данные для СПД-70 из [6], квадратами и треугольниками — для СПД-100 из [17]. Штриховая кривая — результаты численного моделирования [17, 21], сплошная — аппроксимация (5). Данные рис. 3 и 4 свидетельствуют о том, что при $\theta < \pm\pi/2$ и $z < 9$ рассчитанные с помощью аппроксимации (5) зависимости плотности ионного тока $j_i(z, 0)/j_{i0}$ в плазменной струе СПД-70 и СПД-100 в пределах погрешности $\pm 5\%$ согласуются с результатами физического и численного экспериментов.

ИМПУЛЬСНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ДВИГАТЕЛИ

К числу наиболее перспективных для применения в системе коррекции орбиты и управления КА относятся импульсные плазменные двигатели (ИПД) эрозионного типа с твердым диэлектриком (тефлон, фторопласт-4 и др.) в качестве рабочего тела [8, 18, 19].

Преимущества применения импульсных плазменных ускорителей и электрореактивных двигателей на КА усложняются недостаточно полным и достоверным знанием динамики, структуры и пространственно-временного распределения параметров сгустков и струй импульсной плазмы, расширяющейся в вакуум. Это обусловлено рядом специфических особенностей, связанных прежде всего с малым временем существования, кратковременностью протекания процессов и высокими скоростями движения плазмидов.

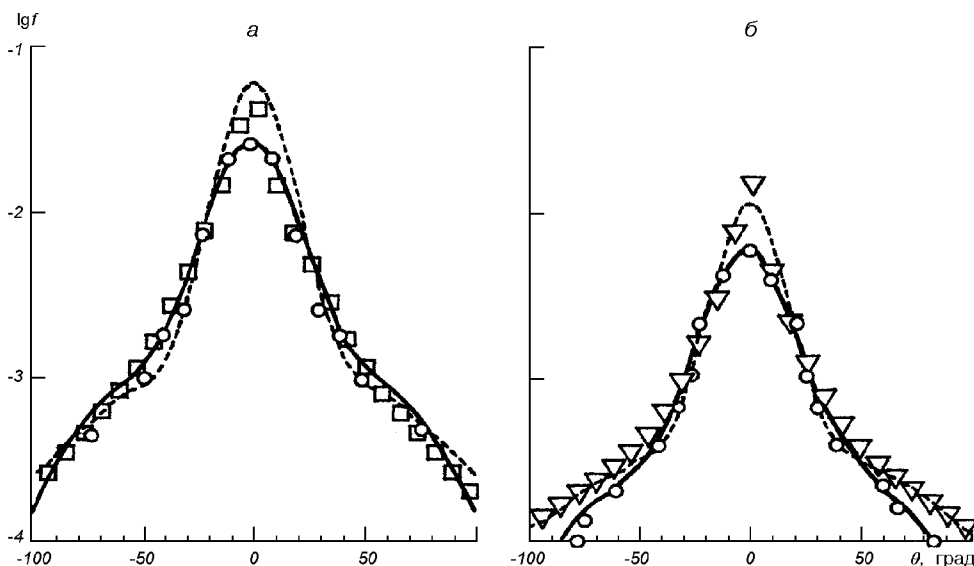


Рис. 4. Угловые распределения нормированного ионного тока в струе СПД для $z = 0.5$ (а) и $z = 1.0$ (б); круги — данные [6] для СПД-70, квадратики, треугольники — данные [17] для СПД-100. Штриховая кривая — численная модель, сплошная — аппроксимация (5)

Задачи о разлете плазменных сгустков и струй, взаимодействии струй импульсной плазмы с преградами имеют самостоятельное фундаментальное значение.

В работе [16] для исследования сгустков и струй импульсной плазмы разработана методология комплексной диагностики с применением различных по физической природе методов — зондового, СВЧ- и фотометрического. Методология позволяет исследовать процессы разлета и динамики плазменных сгустков и струй в вакууме с характерными временами порядка десятков и сотен микросекунд, независимо от способа генерации и предыстории движения плазмы. Методология основана на синхронной регистрации тока на электрический зонд, амплитуды СВЧ-сигнала, проходящего через плазму в области размещения зонда, и фоторегистрации плазменного образования.

В нашей работе методология из [16] применена для исследования пространственно-временного распределения параметров, структуры сгустков и струй, инжектируемых ИПД эрозионного типа с твердым диэлектриком в качестве рабочего тела.

