

УДК 532.525.2:533.697.4

Приближенные модели струй электрореактивных двигателей космических аппаратов

В. А. Шувалов, О. А. Левкович, Г. С. Кочубей

Институт технічної механіки НАНУ—НКАУ, Дніпропетровськ

Надійшла до редакції 27.04.98

Сформульовано наближені моделі просторового розподілу параметрів струменів газу та плазми ЕРД. Показано, що моделі адекватні чисельному та фізичному експериментам.

Проблемы совместимости микродвигателей с системами и элементами конструкций космических аппаратов (КА) включают два аспекта:

- рассеяние радиоизлучения бортовых приемопередающих систем, ослабление радиосигналов на трассе Земля—борт—Земля плазменными струями и искусственными плазменными образованиями;
- воздействие струй, продуктов выхлопа электрореактивных двигателей (ЭРД) на поверхности элементов конструкций и систем КА.

Первый из них связан с влиянием плазменных струй и искусственных плазменных образований на радиосвязь, работу систем телеметрии, бортового ретрансляционного и обеспечивающего комплекса. Второй — с опасностью деградации материалов наружных поверхностей элементов конструкций, осаждением пленок, конденсацией продуктов выхлопов струй на панели солнечных батарей, оптику, антенны и т. д.

Первоочередной в проблеме совместимости струй двигателей ЭРД с элементами конструкций КА является задача определения структуры, пространственного распределения параметров, продуктов выхлопа, химического и зарядового состава струй, истекающих в вакуум. Технические приложения задачи о структуре сверхзвуковых струй газа и плазмы, истекающих в вакуум, многообразны [1, 7]. Как правило, задача решается численно методом характеристик. Реализация такого решения довольно трудоемка. Поэтому на практике нередко

используются приближенные модели [1, 7]. Отличаясь по точности и адекватности численному и физическому экспериментам, приближенные модели, за редким исключением, не учитывают эффекты вязкости. Из-за наличия пограничного слоя в сопле плотность газа в периферийной части струи существенно превышает плотность, рассчитанную для случая невязкого (идеального) истечения. Параметры газа в периферийной части являются исходными для описания и определения последствий и результатов воздействия струй двигателей на элементы конструкций, наружные поверхности космических аппаратов.

Эффекты вязкости учтены в модели работы [9]. Ее точность в значительной мере определяется корректностью выбора по данным физического эксперимента, стендовых испытаний или результатам численного анализа течения газа в сопле параметра m_z — отношения расхода газа через пограничный слой к суммарному расходу через сопло.

В предлагаемой работе сформулированы две уточненные модели, позволяющие повысить точность расчета параметров сверхзвуковых струй, истекающих в вакуум из реального сопла, адекватные данным физического эксперимента и численного решения задачи. Область применения приближенных моделей — дальнейшее поле — область, где скорость газа в струе увеличивается, приближаясь к предельному значению $V_{\max} = \sqrt{2\gamma RT_0/(\gamma - 1)}$, а линии тока практически прямолинейны или согласно оценкам [16] $r/r_e = 20$. Более точно, — начиная

с «границы сплошности» [14], вниз по потоку. Как и в работе [9], предполагается, что дальнее поле струи можно моделировать 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. При этом в качестве критерия точности приближенных моделей могут быть использованы результаты численного решения задачи или данные физического эксперимента.

