

КАЛИБРОВКА КОНИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ СТРУИ СТАЦИОНАРНОГО ПЛАЗМЕННОГО ДВИГАТЕЛЯ ПО ИНТЕГРАЛЬНЫМ ПАРАМЕТРАМ ДВИГАТЕЛЯ

Надирадзе А.Б.* , Фролова Ю.Л.** , Зуев Ю.В.***

*Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет),
МАИ, Волоколамское шоссе, 4, Москва, 125993, Россия*

** e-mail: nadiradze@mai.ru*

*** e-mail: ylfrolova@yandex.ru*

**** e-mail: yuri_zuev@bk.ru*

Статья поступила в редакцию 31.07.2019

Проведен анализ возможных причин расхождения параметров струи, измеренных в лабораторных условиях и реализуемых в космосе, на основе применения многофракционной конической модели струи стационарного плазменного двигателя. Рассмотрены три возможных способа калибровки модели струи по интегральным параметрам двигателя: по разрядному току, по расходу и по тяге двигателя; исследовано влияние условий проведения измерений на интегральные параметры струи. Отмечено, что добиться полного соответствия параметров таким путем не представляется возможным, поскольку имеет место эффект «развала» струи, обусловленный взаимодействием ускоренных ионов с нейтральными частицами. Для получения более высокой точности модели струи необходимо учитывать указанные факторы и использовать более сложные методы коррекции.

Ключевые слова: электроракетный двигатель, плазменная струя, коническая модель, калибровка модели, зондовые измерения, давление остаточного газа.

Введение

Как известно [1], стационарные плазменные двигатели (СПД) успешно применяются для управления движением космических аппаратов (КА). Однако при использовании СПД возникает ряд проблем, связанных с интенсивным взаимодействием плазменной струи двигателя с элементами конструкции КА [2]. В связи с этим одной из важнейших задач применения СПД в космосе является обеспечение совместимости СПД с элементами КА и минимизация отрицательных последствий воздействия СПД на КА.

Очевидно, что решение этой задачи невозможно без детального исследования и построения модели струи СПД, обеспечивающей достаточно высокую точность расчетов. Так как испытания двигателя в условиях космического пространства очень дорогостоящие и были проведены всего один раз [3], в настоящее время наиболее точными и достоверными принято считать модели струй, построенные по результатам зондовых измерений в лабораторных условиях. Однако из-за малой точно-

сти зондовых измерений и влияния условий эксперимента значения интегральных параметров струи, таких как ионный ток, массовый расход ионов и осевая тяга, могут существенно отличаться от соответствующих значений интегральных параметров двигателя [4]. В некоторых случаях расхождение может достигать 10—20%, что, естественно, будет негативно сказываться на точности расчетов и принимаемых на их основе решениях.

Одним из простейших способов повышения точности модели струи является ее калибровка по интегральным параметрам двигателя. Исследования в этом направлении ведутся уже давно. Например, в работе [5] был проведен детальный анализ влияния параметров вакуумной камеры и условий эксперимента на результаты измерений параметров струи; в [6], помимо анализа динамики распространения ионов струи в вакуумной камере, были рассмотрены некоторые основные способы коррекции модели струи; в [7] — результаты исследования интегральных характеристик лабораторных моделей СПД. Однако до сих пор остается откры-

тым вопрос о степени соответствия результатов измерений параметров струи, выполненных в условиях вакуумной камеры, фактическим параметрам струи, реализуемыми в космосе (см., например, [8]).

В данной статье делаются некоторые шаги в этом направлении, а именно проведен анализ возможных причин расхождения параметров струи, измеренных в лабораторных условиях и реализуемых в космосе; рассмотрено три возможных способа калибровки модели струи: по разрядному току, по расходу и по тяге двигателя; исследовано влияние условий проведения измерений на интегральные параметры струи; намечены пути дальнейших исследований.

1. Многофракционная коническая модель струи СПД

Многофракционная коническая модель струи СПД была впервые предложена в [9] применительно к задачам инженерного анализа воздействия струй СПД на элементы конструкции КА. При построении этой модели принимается, что частицы струи движутся бесстолкновительно вдоль лучей от центра выходного сечения СПД; обмен энергией, массой и зарядом между частицами отсутствует. Все частицы струи разделены на моноэнергетические фракции. Каждая фракция характеризуется массой иона m_f , зарядом q_f и средней скоростью частиц

$$\bar{v}_f = \frac{1}{2}(v_f + v_{f+1}), \quad (1)$$

где f – индекс фракции, $f = 0, \dots, M-1$ (M – количество фракций).

Пространственное распределение частиц каждой фракции задается моделью точечного источника:

$$n_f(r, \varphi) = n_{0,f}(\varphi) \cdot \left(\frac{r_0}{r}\right)^2, \quad (2)$$

где $n_f(r, \varphi)$ – концентрация частиц f -й фракции в точке (r, φ) , м^{-3} ; r – расстояние от источника до точки струи вдоль луча r , наклоненного под углом φ к оси струи, м; r_0 – радиус источника, м; $n_{0,f}(\varphi)$ – начальная концентрация частиц на расстоянии $r = r_0$ вдоль луча r , м^{-3} .

Значения начальной концентрации $n_{0,f}(\varphi)$ рассчитываются по функции распределения ионов по скоростям $f(v, \varphi)$:

$$n_{0,f}(\varphi) = n_0(\varphi) \int_{v_f}^{v_{f+1}} f(v, \varphi) dv, \quad (3)$$

где $n_0(\varphi)$ – полная концентрация ионов,

и задаются в табличной форме для нескольких фиксированных значений $\varphi = \varphi_0, \dots, \varphi_{N-1}$ (N – количество точек по углу); между φ_k и φ_{k+1} значения $n_{0,f}(\varphi)$ рассчитываются методом линейной интерполяции.

Данная модель применима на расстоянии $r \geq (5 \div 10) \cdot r_0$ от источника, где геометрическая форма источника перестает влиять на параметры струи. На очень большом расстоянии форма струи может отличаться от конической (происходит нарушение закона r^{-2}) в силу особенностей ее распространения в вакууме [10].

Для построения конической модели струи обычно используют результаты измерений плотности тока и энергетических спектров ионов, полученные с помощью многосеточных зондов – энергоанализаторов [6, 11–13]. При проведении измерений зонды устанавливаются на одинаковом расстоянии R от источника под разными углами к оси струи. Изменяя величину задерживающего потенциала на управляющей сетке зонда, получают так называемую тормозную характеристику, которая характеризует функцию распределения ионов по скоростям:

$$J_{d,k}(v) = S_{eff} \cdot j(\varphi_k) \int_v^{\infty} f(v, \varphi_k) dU, \quad (4)$$

где $J_{d,k}$ – ток коллектора k -го зонда; $j(\varphi_k)$ – плотность ионного тока в точке установки зонда; U – задерживающий потенциал; S_{eff} – эффективная площадь зонда; v – скорость частиц:

$$v = \sqrt{2U \frac{q}{m}}, \quad (5)$$

где q – заряд ионов, m – масса ионов.