Конструктивные схемы ИПД приведены на рис. 5. На рис. 5, *а* представлен ИПД-1 с цилиндрической разрядной камерой диаметром $d_{p1} \approx 20$ мм и длиной $l_{p1} \approx 65$ мм. Рабочее тело — фторопласт-4 (C_2F_4). Энергия разряда $W_{p1} \approx 1000$ Дж, длительность импульса $t_{p1} \approx 145$ мкс. Плазма истекает через коническое сопло (диэлектрик) с диаметром среза $D_1 = 2r_{e1} = 60$ мм. Разрядный канал ИПД-2 (рис. 5, *б*) образован торцами анода, катода и внутренней поверхностью рабочего тела — фторопласта-4, имеет диаметр $d_{p2} = 20$ мм и длину $l_{p2} \approx 50$ мм. Истечение плазмы происходит через канал прямоугольного сечения с эквивалентным радиусом $r_{e2} \approx 11$ мм. Энергия разряда $W_{p2} \approx 30$ Дж, длительность импульса $t_{p2} \approx 9$ мкс. ИПД-3 («Ариэль» [2, 4]) представлен на рис. 5, *в*. Рабочее тело — $BaCl_2$ с полиуретаном. Энергия разряда $W_{p3} \approx 600$ Дж, время разряда $t_{p3} \approx 36$ мкс. Длина цилиндрической части разрядной камеры $l_{pc} \approx 40$ мм, длина конической части разрядной камеры $l_{pk} \approx 25$ мм, диаметр среза ускорителя $D_3 = 2r_{e3} = 35$ мм.

Измерения проводились в цилиндрической вакуумной камере диаметром 1.2 и длиной 3.5 м на трассе 3.25 м. Разрежение в статических условиях 10^{-5} Па, при истечении плазмы — 10^{-4} – 10^{-3} Па [16].

Для ИПД, схемы которых приведены на рис. 5, характерен электротермический режим разгона плазмы. При этом для ИПД-3 возможен комбини-

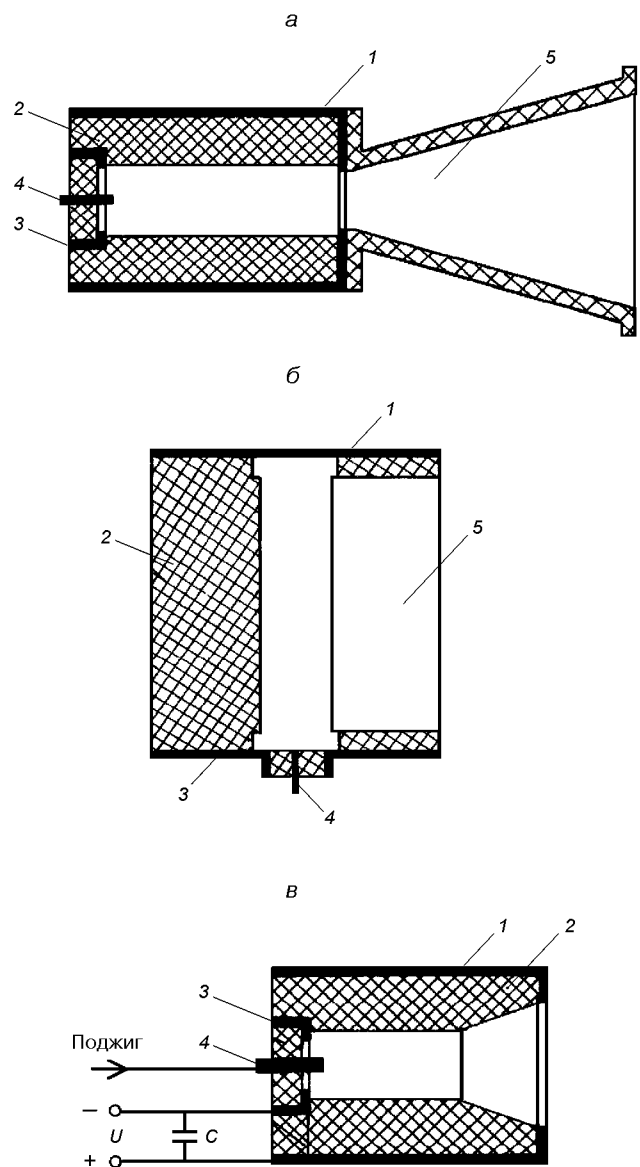


Рис. 5. Конструктивные схемы импульсных плазменных двигателей: *а* — ИПД1, *б* — ИПД2, *в* — ИПД3; 1 — анод, 2 — рабочее тело, 3 — катод, 4 — электрод поджига, 5 — канал истечения плазмы