В соответствии с первой моделью распределение плотности газа в дальнем поле течения осесимметричной сверхзвуковой струи в полярной системе координат с началом в центре выходного сечения сопла может быть представлено в виде

$$\frac{\rho(r, \theta)}{\rho_0} = \left(\frac{\gamma+1}{2}\right) \left(1 + \frac{k}{2\gamma}\right)^{-\frac{1}{\gamma-1}} \left[\left(1 + \frac{k}{2\gamma}\right) - \gamma^{-1}\right] \times \left(\frac{r}{r_e}\right)^{-2} \left(\cos\frac{\theta}{2}\right)^{\beta_1} \left[1 - m_{z1} \left(1 - \frac{2 + \beta_*}{2 + \beta_1} \left(\cos\frac{\theta}{2}\right)^{\beta_* - \beta_1}\right)\right], \quad (1)$$

где $k = \gamma(\gamma - 1)M_e^2$ — параметр, зависящий от отношения удельных теплоемкостей γ и числа Маха на срезе сопла M_e ;

$$\beta_1 = \frac{M_e}{\gamma(\gamma^2 + 1)}\beta; \quad \beta = \frac{4C_F / C_{F\max}}{1 - C_F / C_{F\max}};$$

$$m_{z1} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{C_F}{C_{F\max}}\right);$$

$$\frac{C_F}{C_{F\max}} = C_k C_d C_v \left(\frac{k}{k + 2\gamma}\right)^{0.5} + \left(1 + \frac{k}{2\gamma}\right)^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}} \frac{A_e}{A_*} C_{F\max}^{-1};$$

$$C_{F\max} = \frac{2\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}}; \quad C_k = \frac{1 + \cos\theta_e}{2}.$$

Здесь C_F — коэффициент тяги, $C_{F\max}$ — коэффициент тяги в вакууме, C_k — коэффициент коничности сопла, C_d — коэффициент расхода, C_v — коэффициент скорости, r_e — радиус среза сопла, $\beta_* = \beta$ при $A_e/A_* = 1$.

В работе [5] для коэффициента расхода C_d получена зависимость $C_d = C_d(\gamma, Re_*)$:

$$C_d = 1 - \left(\frac{r_c}{r_*}\right)^{0.25} \frac{0.97 + 0.86\gamma}{\sqrt{Re_*}}, \quad (2)$$

где $0 < r_c/r_* < 2$, $50 < Re_* < 10^5$, r_c — радиус кривизны профиля в критическом сечении сопла; r_* — радиус критического сечения сопла; Re_* — число Рейнольдса в критическом сечении сопла.

В работе [10] коэффициент расхода представлен

в виде аппроксимации

$$C_d = 0.998 - 2\delta_*/r_*, \quad (3)$$

где δ_* — толщина вытеснения.

Для реального сопла коэффициент C_v определяется соотношением [15]

$$C_v = \frac{(1 - T_e/T_0)^{0.5}}{\sqrt{k/(k + 2\gamma)}}, \quad (4)$$

а при адиабатическом режиме истечения

$$C_v = \sqrt{1 + \frac{2}{\gamma}(C_d - 1)}. \quad (5)$$

Измеренные и расчетные значения и зависимости C_d и T_e/T_0 от $10^{-1} \leq Re_* \leq 10^6$ при $\gamma = 1.4$ приведены на рис. 1. Приведенные данные охватывают широкий диапазон параметров и условий истечения газа из сопел, могут быть использованы для оценок значений коэффициентов C_d и C_v .

В тех случаях, когда характеристики реальных сопел — коэффициенты C_d и C_v неизвестны — параметры струи могут быть определены с применением второй модели

$$\frac{\rho(r, \theta)}{\rho_0} = \left(\frac{\gamma+1}{2}\right) \left(1 + \frac{k}{2\gamma}\right)^{-\frac{1}{\gamma-1}} \left[\left(1 + \frac{k}{2\gamma}\right) - \gamma^{-1}\right] \times \left(\frac{r}{r_e}\right)^{-2} (\cos\theta)^{\beta_2} \left[1 - m_{z2} \left(1 - \frac{2 + \beta_*}{2 + \beta_2} \left(\cos\frac{\theta}{2}\right)^{\beta_*} / (\cos\theta)^{\beta_2}\right)\right], \quad (6)$$

где

$$\beta_2 = 1.249e^{0.418M_e}, \quad m_{z2} = \frac{1}{\xi} \left(1 - \frac{C_F}{C_{F\max}}\right),$$