Поскольку энергоанализатор не позволяет разделить частицы разного заряда и массы, вместо распределения по скоростям в (4) лучше использовать распределение по величине задерживающего потенциала:

$$J_{d,k}(U) = S_{eff} \cdot j(\varphi_k) \int_U^{\infty} f(U, \varphi_k) dU. \quad (6)$$

В этом случае неопределенность в величине q/m , возникающая при наличии в струе частиц разной массы и заряда, пропадает. По тем же соображениям, разбиение частиц на фракции производится по величине задерживающего потенциала U . При этом плотность ионного тока в точке установки зонда

$$j(\varphi_k) = \frac{J_{d,k}(0)}{S_{eff}}, \quad (7)$$

а плотность тока частиц f -й фракции

$$j_f(\varphi_k) = \frac{J_{d,k}(U_{f+1}) - J_{d,k}(U_f)}{S_{eff}} \quad (8a)$$

или

$$j_f(\varphi_k) = j(\varphi_k) \frac{J_{d,k}(U_{f+1}) - J_{d,k}(U_f)}{J_{d,k}(0)}, \quad (8b)$$

где U_f, U_{f+1} – граничные значения задерживающего потенциала для частиц f -й фракции.

Будем считать, что все ионы струи имеют одинаковую массу m (для подавляющего большинства двигателей это условие выполняется). Тогда для определения скорости и концентрации ионов каждой фракции достаточно задать ее зарядовый состав. Зарядовый состав может изменяться в зависимости от угла вылета частиц φ , но, учитывая большую неопределенность и относительно небольшое влияние этого параметра на параметры струи, примем, что зарядовый состав не зависит от φ . Тогда плотность тока частиц i -й зарядовой компоненты f -й фракции будет определяться соотношением:

$$j_{f,i} = \mu_i \cdot j_f, \quad (9)$$

где μ_i – доля частиц i -й зарядовой компоненты,

имеющей заряд $q_i = i \cdot e$, причем $\sum_{i=1}^{i=L} \mu_i = 1$ (L – количество зарядовых компонент).

С учетом наличия многозарядных ионов, средняя скорость и концентрация частиц i -й зарядовой компоненты f -й фракции будут определяться соотношениями:

$$v_{f,i} = \sqrt{(U_f + U_{f+1}) \frac{q_i}{m}}; \quad (10)$$

$$n_{f,i} = \frac{j_{f,i}}{v_{f,i} q_i}. \quad (11)$$

Таким образом, соотношения (7)–(11) полностью определяют параметры фракций струи по результатам зондовых измерений $J_{d,k}(U)$ при заданной эффективной площади зонда S_{eff} и зарядовому составу струи $(\mu_i)^L$.

Очевидно, что при таком построении модели струи ее точность определяется, в основном, точностью измерений. Однако, как отмечалось во введении, точность измерения параметров струи в вакуумных камерах невысока, что и приводит к существенному расхождению интегральных параметров струи и двигателя. Основными причинами этих расхождений являются:

- неточность определения S_{eff} ;
- влияние зарядового состава струи $(\mu_i)^L$;
- влияние остаточного газа вакуумной камеры на процессы распространения и формирования плазменной струи;
- погрешности измерения $J_{d,k}(U)$ и большая зашумленность результатов зондовых измерений (особенно в периферийной зоне);
- погрешность численного дифференцирования тормозных характеристик при определении величины $j_f(\varphi_k)$.

Чтобы нивелировать перечисленные выше факторы и свести к минимуму возникающие из-за них ошибки, предлагается рассмотреть различные способы калибровки модели струи по интегральным параметрам двигателя, которые известны с достаточно высокой точностью. К таким параметрам относятся тяга P , массовый расход \dot{m} и разрядный ток I_d .

2. Калибровка по разрядному току

Разрядный ток – это один из тех параметров, который измеряется с наибольшей точностью. Однако в силу физических процессов, протекающих в двигателе, только часть разрядного тока преобразуется в ионный ток струи [15]:

$$I_i = \eta_I \cdot I_d, \quad (12)$$

где I_d – разрядный ток; I_i – полный ионный ток струи; η_I – коэффициент использования тока разряда [18].

Величина $(1 - \eta_I)$ – это та доля электронов, которая неэффективно расходуется в процессах ре-

комбинации на стенках разрядной камеры. При условии оптимальности параметров двигателя коэффициент η_I достаточно консервативен и изменяется в пределах 0,75...0,95 в зависимости от типа-размера и режима работы двигателя.

С другой стороны, полный ионный ток струи

$$I_i = 2\pi R^2 \int_{\varphi} j(\varphi) \sin(\varphi) d\varphi. \quad (13)$$

Поскольку I_i не зависит от зарядового состава струи, он может быть приближенно вычислен по формуле:

$$I_i = 2\pi R^2 \sum_{f=0}^{f=M-1} \sum_{j=0}^{j=N-2} j_{f,j} \sin(\bar{\varphi}_j) \Delta\varphi_j, \quad (14)$$

где $j_{f,j} = \frac{j_f(\varphi_j) + j_f(\varphi_{j+1})}{2}$ – средняя плотность

ионного тока; $\bar{\varphi}_j = \varphi_j + \frac{\Delta\varphi_j}{2}$ – средний угол;

$\Delta\varphi_j = \varphi_{j+1} - \varphi_j$ – ширина интервала ($j, j+1$) по углу отклонения φ .

Из (7), (14) следует, что основными источниками погрешности определения I_i являются величина эффективной площади зонда S_{eff} , которая зависит от множества геометрических и физических параметров, и ослабление плотности потока ускоренных ионов за счет процессов перезарядки. Для учета этих факторов вводится поправочный коэффициент K_p , который связывает измеренное значение плотности тока $j(\varphi)$ и его фактическое значение $j_*(\varphi)$:

$$j_*(\varphi) = K_p \cdot j(\varphi). \quad (15)$$

Тогда, задавшись величиной η_I , для коэффициента K_p можно записать:

$$K_p = \frac{\eta_I I_d}{I_i}, \quad (16)$$

где I_d – полный ионный ток струи, рассчитанный по формуле (14).

Отметим, что в работе [16] калибровка модели струи является побочным продуктом процедуры определения параметров двигателя.