рованный режим ускорения [2, 4, 8]. Свидетельством идентичности процессов и механизмов истечения сгустков и струй импульсной плазмы в вакуум являются зависимости, иллюстрирующие изменения нормированной плотности максимума ионного тока плазмоида на электрический зонд $j_i/j_{0i}(r/r_{ec})$ вдоль трассы расширения, представленные на

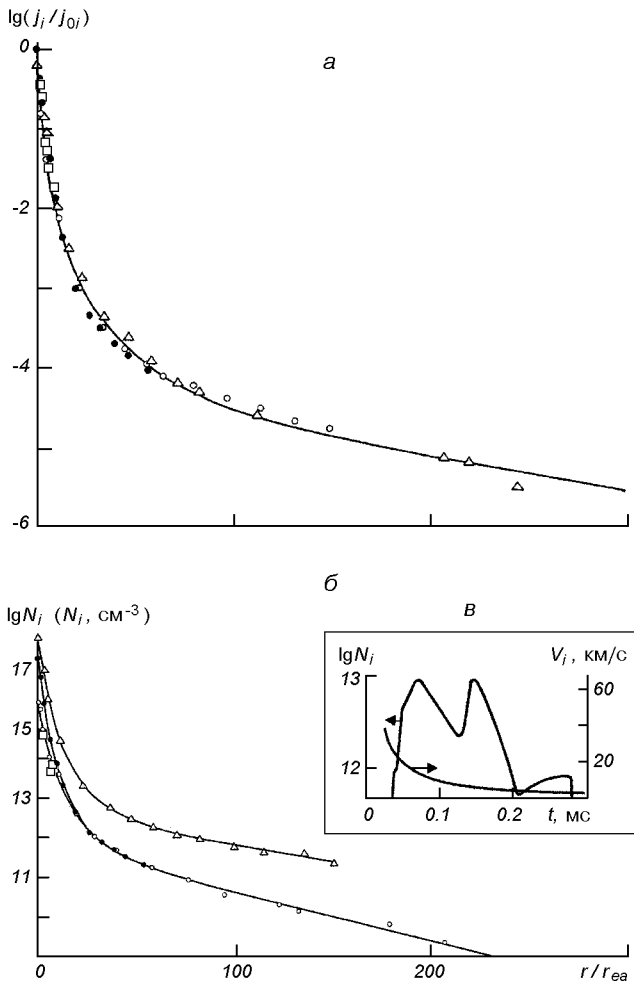


Рис. 6. Распределение нормированной плотности максимума ионного тока на зонд (а) и концентрации заряженных частиц (б) вдоль оси траектории расширения плазмоида в вакуум: точки — ИВД-1, кружки — ИВД-2, треугольники — ИВД-3, квадратики — измерения [18], кривая — аппроксимация. Фрагмент в — распределение концентрации N_i и массовой скорости V_i на расстоянии $r/r_{e3} \approx 75$ от среза ИВД-3

рис. 6, а ($j_{0i} = eN_{0i}U_{0i}$ — плотность тока насыщения на зонд, N_{0i} — концентрация ионов, U_{0i} — скорость ионов на срезе ИВД). Точки соответствуют ИВД-1, кружки характеризуют осевое распределение ионного тока в струе ИВД-2, треугольники — ИВД-3 («Ариэль»), квадратики — измерения [18] (тефлон, $r_{e4} \approx 23$ мм), кривая — аппроксимация

$$j_i/j_{0i} = \left[\xi + (1 - \xi) \exp\left(-\frac{r/r_{e\alpha}}{\eta}\right) \right] \frac{A_\alpha(\theta, r/r_{e\alpha})}{(1 + r^2/r_{e\alpha}^2)}, \quad (6)$$

где $\xi = 0.31$, $\eta \approx 23.0$, $A_\alpha(\theta = 0, r/r_{e\alpha}) = 1$, $\alpha = 1, 2, 3$.