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

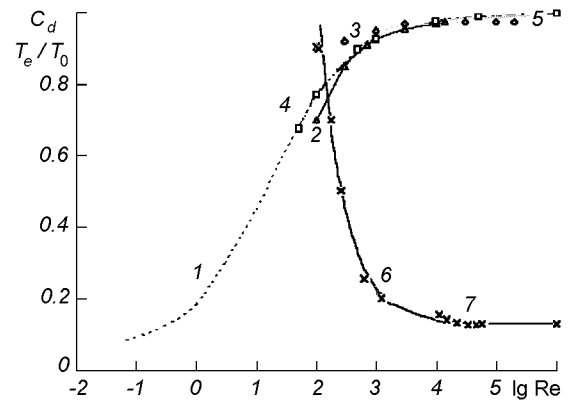


Рис. 1. Зависимости C_d и T_e/T_0 от числа Рейнольдса: 1 — усредненные данные эксперимента [8]; 2 — данные [12]; 3 — расчетные значения [11]; 4 — аппроксимация (2) при $r_c/r_* = 1.5$; 5 — аппроксимация (3) по данным [6]; 6 — значения [12]; 7 — данные [6] для конического сопла $\theta_e = 15^\circ$ со степенью расширения $A_e/A_* = 100$ (гидразин при температуре торможения $T_0 = 1100$ К, $\gamma = 1.37$)

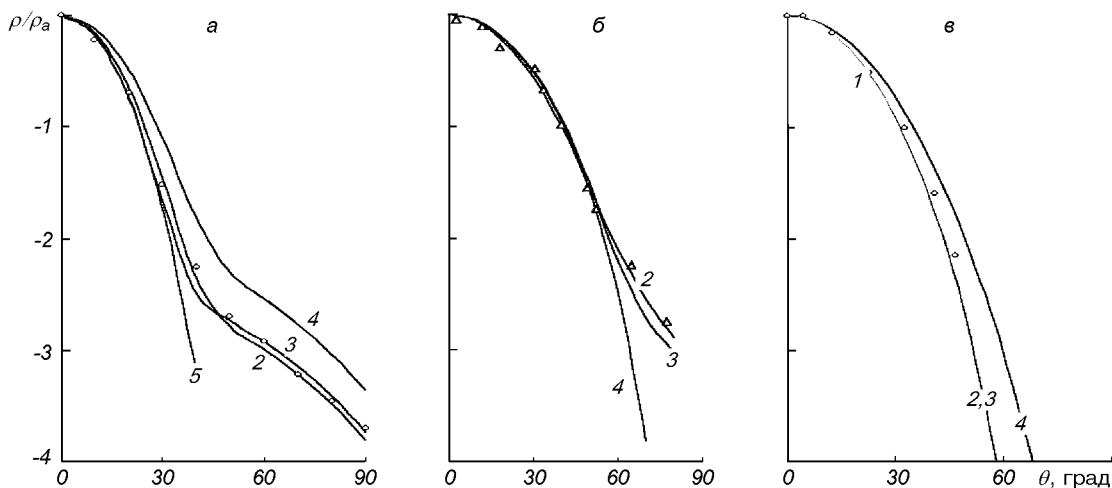


Рис. 2. Угловые распределения плотности ρ/ρ_a при истечении сверхзвуковой струи газа из реального сопла в вакуум