3. Калибровка по массовому расходу

Суммарный массовый расход рабочего тела \dot{m}_Σ складывается из расхода через анод \dot{m}_a и расхода через катод \dot{m}_c :

$$\dot{m}_\Sigma = \dot{m}_a + \dot{m}_c. \quad (17)$$

Катодная часть расхода обычно составляет 10% анодного расхода и практически не участвует в создании ионного тока и тяги; ионизируется и ускоряется только анодная часть расхода. Причем, поскольку ионизация является неполной, только часть частиц рабочего тела, проходящего через анод, участвует в формировании струи. Таким образом, расход ионизированных частиц струи может быть рассчитан по формуле:

$$\dot{m}_i = \gamma \cdot \dot{m}_a, \quad (18)$$

где γ – коэффициент ионизации рабочего тела ($\gamma = 0,85...0,95$).

С другой стороны, массовый расход ионизированных частиц

$$\dot{m}_i = 2\pi R^2 \int_{\varphi} m \cdot (nv) \cdot \sin(\varphi) d\varphi. \quad (19)$$

Тогда, с учетом (8) и (10), для массового расхода ионов можно записать:

$$\dot{m}_i = 2\pi R^2 \times \sum_{f=0}^{f=M-1} \sum_{j=0}^{j=N-2} \left[m \cdot j_{f,j} \cdot \sum_{i=1}^{i=L} \frac{\mu_i}{q_i} \right] \sin(\bar{\varphi}_j) \Delta\varphi_j. \quad (20)$$

Введя поправочный коэффициент, учитывающий наличие в струе многозарядных ионов:

$$\mu_* = \sum_{i=1}^{i=L} \frac{\mu_i}{q_i}, \quad (21)$$

для расхода запишем:

$$\dot{m}_i = 2\pi R^2 \frac{m}{e} \mu_* \sum_{f=0}^{f=M-1} \sum_{j=0}^{j=N-2} j_{f,j} S_f(\bar{\varphi}_j) \sin(\bar{\varphi}_j) \Delta\varphi_j \quad (22)$$

или, с учетом (14),

$$\dot{m}_i = \frac{m}{e} \mu_* I_i. \quad (23)$$

Таким образом, связь между расходом ионов и полным ионным током струи задается зарядовым составом струи, который выражается коэффициентом μ_* .

Задавшись значением коэффициента γ и приравняв (18) и (23), для μ_* получим:

$$\mu_* = \frac{\gamma \cdot \dot{m}_a \cdot e}{I_i \cdot m}, \quad (24)$$

где в качестве I_i может использоваться скорректированное значение полного ионного тока струи, вычисленное по (14).

Теперь, зная μ_* , можно определить зарядовый состав струи. Например, при $L = 2$ (одно и двухзарядные ионы) получаем:

$$\mu_1 = 2\mu_* - 1; \quad (25a)$$

$$\mu_2 = 1 - \mu_1. \quad (25b)$$

Следует отметить, что при содержании в струе 10% двухзарядных ионов ($\mu_* = 0,95$) несоответствие между расходом и током, обусловленное наличием двухзарядных ионов, составляет около 5%.

4. Калибровка по тяге

Калибровка по тяге предполагает, что измеренное значение тяги двигателя равно осевому импульсу струи, который определяется соотношением:

$$P = 2\pi R^2 \int_{\varphi} (nv)(mv) \cos(\varphi) \sin(\varphi) d\varphi. \quad (26)$$

С использованием (9), (10) соотношение (26) может быть записано в виде:

$$P = 2\pi R^2 \sum_{f=0}^{f=M-1} \sum_{j=0}^{j=N-2} \left[m \cdot j_{f,j} \cdot \sum_{i=1}^{i=L} \frac{\mu_i}{q_i} v_{f,i} \right] \times \cos(\bar{\varphi}_j) \sin(\bar{\varphi}_j) \Delta\varphi_j. \quad (27)$$

В простейшем случае для калибровки по тяге в формулу (27) вводится поправочный множитель

$$K_P = \frac{P_{\text{эксп}}}{P_{\text{мод}}}, \quad (28)$$

где $P_{\text{эксп}}$ и $P_{\text{мод}}$ — измеренное и модельное значение тяги, которое позволяет получить полное соответствие по тяге. Однако по ионному току и расходу ионов совпадение будет нарушено.

5. Учет процессов взаимодействия частиц струи с фоновым газом

Чтобы получить совпадение по всем трем параметрам (т.е. по ионному току, расходу и тяге), необходимо скорректировать угловое распределение частиц всех энергетических фракций. Сделать это можно только путем учета процессов взаимодействия ускоренных ионов струи с фоновым газом вакуумной камеры.

Наиболее вероятными являются процессы перезарядки ионов струи на нейтральных частицах. В результате перезарядки происходит уменьшение потока ионов и, соответственно, снижение интегрального ионного тока. В первом приближении ослабление ионного тока можно оценить по концентрации нейтральных частиц n_a в вакуумной камере и сечению перезарядки $\sigma_{\text{сех}}$:

$$\frac{I}{I_0} = \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right), \quad (29)$$

где $\frac{I}{I_0}$ — ослабление ионного тока на расстоянии r ;

$\lambda = \frac{1}{n_a \sigma_{\text{сех}}}$ — длина свободного пробега ионов в среде нейтральных частиц [13].

Согласно [14] сечение резонансной перезарядки ионов ксенона (рабочее тело современных ЭРД) задается соотношением:

$$\sigma_{\text{сех}} = \{A - B \cdot \lg(E_i)\} \cdot 10^{-20}, \text{ м}^2, \quad (30)$$

где E_i — энергия первичного иона (эВ), $A = 87,3 \pm 0,9$; $B = 13,6 \pm 0,6$.

При скорости ионов около 15 км/с сечение перезарядки $\sigma_{\text{сех}} = 5,8 \cdot 10^{-19} \text{ м}^2$ и увеличивается по мере уменьшения скорости. Соответствующая этому значению зависимость ослабления ионного тока от давления в вакуумной камере на различных расстояниях от двигателя приведена на рис. 1.

Обычно измерения параметров струи проводятся на расстоянии 1 м от двигателя, а давление в камере — около $2 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. В этом случае ослабление ионного тока составляет 0,7, т.е. около 30% ионов претерпевают столкновения с нейтральными частицами на пути от источника до зонда. При увеличении давления до $5 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. уже 60% ионов не смогут достигнуть зонда. Приемлемое ослабление (не более 5%) достигается при давлении в камере не более $2 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. Поскольку получить такую степень разряжения в настоящее время затруднительно (особенно при