Угловые распределения плотности ионного тока в струе ИВД-1, $-3 j_i(\theta, r/r_{e\alpha})/j_{0i}$ с погрешностью 5 % аппроксимируют функции

$$A_1\left(\theta, \frac{r}{r_{e1}}\right) = \exp\left[-a_1\left(\frac{r}{r_{e1}}\right)\theta^2\right] + \frac{0.007}{1 + 6 \cdot 10^{-6}(\theta - 50)^4} - 1.818 \cdot 10^{-4},$$

$$a_1\left(\frac{r}{r_{e1}}\right) = 0.0011 +$$

$$+ 1.625\left(\frac{r}{r_{e1}} - 30\right)^2 \left[1 \cdot 10^6 + \left(\frac{r}{r_{e1}} - 30\right)^4\right]^{-1}$$

— для ИВД-1 и

$$A_3\left(\theta, \frac{r}{r_{e3}}\right) = \exp\left[-a_3\left(\frac{r}{r_{e3}}\right)\theta^2\right] +$$

$$+ \frac{0.007}{1 + 6 \cdot 10^{-5}(\theta - 50)^4} - 1.862 \cdot 10^{-5},$$

$$a_3\left(\frac{r}{r_{e3}}\right) = 8.3 \cdot 10^{-4} +$$

$$+ 2.8\left(\frac{r}{r_{e3}} - 30\right)^2 \left[1 \cdot 10^6 + 0.8\left(\frac{r}{r_{e3}} - 30\right)^4\right]^{-1}$$

— для ИВД-3.

Изменение концентрации ионов в осевом направлении расширения плазменных образований в вакуум иллюстрируют зависимости $N_i(r/r_{e\alpha})$ рис. 6, б. Кривые 1, 2, 3 — ИВД-1, -2, -3, крестики — данные [18]. Распределения концентрации N_i и массовой скорости V_i в пламоиде на расстоянии $r/r_{e3} \approx 75$ от среза ИВД-3 («Ариэль») показаны на фрагменте рис. 6, в.

Влияние конструктивных различий ИВД-1, -2 проявляется на начальном участке зависимостей $N_i(r/r_{e\alpha})$. Наличие точки сопряжения ($r/r_{e\alpha} \approx 23.0$) и слияние кривых при $r/r_{e\alpha} \geq 23$ свидетельствует об идентичности процессов и механизмов расширения плазмоидов, инжектируемых ИВД-1, -2 с фторопластом-4 в качестве рабочего тела. Наличие области «перестройки» структуры плазмоида, характеризующее параметром $r/r_{e\alpha} \approx 23.0$, подтверждают и результаты СВЧ-диагностики — изменение формы и структуры огибающих отраженных от плазмоидов СВЧ-сигналов для диапазона зондирующих электромагнитных волн с $\lambda = 3, 4, 5.5$ и 6 см (λ — длина зондирующей волны) [16].

Для кривой зависимости $T_e(r/r_{e\alpha})/T_{0e}$ (рис. 7) точка $r/r_{e\alpha} \approx 23.0$ соответствует началу области стабилизации спада температуры электронов T_e

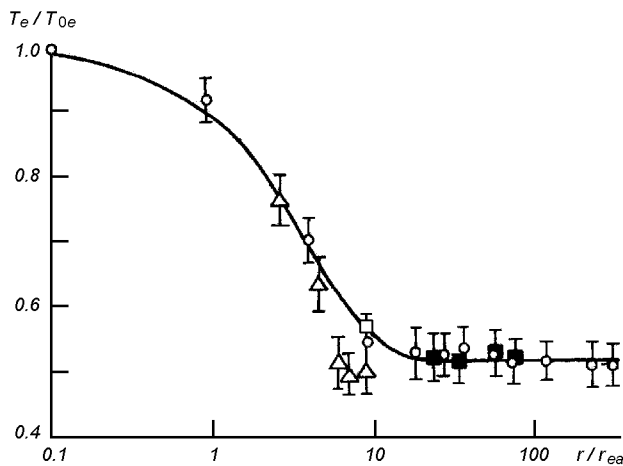


Рис. 7. Распределение температуры электронов вдоль трассы расширения плазмоида: кружки — ИПД-2, треугольники — данные работы [18], темные квадратики — ИПД-3, светлый квадратик — данные [19], кривая — аппроксимация