$$\zeta = 63.1\sqrt{\gamma(\gamma - 1)/M_e} - 13.7.$$

Корректность моделей (1) и (6) иллюстрируют данные рис. 2, где представлены угловые распределения плотности $\rho(r, \theta)/\rho(r, 0) = \rho/\rho_a$ при истечении сверхзвуковой струи газа из реального сопла в вакуум. На рис. 2, а показаны распределения плотности в сечении струи $r/r_e = 70$ для $M_e = 6.9$; $\theta_e = 15^\circ$ и $\gamma = 1.4$. Кривая 1 (точки) соответствует численному решению задачи методом характеристик из [9]; 2 — значения, вычисленные по соотношению (1) при $C_d = 0.989$ и $C_v = 0.981$. Значения C_d и C_v определены для условий истечения гидразина из конического сопла $\theta_e = 15^\circ$; $A_e/A_* = 100$ при $T_0 = 1100$ К и $Re_* = 5.9 \cdot 10^4$ в работах [6, 15]. Кривая 3 — модель (6), 4 — данные работы [9], 5 — распределения, соответствующие идеальному истечению — аппроксимация (6) при $m_z = 0$.

Угловые распределения нормированной плотности в сверхзвуковой струе, истекающей в вакуум при $M_e = 4.5$; $\theta_e = 15^\circ$, $\gamma = 1.4$ и $r/r_e > 10$ показаны на рис. 2, б. Точки 1 характеризуют экспериментальные данные [1], кривая 2 — модель (1), 3 — аппроксимация (6), 4 — невязкое приближение (6) (невязкое истечение при $m_z = 0$).

Сравнение численных данных для невязкого истечения — решения задачи методом характеристик [2] при $M_e = 5.0$; $\gamma = 1.4$; $\theta = 15^\circ$; $r/r_e = 78$ (рис. 2, в) с результатами расчетов с помощью аппроксимации (1) и (6) подтверждает корректность предложенных моделей для угловых распределений плотности газа и в случае идеального истечения. Кривая 1 (точки) рис. 2, в — метод характеристик [2], 2 — модель (6) при $m_z = 0$, 3 — модель невязкого истечения [13]:

$$\frac{\rho(r, \theta)}{\rho_0} = 0.5k \left(1 + \frac{k}{2\gamma}\right)^{-\frac{1}{\gamma-1}} \left(\frac{r}{r_e}\right)^{-2} (\cos\theta)^k, \quad (7)$$

4 — модель [9] при $m_z = 0$.

Расчетные значения распределений плотности для предложенных моделей (1), (6) точнее соответствуют результатам численного (метод характеристик) и физического экспериментов, чем модель [9]. Это иллюстрируют не только данные рис. 2 для угловых, но и рис. 3 — для осевых распределений. На рис. 3, а кривая 1 (точки) представляет результаты численного решения задачи методом характеристик для вязкого истечения при $M_e = 6.9$; $\theta = 15^\circ$; $\gamma = 1.4$; 2 — формула (1); 3 — аппроксимация (6), 4 — модель [9] при $m_z = 0.07$. Аналогичные данные для случая невязкого истечения при $M_e = 5.0$; $\gamma = 1.4$; $\theta = 15^\circ$; $r/r_e = 78$ иллюстрируют кривые рис. 3, б. Кривая 1 — решение задачи методом характеристик из [2], 2 — модель (6) при $m_z = 0$; 3 — аппроксимация (7). Нетрудно заметить (кривые 5 рис. 2, а и 4 рис. 2, б), что эффекты вязкости при сверхзвуковом истечении газа в вакуум проявляются в периферийной части струи для $\theta > 40^\circ$ при $\rho/\rho_a < 10^{-2}$. В приосевой зоне ($\theta \leq 40^\circ$) решения для вязкого и невязкого случаев истечения практически совпадают. Последнее обстоятельство позволяет для осевого распределения чисел Маха использовать соотношение:

$$\frac{M(X)}{M_e} = \sqrt{\frac{2\gamma}{k}} \left\{ \left[\frac{\gamma+1}{2\gamma} \left(1 + \frac{k}{2\gamma}\right)^{-\frac{1}{\gamma-1}} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left[\gamma \left(1 + \frac{k}{2\gamma}\right) - 1 \right] \left(\frac{X}{r_e}\right)^{-2} \right]^{1-\gamma} - 1 \right\}^{0.5} \quad (8)$$