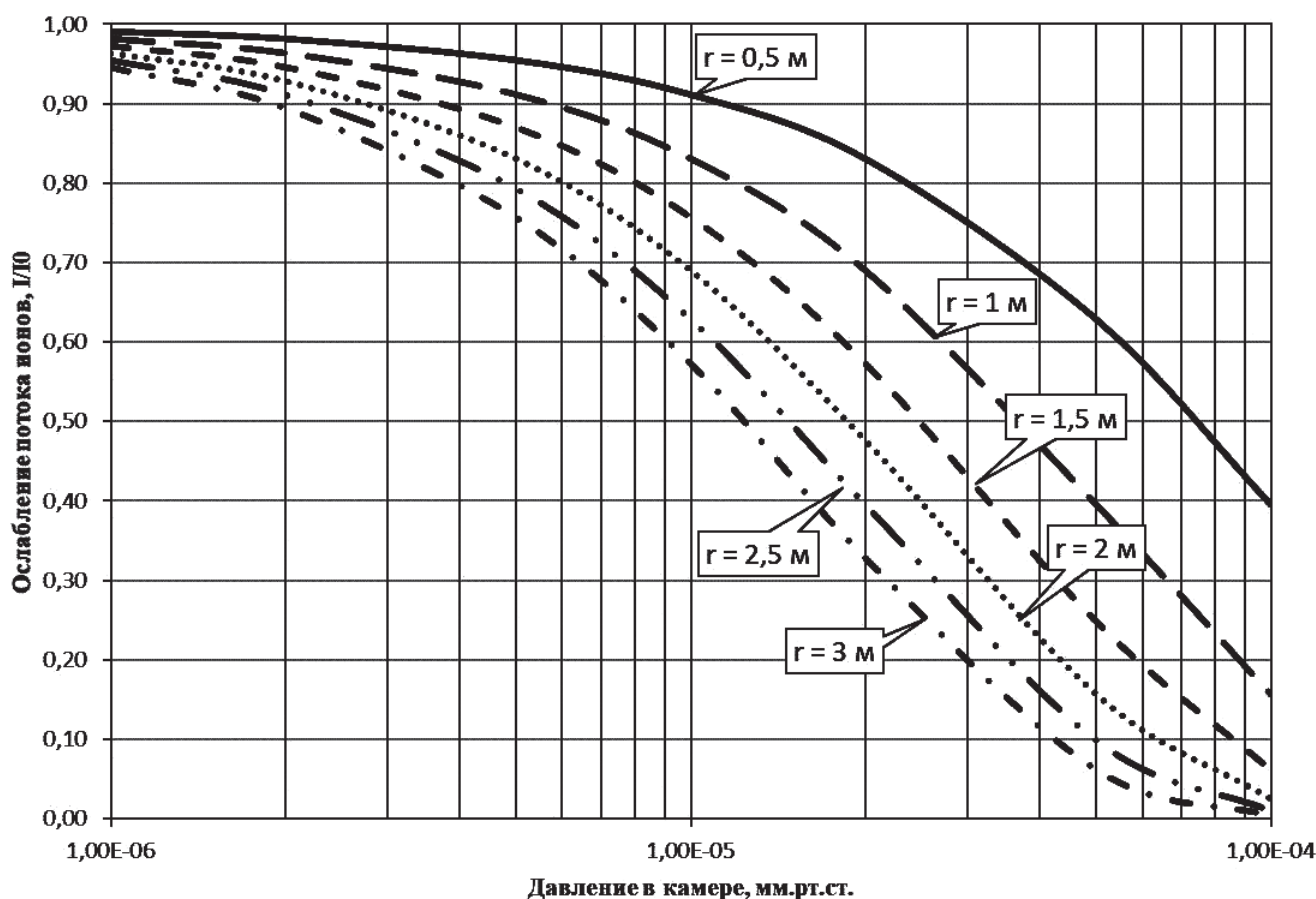


Рис. 1. Зависимость ослабления ионного тока от давления в вакуумной камере за счет процессов перезарядки

испытаниях мощных ЭРД с большим расходом), ослабление потока необходимо учитывать аналитическими методами.

Помимо перезарядки, возможно и упругое рассеяние ионов. Но поскольку сечение упругих столкновений существенно меньше сечения перезарядки, роль данного фактора менее значима.

Согласно [17] сечение упругих столкновений ксенона равно:

$$\sigma_{el} = \frac{k}{v}, \quad (31)$$

где коэффициент $k = 6,42 \cdot 10^{-16}$. При скорости ионов около 15 км/с сечение перезарядки $\sigma_{el} = 4,3 \cdot 10^{-20}$ м² и увеличивается обратно пропорционально скорости ионов. Соответствующая этому значению зависимость ослабления ионного тока от давления в вакуумной камере на различных расстояниях от источника приведена на рис. 2.

Как видно из рисунка, упругое рассеяние при давлении $2 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. ослабляет ионный ток всего на 3—5%, что можно было бы считать несущественным. Однако надо учитывать, что ионы,

рассеянные в ядре струи, могут попадать в периферийную зону и создавать там дополнительные потоки ионов, соизмеримые с потоками первичных ионов от двигателя или даже больше их. В связи с этим учет упруго рассеянных ионов не менее важен, чем учет ионов перезарядки (особенно для периферийных зон струи).

Отдельно следует рассмотреть вопрос учета ионов перезарядки при измерениях и при калибровке модели. Как известно, потоки ионов перезарядки в струе СПД распространяются в направлении градиента электрического поля струи, поэтому направление движения ионов перезарядки и ускоренных ионов не совпадает. При измерении параметров струи зонды устанавливают на полусфере и направляют на центр двигателя. Это позволяет достаточно точно измерять потоки ускоренных ионов, однако потоки ионов перезарядки измеряются с большой ошибкой. Больше того, поскольку электрическое поле струи во многом зависит от окружения двигателя, измерение потоков ионов перезарядки в вакуумных камерах, по-видимому, вообще лишено смысла, поскольку в условиях летной эксплуатации поле будет распределено иначе.