при истечении импульсной плазмы в вакуум, характеризующей изменение режима расширения плазмы. Кружки относятся к ИПД-2, треугольники — данные работы [18], темные квадратики — ИПД-3, светлый квадратик — данные работы [19], кривая — аппроксимация

$$T_e(r/r_{0e})/T_{0e} = a + (1 - a)\exp\left(-\frac{r/r_{0e}}{b}\right) \quad (7)$$

при $a \approx 0.51$, $b = 4.0$, T_{0e} — температура на срезе ускорителя.

С изменением режима расширения импульсной плазмы в вакуум связано и изменение характера зависимостей $V_i(r/r_{0e})/V_{0i}$, измеренных в плазмоидах ИПД-1 (рис. 8, а, кривая 1) и ИПД-3 (кривая 2). Здесь $r/r_{0e} \approx 23.0$ соответствует началу откло-

нения от линейного участка зависимости $V_i(r/r_{0e})/V_{0i}$ (V_{0i} — среднемассовая скорость плазмоида на срезе ИПД). На рис. 8, а приведены усредненные результаты зависимости V_i/V_{0i} , полученные времяпролетным методом, по импульсу зондового тока, ионному току насыщения вольт-амперной характеристики одиночного зонда Ленгмюра и по эффекту Доплера. Видно, что величина среднемассовой скорости плазмоида, найденная по времени запаздывания сигнала с пояса Роговского, в пределах погрешности $\pm 2.5\%$ согласуется с результатами измерений скорости по эффекту Доплера.

На начальном участке трассы наблюдается непрерывное ускорение плазмоида. Согласно существующим представлениям ускорение импульсной плазмы при расширении в вакуум обусловлено амбиполярной диффузией. На фронте плазмоида электроны, опережая ионы на длине порядка дебаевского радиуса, за счет электрического поля увлекают за собой ионы. В результате средние скорости ионов в направлении движения плазмы выравниваются (амбиполярное ускорение). Для реализации амбиполярного ускорения необходимо наличие совместного движения ионов и электронов с равными скоростями дрейфа при равных концентрациях разнополярных заряженных частиц [7, 12].

Результаты зондовых измерений, подобие структур осциллограмм ионного и электронного токов, их одинаковое положение во времени свидетельствуют о выполнении условия квазинейтральности в плазмоидах и равенстве средних скоростей поступательного движения ионов и электронов при расширении плазменного образования в вакуум.

Непрерывное ускорение возможно, если энергия электронов, переданная ускоряемым ионам, восполняется за счет притока электронного тепла из разрядного канала ускорителя. Это проявляется особенно наглядно, когда плазменное образование

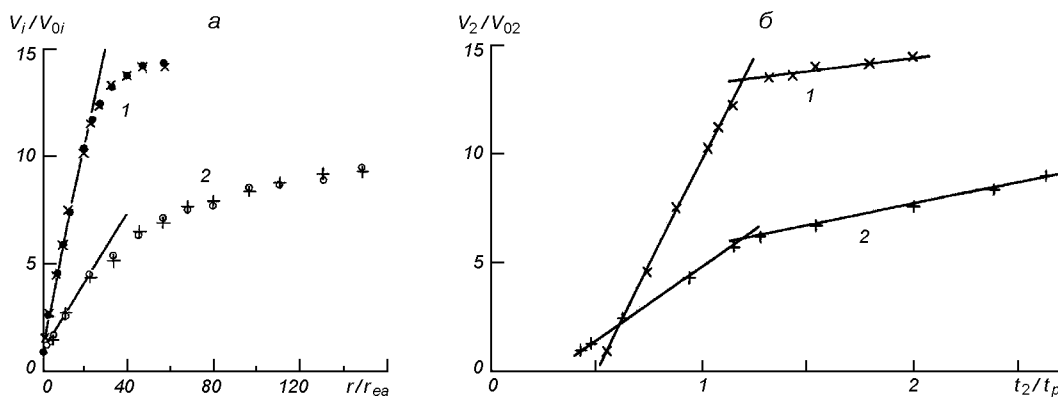


Рис. 8. Пространственно-временные зависимости скорости ионов плазмоида: 1 — ИПД-1, 2 — ИПД-3

состоит из нескольких сгустков, движущихся с разными скоростями. Примером может служить плазмод, структура которого показана на рис. 6, в (зависимость $N_i(t)$).