Расчетные значения $M(x)/M_e$ по формуле (8) для $M_e = 5.0$; $\gamma = 1.4$ соответствуют численному реше-

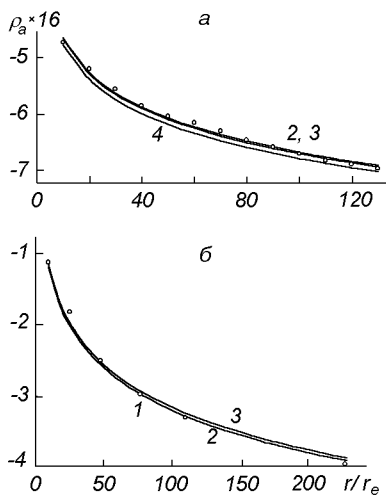


Рис. 3. Распределение плотности на оси сверхзвуковой струи, истекающей в вакуум

нию методом характеристик [2] не хуже, чем продольные распределения плотности ρ_a — кривые 1, 2 на рис. 3, б ($r = X$ при $\theta = 0^\circ$).

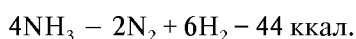
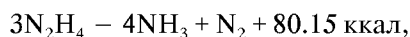
При истечении газа в вакуум режим течения в струе изменяется от сплошного до свободномолекулярного. Граница сплошности течения в приосевой зоне с учетом изложенного может быть определена по формуле [3]:

$$\left(\frac{R}{r_e}\right)^{1+N} = \frac{2r_e}{l_0} \left(\frac{\gamma-1}{\pi\gamma}\right)^{0.5} \left(0.5k \frac{\rho_e}{\rho_0} (\cos\theta)^k\right)^{1+N/2}, \quad (9)$$

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 формуле зависимости вязкости от температуры.

С учетом соотношения (9) представленные приближенные модели позволяют прогнозировать поле течения, пространственное распределение плотности газа и чисел Маха в дальнем поле сверхзвуковой струи при вязком и невязком истечении из реального сопла в вакуум с точностью, соответствующей численному решению задачи методом характеристик.

Химический состав продуктов выхлопа ЭРД, работающих на гидразине или аммиаке, определяют основные химические реакции [16]



При температуре $T_0 = 1600$ К основными продуктами выхлопа являются азот и водород. Это подтверждают результаты экспериментальных исследований, проведенных в ИТМ — масс-спектрограммы и зависимость химического состава струи NH_3

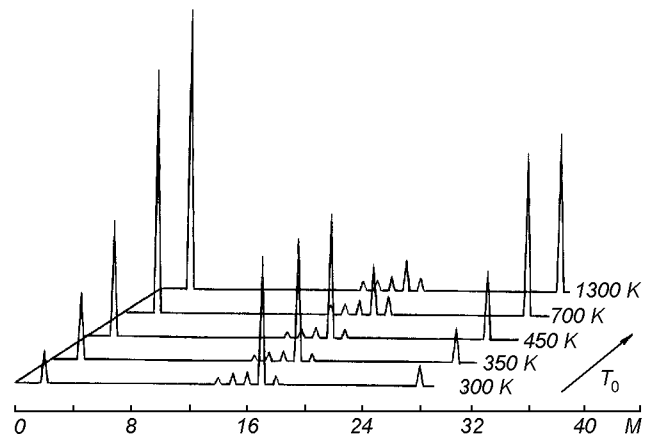


Рис. 4. Масс-спектрограммы и зависимость химического состава струи NH_3 от температуры

при истечении в вакуум от температуры T_0 перед соплом микродвигателя (рис. 4).

Кроме аммиачных или гидразиновых в системе коррекции орбиты и управления КА используются стационарные плазменные двигатели (СПД) на Хе.