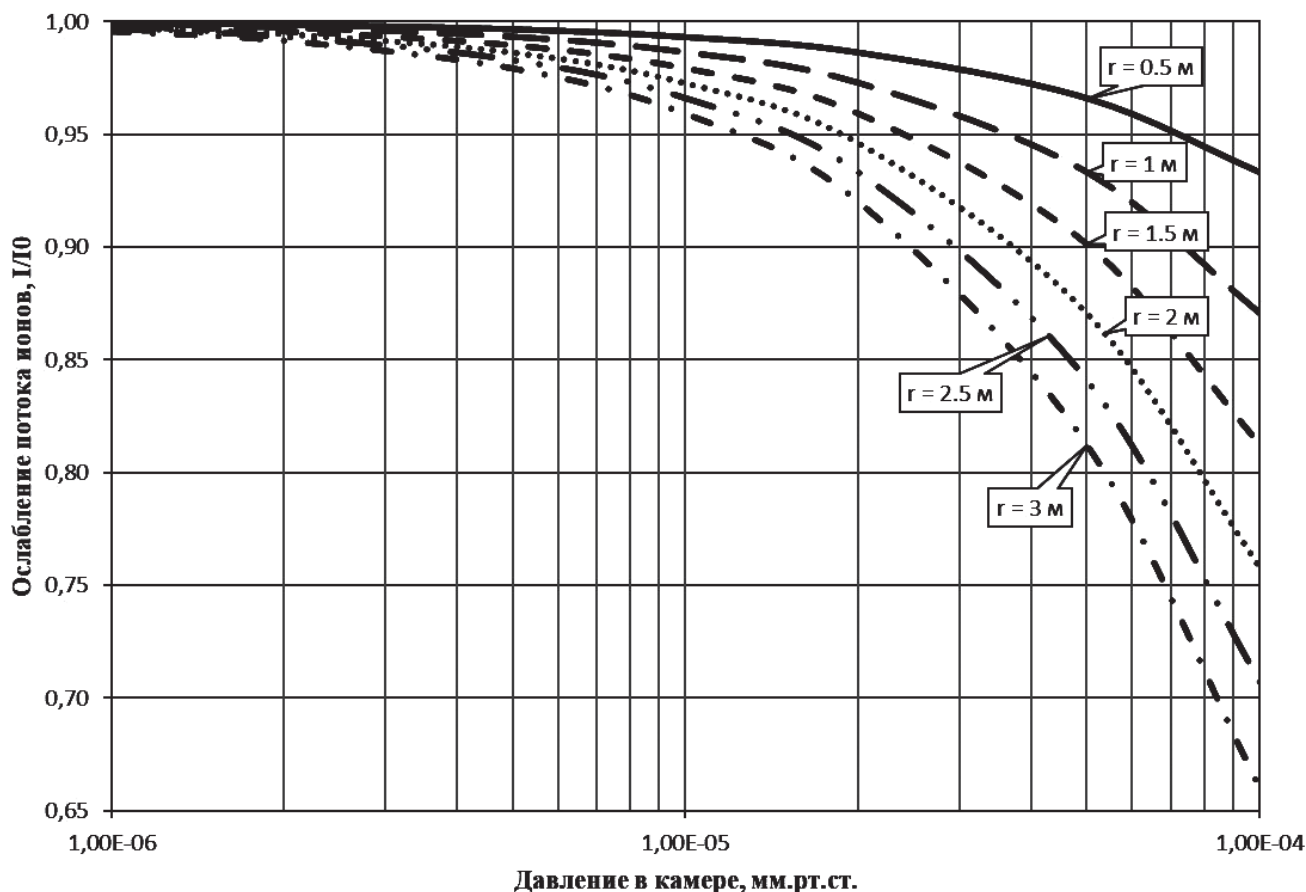


Рис. 2. Зависимость ослабления ионного тока от давления в вакуумной камере за счет процессов упругого рассеяния

Учитывая значительные погрешности измерения потоков ионов перезарядки в лабораторных условиях и малый вклад этих ионов в процессы взаимодействия струи СПД с КА, представляется целесообразным исключить из рассмотрения ионы перезарядки и учитывать при измерениях и калибровке только ускоренные ионы, которые двигаются преимущественно из центра двигателя. С этой целью измерения плотности тока ионов следует производить при небольшом напряжении отсечки $E_{отс}$, которое выбирается в диапазоне от 20 до 40 В в зависимости от параметров двигателя. Соответственно, энергетические спектры ионов струи должны использоваться не полностью (т.е. не от 0 эВ), а только начиная с $E_{отс}$. В противном случае возникнут значительные ошибки вычислений, обусловленные изменением спектрального состава ионов струи.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что в результате взаимодействия ионов струи с нейтральными частицами вакуумной камеры может происходить «развал» струи, сопровождающийся уширением энергетического спектра ионов, уменьшением потока частиц в приосевых областях

струи и увеличением потока в периферийной области.

Этот эффект иллюстрирует приведенная на рис. 3 качественная зависимость осевого импульса струи от расстояния до двигателя. Кривая 1 соответствует условиям космического пространства; кривые 2 и 3 — двум различным значениям давления фонового газа в вакуумной камере, таким, что $P_3 > P_2$.

Согласно имеющимся данным [18] формирование тяги двигателя происходит в зоне ионизации-ускорения на расстояниях до 10–30 мм от среза. После выхода из этой зоны ускорение ионов практически прекращается, а осевой импульс струи в точности равен тяге двигателя.

По мере удаления от двигателя происходит ослабление ионного тока и уменьшение осевой скорости частиц, обусловленное процессами перезарядки и рассеяния ускоренных ионов на нейтральных частицах. Это значит, что измеренное значение осевого импульса струи падает.

Характер изменения осевого импульса будет определяться концентрацией частиц остаточного газа. В ближней зоне струи ($r \leq r_1 \approx 0,25$ м) концен-