Непрерывное ускорение плазмоида наблюдается в течение некоторого времени и после прекращения основного разряда, когда $I_p = 0$ и $U_p = 0$. Согласно представлениям [18] это обусловлено существованием замкнутых токовых конфигураций, имеющих вид овалов, вложенных друг в друга, вытянутых вдоль электродов и замкнутых по азимуту. Наличие замкнутых токовых петель регистрируется поясом Роговского. Наиболее наглядно эффект непрерывного ускорения после прекращения основного разряда проявляется для медленных сгустков (групп ионов). Для ИПД-1, -3 линейный участок зависимости среднемаховой скорости второго (медленного) сгустка плазмоида $V_2(t_2/t_p)/V_{02}$ (рис. 8, б) свидетельствует о том, что процесс непрерывного ускорения продолжается до $t_2/t_p \approx 1.15 \dots 1.20$. Здесь t_p — время длительности основного разряда, V_2 — среднемаховая скорость второго (медленного) сгустка плазмоида, зависимость 1 соответствует ИПД-1, 2 — ИПД-3.

Динамику и структуру плазмоида, расширяющегося в вакуум, характеризуют две последовательные стадии: механизмы эффективного джоулева нагрева плазмоида на начальном участке трассы и бесстолкновительного разлета [8, 14]. На зависимости $V_2(t_2/t_p)/V_{02}$ (кривые 1, 2 рис. 8, б) эти стадии представлены двумя пересекающимися прямыми. Условие эффективного джоулева (теплового) ускорения определяется соотношением $\tau_r \leq t_0 \approx l_p/V_{01}$, которое хорошо выполняется в системах с плазмой высокой плотности при невысокой скорости истечения V_{01} . Бесстолкновительное расширение реализуется при $t_0 \ll \tau_r$. Здесь t_0 — пролетное время, l_p — длина канала ускорения ИПД, τ_r — время релаксации ($\tau_r \approx \tau_{ei}$), τ_{ei} — время электрон-ионных столкновений [12].

Для ИПД с тефлоном, фторопластом-4 в качестве рабочего тела в составе плазмоида преобладают ионы с массовыми числами 31, 50 и 69 — CF , CF_2 и CF_3 соответственно (масс-спектрограмма работы [18]). По результатам зондовых измерений данной работы среднее массовое число ионов плазмоида $A_1 \approx 53$. Для плазмодов ИПД-3 (рабочее тело BaCl_2 с полиуретаном в качестве связующего) принято $A_1 > 140$. Оценки значений τ_{ei} , соответствующих N_1 и T_e , измеренным на расстоянии $r_* \approx 23.0$ от среза ускорителя, свидетельствуют, что для плазмодов ИПД-1, -2, -3 выполняется условие

$t_0 < \tau_{r_*}$ ($\tau_{r_*} = \tau_{ei}(r_*)$). Значение параметра $r_* \approx 23.0 \pm 0.5$ является граничным, характеризующим окончание стадии джоулева (теплового) ускорения и начало стадии бесстолкновительного разлета плазмоида, инжектируемого ИПД в вакуум.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены приближенные модели пространственного распределения параметров стационарных и импульсных струй газа и плазмы — продуктов выхлопа двигателей космических аппаратов. Показано, что модели струй, инжектируемых газореактивными и плазменными двигателями, адекватны численному и физическому экспериментам. Динамику и структуру плазменных струй импульсных ДУ при расширении в вакуум характеризуют две последовательные стадии, два режима истечения: механизм джоулева (теплового) нагрева электронов с амбиполярным ускорением ионов на начальном участке трассы и режим бесстолкновительного разлета с ускорением заряженных частиц самосогласованным полем разреженной плазмы. Модели позволяют в реальной физической ситуации определять структуру, распределение плазмогазодинамических параметров, потоки газа, плазмы и зарядов на внешние поверхности и преграды, оценивать динамическое (силовое и теплое) воздействие струй — продуктов выхлопа ДУ на элементы конструкций КА.