Пространственное распределение плотности ионного тока в плазменной струе СПД приближенно может быть представлено в виде

$$J_i = J_{0i}f(r) \approx eN_0U_\infty f(r, \theta), \quad (10)$$

где N_0 — концентрация заряженных частиц на срезе двигателя, U_∞ — скорость истечения, e — заряд иона,

$$f(r, \theta) = \frac{1}{2r^2} \times \left\{ (\cos\theta)^{12} + 0.91 \left[1 - \left(\sin \frac{\theta}{2} \right)^{0.09} \right] \left[\sin \left(\theta + \frac{\pi}{6} \right) \right]^3 \right\} \times \left[(1.1 - 0.1r) + 2 \cdot 10^{-3} r^2 (r - 9) \right] \cdot 10^{-[2+0.09(\sin\theta)^{0.8}]}. \quad (11)$$

Функция (10), аппроксимирующая экспериментальные данные [4] при $N_0 \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$, напряжении разряда 200—300 В, температуре электронов $T_e \approx 2.3$ эВ и скорости истечения ионов ксенона $U_\infty \approx 17$ км/с, применима, по-видимому, и для других режимов работы СПД.

Точность аппроксимации распределения плотности ионного тока в плазменной струе СПД иллюстрируют данные рис. 5: расчетные — функция $f(r)$, экспериментальные — значения j_i/j_{0i} [4]. Кривые 2, 4 — расчетные; 1, 3 — экспериментальные значения. Рис. 5, а и б — угловые и осевые распределения соответственно. Погрешность аппроксимации не превосходит 3 %.

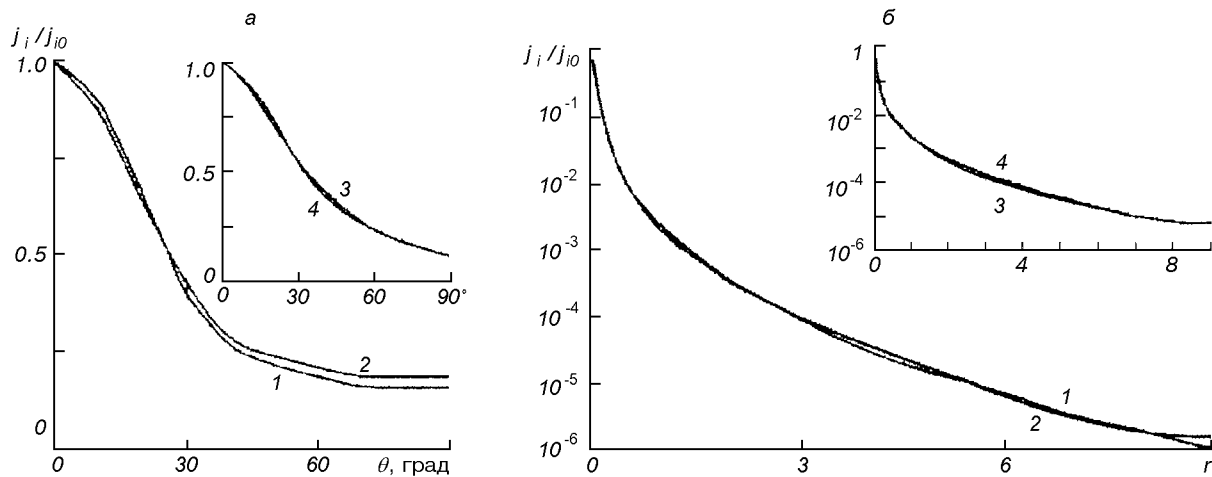


Рис. 5. Распределения нормированной плотности ионного тока. а: 1, 2 — $j_i/j_{i0} = 2 \cdot 10^{-3}$, 3, 4 — $j_i/j_{i0} = 1 \cdot 10^{-3}$; 1, 3 — эксперимент [4]; 2, 4 — расчет; б: 1, 2 — $\theta = 0^\circ$; 3, 4 — $\theta = 20^\circ$; 1, 3 — эксперимент [4]; 2, 4 — расчет

Приведенные модели позволяют с точностью, адекватной реальной физической ситуации, определять структуру, пространственное распределение плазмогодинамических параметров, потоки на внешние поверхности, динамическое (силовое и тепловое) воздействие струй, продуктов выхлопа ЭРД на и элементы конструкций и системы КА.