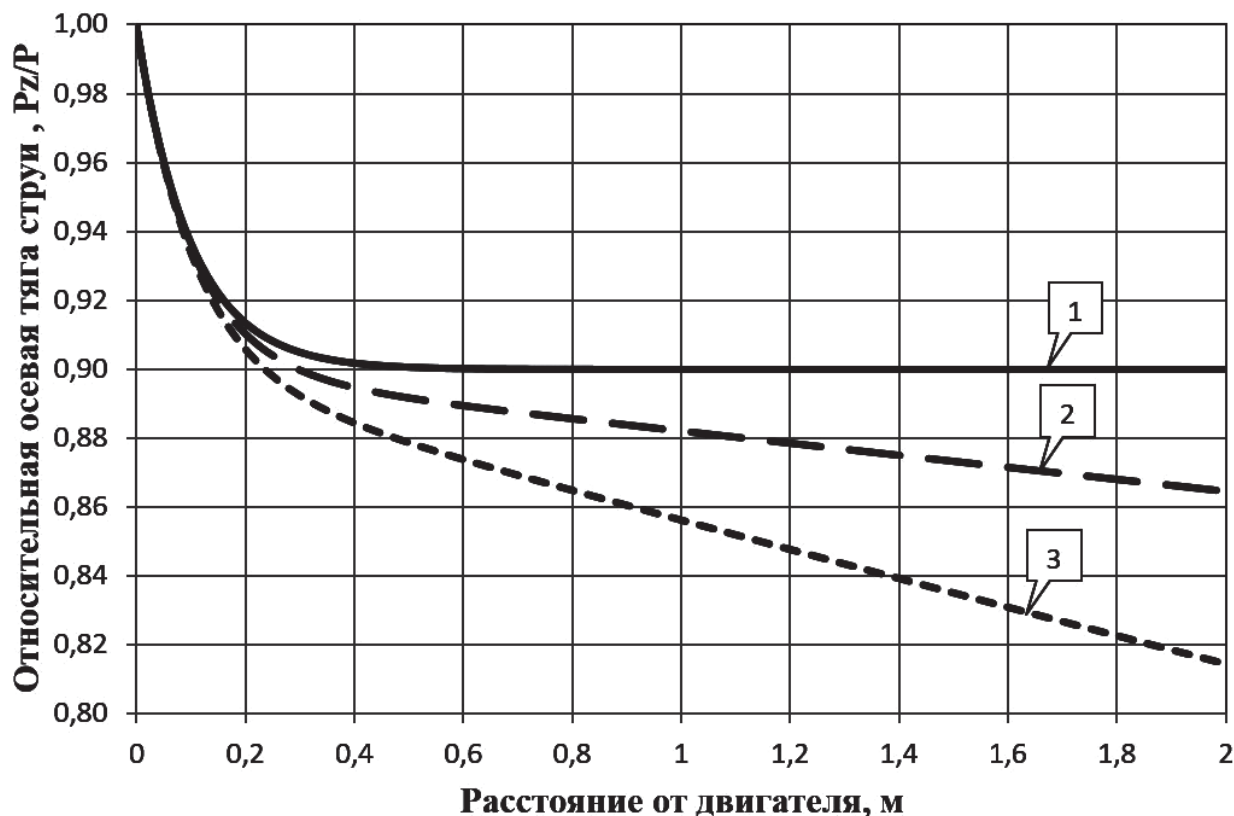


Рис. 3. Влияние процессов рассеяния на величину осевого импульса струи: 1 – в условиях космического пространства; 2, 3 – при различных значениях давления фонового газа в вакуумной камере ($P_3 > P_2$)

трация этих частиц определяется в основном потоками неионизированного рабочего тела, истекающими из ускорительного канала. Поэтому характер изменения тяги в этой зоне как в космосе, так и в вакуумной камере будет примерно одинаков. В дальней зоне струи концентрация нейтронов определяется давлением в вакуумной камере. Следовательно, в этой зоне изменение осевого импульса может сильно отличаться от космических условий [19].

Таким образом, точная калибровка модели струи по тяге в принципе невозможна, поскольку перезарядка и рассеяние ускоренных ионов на нейтральных частицах может происходить не только в вакуумной камере, но и в космосе. Чтобы по результатам измерений построить достаточно точную модель струи, необходима модель распространения струи в вакуумной камере, позволяющая учесть все рассмотренные выше процессы.

В то же время, согласно рис. 3, калибровка по тяге путем введения поправочного множителя K_p всегда будет давать оценку наихудшего случая, необходимую для проведения анализов воздействия струи на КА. Действительно, в соответствии с рис. 1, при калибровке по тяге будет получено завышенное значение ионного тока, что приведет

к завышенным значениям параметров взаимодействия.

Следует также отметить, что на измеренные параметры струи влияют не только процессы в вакуумной камере, но и изменения структуры зоны ускорения и ионизации в ускорительном канале, обусловленные влиянием остаточной атмосферы вакуумной камеры [20]. Это фактор необходимо учитывать при интерпретации результатов измерений и их экстраполяции на условия натурной эксплуатации.

6. Методический пример

В качестве примера рассмотрим построение и последующую калибровку модели струи двигателя СПД-100, характеристики которого наиболее изучены. Исходными данными для построения модели являются результаты зондовых измерений, выполненных в работе [7] с коррекцией [10] (рис. 4). Интегральные параметры двигателя, необходимые для калибровки, приведены в таблице.

Применение первичных данных (как есть) для построения модели струи приводит к следующим значениям интегральных параметров:

$$P = 79,26 \text{ мН}, \quad \dot{m}_i = 5,39 \text{ мг/с}, \quad I_i = 3,96 \text{ А}.$$

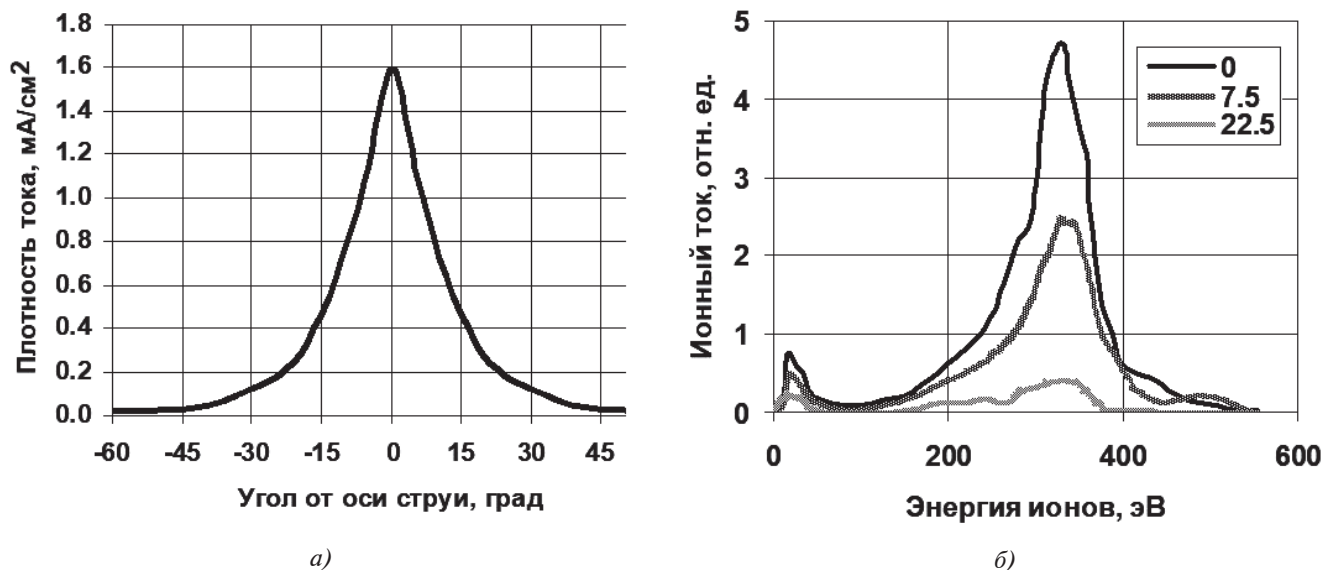


Рис. 4. Результаты зондовых измерений струи СПД-100: энергетические спектры (а) и зависимость плотности ионного тока от угла вылета ионов (б)

Интегральные параметры двигателя СПД-100

| Параметр | Значение |
|-------------------------|----------|
| Тяга, мН | 83 |
| Расход (полный), мг/с | 5.4 |
| Расход (анодный), мг/с | 4.9 |
| Расход (по ионам), мг/с | 4.4 |
| Разрядный ток, А | 4.5 |
| Ионный ток, А | 3.6 |
| Разрядное напряжение, В | 300 |

Введем поправку по ионному току. Согласно (16) она составит

$$K_I = \frac{3,6}{3,96} = 0,91.$$

Из (24) находим, что коэффициент μ_* , учитывающий наличие многозарядных ионов, равен:

$$\mu_* = \frac{e \cdot 4,4 \cdot 10^{-6}}{m \cdot 3,65} = 7,35 \cdot 10^5 \cdot 1,04 \cdot 10^{-6} = 0,89,$$

а содержание в струе одно- и двухзарядных ионов составляет 0,8 и 0,2 соответственно.