1. Авдеевский В. С., Ашратов Э. Я., Иванов А. В., Пирумов У. Г. Сверхзвуковые изобарические струи газа. — М: Машиностроение, 1985.—248 с.
2. Авдюшин С. И., Подгорный И. М., Попов Г. А. и др. Использование плазменных ускорителей для изучения физических процессов в космосе // Плазменные ускорители и ионные инжекторы. — М: Наука, 1984.—С. 232—250.
3. Аверенкова Г. И., Ашратов Э. Я., Волконская Т. Г. и др. Сверхзвуковые струи идеального газа. — М: МГУ, 1970.— Ч. 1.—714 с.
4. Александров В. А., Козубский К. Н., Масленников Н. А. и др. Создание и испытание импульсного плазменного ускорителя — источника плазмы для проведения активных экспериментов в околоземном космическом пространстве // Источники и ускорители плазмы. — Харьков: ХАИ, 1980.—Вып. 4.—С. 68—75.
5. Антохин В. М., Балашов Ю. П., Герасим Ю. И. и др. Исследования на модели обтекания космического корабля «Аполлон» // Механика жидкости и газа.—1977.—№ 5.— С. 124—133.
6. Асхабов С. Н., Бургасов М. П., Веселовзоров А. Н. и др. Исследования струи стационарного плазменного ускорителя с замкнутым дрейфом электронов (УЗДП) // Физика плазмы.—1981.—7, № 1.—С. 225—230.
7. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. — М: Гостехиздат, 1952.—432 с.

8. Гришин С. Д., Лесков Л. В. Электрические ракетные двигатели космических аппаратов. — М: Машиностроение, 1989.—216 с.
9. Дулов В. Г., Лукьянов Г. А. Газодинамика процессов истечения. — Новосибирск: Наука, 1984.—234 с.
10. Лукьянов Г. А. Сверхзвуковые струи плазмы. — Л.: Машиностроение, 1985.—264 с.
11. Мейер Э., Хермел Дж., Роджерс А. В. Потеря тяги за счет взаимодействия выхлопной струи с элементами конструкций орбитального летательного аппарата // Аэрокосмическая техника.—1987.—№ 8.—С. 118—126.
12. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. — М: Наука, 1987.—592 с.
13. Робертс Л., Саут Дж. Замечания по поводу расчета поля выхлопной струи и соударения с поверхностью // Ракетная техника и космонавтика.—1964.—2, № 2.—С. 238—240.
14. Чутов Ю. И., Кравченко А. Ю. Влияние дополнительного охлаждения и нагрева электронов на разлет плазменных ступков в вакуум // Физика плазмы.—1983.—9, № 3.—С. 655—658.
15. Шувалов В. А., Левкович О. А., Кочубей Г. С. Приближенные модели истечения сверхзвуковой струи газа в вакуум // Прикладная механика и техническая физика.—2001.—42, № 2.—С. 62—67.
16. Шувалов В. А., Чурилов А. Е., Быстрицкий М. Г. Диагностика потоков импульсной плазмы зондовым, СВЧ- и фотометрическим методами // Теплофизика высоких температур.—2000.—38, № 6.—С. 877—881.
17. Boyd I. D. Review of hall thruster plume modeling // J. Spacecraft and Rockets.—2001.—38, N 3.—P. 381—387.
18. Eckman R., Byrue L., Gatsonis N. A., et al. Triple Langmuir probe measurements in the plume of a pulsed plasma thruster // J. Propulsion and Power.—2001.—17, N 4.—P. 762—771.
19. Gatsonis N. C., Eckman R., Yin X., et al. Experimental investigations and numerical modeling of pulsed plasma thruster plumes // J. Spacecraft and Rockets.—2001.—38, N 3.—P. 454—463.
20. Taimar M., Gonzalez J., Hilgers A. Modeling of spacecraft — environment interactions on SMART1 // J. Spacecraft and Rockets.—2001.—38, N 3.—P. 393—399.
21. Van Gilder D. B., Boyd I. D., Keidar M. Particle simulations of a hall thruster plume // J. Spacecraft and Rockets.—2000.—37, N 1.—P. 129—136.

THE PLUME-FLOWS STRUCTURE OF SPACECRAFT THRUSTERS

V. A. Shuvalov, G. S. Kochubei, D. N. Lazuchenkov

Approximate models of plume-flows of spacecraft thrusters are formulated. The models are adequate to numerical simulations and to results of physical experiments.