взаимодействия выхлопной струи с элементами конструкций орбитального летательного аппарата // *Аэрокосмическая техника*.—1987.—№ 8.—С. 118—126.

1. Сверхзвуковые неизобарические струи газа / В. С. Авдученский, Э. А. Ашратов и др. — М.: Машиностроение, 1985.— 248 с.
2. Сверхзвуковые струи идеального газа / Г. И. Аверенкова, Э. А. Ашратов, Т. Г. Волоконская и др.: В 2-х ч. — М.: Изд-во МГУ, 1970—1971.—714 с.
3. Антохин В. М., Балашов Ю. П., Герасим Ю. И. и др. Исследование на модели обтекания космического корабля «Аполлон» // *МЖГ*.—1977.—№ 3.—С. 124—133.
4. Асхабов С. Н., Бургасов М. П., Веселовзоров А. Н. и др. Исследование струи стационарного плазменного ускорителя с замкнутым дрейфом электронов (УЗДП) // *Физика плазмы*.—1981.—7, № 1.—С. 225—230.
5. Кулква Н. М., Хосэк Г. А. Коэффициент расхода сверхзвукового сопла при малых числах Рейнольдса // *Ракетная техника и космонавтика*.—1971.—9, № 9.—С. 267—270.
6. Кушида Р., Хэрмел Дж., Апфель С., Зидович М. Характеристики сопла с высокой степенью расширения для ракетного двигателя малой тяги // *Аэрокосмическая техника*.—1988.—№ 2.—С. 42—48.
7. Лукьянов Г. А. Сверхзвуковые струи плазмы. — Л.: Машиностроение, 1985.—264 с.
8. Массье П. Ф., Бэк И. Ш., Ноэльм Б., Сахели Ф. Влияние вязкости на коэффициент расхода сверхзвукового сопла // *Ракетная техника и космонавтика*.—1970.—8, № 3.—С. 268—270.
9. Мейер Э., Хэрмел Дж., Роджерс А. В. Потеря тяги за счет

10. Миллиган М. У. Характеристики сопла при режиме течения переходном от сплошной среды к свободномолекулярной // *Ракетная техника и космонавтика*.—1964.—2, № 6.—С. 146—152.
11. Рей В. Некоторые результаты численных расчетов вязких течений разреженного газа в соплах в приближении узкого канала // *Ракетная техника и космонавтика*.—1971.—№ 5.—С. 52—62.
12. Розе Д. Исследование вязких потоков в сверхзвуковых соплах с помощью электронного пучка // *Ракетная техника и космонавтика*.—1971.—№ 5.—С. 43—51.
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. Стасенко А. Л. Критерии для определения сплошного течения в свободно расширяющейся струе // *Инженерно-физический журн.*—1969.—16, № 1.—С. 9—14.
15. Эммонс Х. Основы газовой динамики. — М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1964.—702 с.
16. Dettleff G., Doetcher R.-D., Dankert C., et al. Attitude control thruster plume flow modelling and experiments // *J. Spacecraft and Rockets*.—1986.—23, N 5.—P. 477—481.

APPROXIMATE MODELS OF PLUME FLOWS FROM ELECTRIC PROPULSION ENGINES OF SPACECRAFT

V. A. Shuvalov, O. A. Levkovich, and G. S. Kochubey

Approximate models of plume flows from thrusters are formulated. The model, distributions of gasdynamic parameters are adequate to numerical simulations by the method of characteristics and the results of physical experiments.