В этом случае достигается точное соответствие модельных и фактических значений ионного тока и расхода ионов струи. Однако значение осевого импульса уменьшается примерно на 20% с 79,26 до 66,7 мН.

Уменьшение осевого импульса при одном и том же значении ионного тока может быть вызвано

только одной причиной, а именно уменьшением средней осевой скорости частиц струи, которое возникает в результате изменения энергетического спектра и углового распределения ионов. Этот эффект может быть связан с возрастанием доли ионов перезарядки в энергетическом спектре, что уменьшает среднюю энергию ионов.

Таким образом, полученный результат подтверждает гипотезу о «развале» струи, обусловленном ее взаимодействием с фоновым газом вакуумной камеры. Вместе с тем, коррекция по тяге ($K_p = 1,23$) при указанном выше значении μ_* приводит к увеличению ионного тока до 4,4 А и расхода ионов до 5,43 мг/с, что соответствует оценке наихудшего случая.

Выводы

1. Простые методы калибровки, рассмотренные в данной статье, позволяют получить совпадение либо по плотности тока и расходу, либо по тяге (осевому импульсу). Добиться совпадения сразу по всем трем параметрам не представляется возможным из-за эффекта «развала» струи, обусловленного взаимодействием ускоренных ионов с нейтральными частицами.

2. Калибровка струи по ионному току и расходу ионов дает заниженное значение тяги.

3. Калибровка по тяге дает оценку параметров струи наихудшего случая (завышенные значения по ионному току и расходу), необходимую для проведения анализов воздействия струи на КА.

4. Для повышения точности модели струи необходимо учесть процессы взаимодействия уско-

ренных ионов с неионизированными частицами рабочего тела, истекающими из разрядной камеры двигателя, и с частицами фонового газа вакуумной камеры. Кроме того, необходимо учитывать влияние остаточного газа на процессы формирования струи в ускорительном канале двигателя.

Библиографический список

1. Козубский К.Н., Мурашко В.М., Рылов Ю.П. и др. СПД работают в космосе // Физика плазмы. 2003. Т. 29. № 3. С. 277-292.
2. Ким В.П., Надирадзе А.Б., Попов Г.А., Ходненко В.П., Шишкин Г.Г. Проблемы применения электроракетных двигателей на космических аппаратах // Модель космоса. Изд. 8-е. Т. 2 Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов / Под ред. проф. Л.С. Новикова. — М.: Книжный дом Университет, 2007. С. 615-659.
3. Manzella D.H., Allen D.R. Hall Thruster Plume Measurements On-Board the Russian Express Satellites, https://erps.spacegrant.org/uploads/images/images/ierc_articledownload_1988-2007/2001index/44_1.pdf
4. Лебедев Ю.А. Электрические зонды в плазме пониженного давления. — М.: Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева РАН, 2003. — 26 с.
5. Торопов Г.П. Математическое моделирование распространения струи стационарного плазменного двигателя в объеме вакуумной камеры: Дисс. ... канд. техн. наук. — М.: МАИ, 2011. — 120 с.
6. Azziz Y. Experimental and Theoretical Characterization of a Hall Thruster Plume: Ph.D. thesis. — Massachusetts Institute of Technology, June 2007. — 230 p.
7. Ким В.П., Грдличко Д.П., Меркурьев Д.В., Смирнов П.Г., Шилов Е.А. Исследование характеристик стационарного плазменного двигателя на режимах работы с высокими разрядными напряжениями // Вестник Московского авиационного института. 2015. Т. 22. № 4. С. 53-66.
8. Korsun A.G., Tverdokhlebova E.M., Gabdullin F.F. The Distinction between the EP Plume Expansion in Space and in Vacuum Chamber // The 29th International Electric Propulsion Conference, Princeton University, 31 October – 04 November 2005.
9. Khartov S., Metois P., Nadiradze A., Perrin V. Simulation Tools for the Plasma Propulsion and Satellite Environment // The 52nd International Astronautical Congress, Toulouse, France, 1-5 October 2001.
10. Khartov S.A., Nadiradze A.B. Some remarks about published data concerning the Spt-100 jet parameters distribution // Second European Spacecraft Conference, 27-29 May, 1997.— ESA SP-152, August 1997, pp. 183-189.
11. Absalamov S.K. et. al. Measurement of plasma parameters in the stationary plasma thruster (SPT-100) plume and its effects on spacecraft components // Proceedings of the 28th Joint Propulsion Conference and Exhibit, 6-8 July 1992, Nashville, TN, AIAA-92-3156.
12. Kim S.W. Experimental investigations of Plasma parameters and Species-dependent ion energy distribution In the plasma exhaust plume of a hall thruster: Ph.D. thesis. — The University of Michigan, 1999. — 241 p.
13. Гасанов И.С. Плазменная и пучковая технология. — Баку: Элм, 2007. — 175 с.
14. Ким В.П., Меркурьев Д.В., Сидоренко Е.К. Исследование параметров плазмы и радиальных потоков ионов вблизи выходной плоскости стационарного плазменного двигателя // Вестник Московского авиационного института. 2014. Т. 21. № 1. С. 95-103.
15. Blinov N.V., Gorshkov O.A., Rizakhanov R.N., Shagayda A.A. Hall-Effect Thruster with High Specific Impulse // 4th International Spacecraft Propulsion Conference, Sardinia, Italy, 2-9 June 2004.
16. Горшков О.А., Шагайда А.А. Метод определения коэффициентов эффективности плазменного ускорителя с замкнутым дрейфом электронов // Письма в Журнал технической физики. 2008. Т. 34. № 4. С. 37-43.
17. Miller J.S., Pullins S.H., Levandier D.J., et.al. Xenon charge exchange cross sections for electrostatic thruster models // Journal of Applied Physics. 2002. Vol. 91. No. 3, pp. 984-991.
18. Иришков С.В. Численная модель динамики плазмы в холловском двигателе // Исследовано в России. URL: <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2006/044.pdf>
19. Торопов Г.П., Хартов С.А. Математическая модель распространения струи плазменного ускорителя в объеме вакуумной камеры // Вестник Московского авиационного института. 2008. Т. 15. № 4. С. 25-34.
20. Надирадзе А.Б., Фролова Ю.Л. Влияние давления в вакуумной камере на процессы формирования плазменной струи СПД // Авиация и космонавтика — 2018: Сборник тезисов 17-й Международной конференции (19-23 ноября 2018). М.: Люксор, 2018. С. 116-117.

CONICAL PLUME MODEL CALIBRATION OF THE STATIONARY PLASMA THRUSTER BY THE THRUSTER INTEGRAL PARAMETERS

Nadiradze A.B. *, Frolova Yu.L. **, Zuev Yu.V.***

Moscow Aviation Institute (National Research University),
MAI, 4, Volokolamskoe shosse, Moscow, 125993, Russia

* e-mail: nadiradze@mai.ru

** e-mail: ylfrolova@yandex.ru

*** e-mail: yuri_zuev@bk.ru

Abstract

The article presents the analysis of possible reasons for divergence of parameters measured under laboratory conditions and realized in space, based on application of multi-fractional conical model of the stationary plasma thruster jet. Three possible methods for the jet model calibration by the thruster integral parameters, such as discharge current, flow-rate and engine thrust were considered. The study of measuring conditions impact on the jet integral parameters was conducted. The need for calibration is stipulated by the fact that jet measured parameters may incorporate essential errors associated with the effect of experiment conditions and vacuum chamber walls. Calibration coefficients, linking measured and integral parameters of the jet, such as total ion current, flow-rate by ions and the jet axial impulse, are being introduced to minimize errors. Inasmuch as the jet integral parameters are being measured with high precision, the thruster jet model accuracy may be significantly increased after calibration.

The calibration methods regarded in the article allow obtain concurrence either by current density or by the flow-rate, or by the thrust (axial pulse). Jet calibration by the ion current and ions flow-rate gives the undervalued thrust value. Calibration by the thrust gives the jet parameters estimation for the worst case (overvalued parameters by the ion current and flow rate) necessary for analyzing the jet impact on a spacecraft. However, it is impossible to obtain the exact concurrence for parameters due to the effect of jet "disintegration" caused by interaction between the accelerated ions and neutral particles. Besides, the particles of residual atmosphere in vacuum chamber may affect the processes of jet formation in the acceleration channel of the thruster. To obtain more accurate jet model, it is necessary to account for the above-mentioned factors, and to use more complicate correction methods.

Keywords: electric propulsion thruster, plasma plume, conical model, model calibration, probe measurements, residual gas pressure.

References

1. Kozubskii K.N., Murashko V.M., Rylov Yu.P. et al. *Fizika plazmy*, 2003, vol. 29, no. 3, pp. 277-292.
2. Kim V.P., Nadiradze A.B., Popov G.A., Khodnenko V.P., Shishkin G.G. *Model' kosmosa. T. 2 "Vozdeistvie kosmicheskoi sredy na materialy i oborudovanie kosmicheskikh apparatov"* (Model of the space. Vol. 2 "The Space Environment Impact on Materials and Equipment of Spacecraft"), Moscow, Knizhnyi dom Universitet, 2007, pp. 615-659.
3. Manzella D.H., Allen D.R. *Hall Thruster Plume Measurements On-Board the Russian Express Satellites*, https://erps.spacegrant.org/uploads/images/images/iepc_articledownload_1988-2007/2001index/44_1.pdf
4. Lebedev Yu.A. *Elektricheskie zondy v plazme ponizhennogo davleniya* (Electric probes in low-pressure plasma), Moscow, Institut neftekhimicheskogo sinteza im. A.V. Topchieva RAN, 2003, 26 p.
5. Toropov G.P. *Matematicheskoe modelirovanie rasprostraneniya strui statsionarnogo plazmennogo dvigatelya v ob"eme vakuumnoi kamery* (Mathematical modeling of the stationary plasma thruster plume distribution in the vacuum chamber), Doctor's thesis, Moscow, MAI, 2011, 120 p.
6. Azziz Y. *Experimental and Theoretical Characterization of a Hall Thruster Plume*. Ph.D. thesis. Massachusetts Institute of Technology, June 2007, 230 p.
7. Kim V.P., Grdlichko D.P., Merkur'ev D.V., Smirnov P.G., Shilov E.A. Study of stationary plasma thruster performance in operating modes with high discharge voltages. *Aerospace MAI Journal*, 2015, vol. 22, no. 4, pp. 53-66.
8. Korsun A.G., Tverdokhlebova E.M., Gabdullin F.F. The Distinction between the EP Plume Expansion in Space and in Vacuum Chamber. *The 29th International Electric Propulsion Conference, Princeton University, 31 October – 04 November 2005*.
9. Khartov S., Metois P., Nadiradze A., Perrin V. Simulation Tools for the Plasma Propulsion and Satellite Environment. *The 52nd International Astronautical Congress, Toulouse, France, 1-5 October 2001*.
10. Khartov S.A., Nadiradze A.B. Some remarks about published data concerning the Spt-100 jet parameters distribution. *Second European Spacecraft Conference, 27-29 May, 1997*. ESA SP-152, August 1997, pp. 183-189.

11. Absalamov S.K. et al. Measurement of plasma parameters in the stationary plasma thruster (SPT-100) plume and its effects on spacecraft components. *Proceedings of the 28th Joint Propulsion Conference and Exhibit, 6-8 July 1992, Nashville, TN, AIAA-92-3156.*
12. Kim S.W. *Experimental investigations of Plasma parameters and Species-dependent ion energy distribution In the plasma exhaust plume of a hall thruster.* Ph.D. thesis. The University of Michigan, 1999, 241 p.
13. Gasanov I.S. *Plazmennaya i puchkovaya tekhnologiya* (Plasma and beam technology), Baku, Elm, 2007, 175 p.
14. Kim V.P., Merkur'ev D.V., Sidorenko E.K. Investigation of plasma and radial ion flow parameters in the vicinity of the spt exit plane. *Aerospace MAI Journal*, 2014, vol. 21, no. 1, pp. 95-103.
15. Blinov N.V., Gorshkov O.A., Rizakhanov R.N., Shagayda A.A. Hall-Effect Thruster with High Specific Impulse. *4th International Spacecraft Propulsion Conference, Sardinia, Italy, 2-9 June 2004.*
16. Gorshkov O.A., Shagaida A.A. *Pis'ma v Zhurnal tekhnicheskoi fiziki*, 2008, vol. 34, no. 4, pp. 37-43.
17. Miller J.S., Pullins S.H., Levandier D.J., et. al. Xenon charge exchange cross sections for electrostatic thruster models. *Journal of Applied Physics*, 2002, vol. 91, no. 3, pp. 984-991.
18. Irishkov S.V. Chislennaya model' dinamiki plazmy v khollovskom dvigatele. *Issledovano v Rossii.* URL: <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2006/044.pdf>
19. Toropov G.P., Khartov S.A. A mathematical model of jet expansion inside vacuum chamber for plasma accelerator. *Aerospace MAI Journal*, 2008, vol. 15, no. 4, pp. 25-34.
20. Nadiradze A.B., Frolova Yu.L. *Materialy 17 Mezhdunarodnoi konferentsii (19-23 November 2018) "Aviatsiya i kosmonavtika –2018"*, Moscow, Lyuksor, 2018, pp. 116-117.