

## РАСЧЕТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРЕДЕЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕКТРИЗАЦИИ СТЕНКИ ПРИ ОБТЕКАНИИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМОЙ

К.В. Федотова  
Д.А. Ягодников

fedotova@bmstu.ru  
daj@bmstu.ru

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация

---

### Аннотация

Цель работы — расчетное исследование распределения плавающего потенциала в возмущенной зоне вблизи стенки, обтекаемой ионизованным потоком низкотемпературной плазмы. В результате электрофизического взаимодействия на поверхности стенки образуются первичные и вторично-эмиссионные токи. На основе зондовой теории разработана математическая модель для определения значений токов ионизованного потока продуктов сгорания и пространственного потенциала на поверхности стенок проточного тракта энергетических силовых установок. Проведен параметрический расчет потенциала стенки при ее контакте с низкотемпературной плазмой без учета вторично-эмиссионных процессов и с их учетом. Полученные результаты при учете только первичных токов демонстрируют изменение потенциала стенки в диапазоне значений  $-1,5 \dots -0,5$  В при температуре потока плазмы  $1000 \dots 3500$  К. Представлены результаты расчетного исследования зависимости плавающего потенциала стенки с различными коэффициентами вторично-электронной эмиссии в сравнении с известными результатами экспериментов. Для металлических стенок характерно образование экранирующего слоя, в котором возникают только первичные токи. Показано, что для диэлектрических стенок при уменьшении коэффициента вторично-электронной эмиссии их плавающий потенциал меняет знак. Проведен параметрический расчет значения тока у стенки, показавший, что при увеличении давления  $0,1 \dots 10$  МПа ток меняется в диапазоне  $0,005 \dots 0,025$  А

### Ключевые слова

*Низкотемпературная плазма, электризация, металлическая стенка, диэлектрическая стенка, камера сгорания, первичный эмиссионный ток, вторично-электронная эмиссия*

Поступила 27.05.2022

Принята 20.07.2022

© Автор(ы), 2023

---

*Работа выполнена при поддержке госпрограммы фундаментальных исследований Минобрнауки России (№ 0705-2020-0044)*

**Введение.** В настоящее время значительный интерес представляет разработка надежных и высокоэффективных методов диагностики рабочего процесса в проточных трактах энергетических силовых установок (ЭСУ) перспективных изделий ракетно-космической техники. Традиционные методы определения характеристик и параметров процессов испарения, смешения и горения в камерах сгорания ЭСУ, сопряженных с высокими уровнями давления и температуры, не всегда применимы или обладают низкой точностью и эффективностью. Для решения указанных проблем, особенно при необходимости регистрировать мгновенные отклонения параметров при диагностике аварийных ситуаций, разрабатываются перспективные методы регистрации электрофизических характеристик рабочего процесса [1].

Как показывают теоретические и экспериментальные исследования, в камерах сгорания различных типов ЭСУ имеет место термическая ионизация продуктов сгорания (ПС), представляющих собой газообразные и конденсированные продукты реакций окислительных и горючих компонентов топлива, и возникает слабоионизованная плотная плазма [2–8]. Температура потока ПС при движении по камере может принадлежать диапазону значений 1500...3500 К, концентрация заряженных частиц (электронов, положительных и отрицательных ионов) максимальна в зоне горения и достигает  $10^{25} \dots 10^{26} \text{ м}^{-3}$  с уменьшением к срезу сопла на 3–5 порядков.

Физические процессы, возникающие в струях слабоионизованных ПС, истекающих из сопла ЭСУ, схожи с физическими процессами в потоках разреженной низкотемпературной плазмы. Вблизи стенок камеры сгорания и соплового блока формируется слабое электрическое поле, называемое экранирующим слоем, которое вследствие отрицательного заряда является тормозящим для электронов и ускоряющим для положительных ионов. В предположении равновесия этот процесс приводит к балансу потоков электронов и ионов при некотором потенциале поверхности [9]. Таким образом, наличие собственного электромагнитного поля ПС при горении и истечении из сопла ЭСУ, несущего информацию о состоянии системы, а также электризация стенок проточного тракта обуславливают применимость электрофизических методов диагностики.

Нарушение условий квазинейтральности ПС в пристеночном слое также приводит к эффекту двигательной электризации [10], который является одним из основных источников зарядов статического электричества на летательных аппаратах. Такой эффект может стать причиной не-

желательных процессов, а именно помех в системе управления и радиосвязи, возникновения пробоев и др.

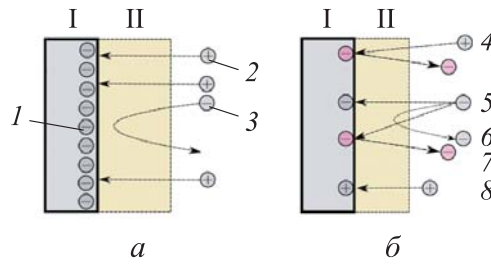
Интерес представляет задача определения значения токов ионизованного потока на поверхностях проточного тракта ЭСУ, которая лежит в основе зондовой теории. Для решения указанной задачи необходимо знать распределение потенциала и концентрации заряженных частиц в возмущенной зоне вблизи стенок. Строгое решение этой задачи крайне сложно [11], поэтому обычно для проведения инженерных расчетов необходимо разработать упрощенную математическую модель.

*Цель работы* — разработать упрощенную математическую модель для определения значений токов ионизованного потока продуктов сгорания на поверхности стенок проточного тракта ЭСУ и установления пространственного потенциала стенки, а также валидация расчетных значений последнего с использованием опубликованных результатов экспериментальных исследований.

**Математическая модель.** Накопление заряда на внутренней поверхности ЭСУ происходит в результате воздействия электронов и ионов потока продуктов сгорания на материал стенки камеры сгорания и соплового блока. В результате взаимодействия стенки со слабоионизованным многокомпонентным газом, а именно падением заряженных частиц на нее, у границы раздела образуется первичный ток электронов и ионов. При определенных условиях при контакте слабоионизованной плазмы со стенкой возникает вторичная эмиссия, т. е. процесс испускания заряженных частиц поверхностью под действием плазмы. Различают вторично-электронную (электроны выбиваются электронами), ионно-электронную (электроны выбиваются ионами) и другие виды вторичной эмиссии. В результате у поверхности стенки при наличии вторичной эмиссии возникают вторично-эмиссионные токи с нее [12].

Здесь рассмотрен случай наличия первичного тока электронов, для которого на рис. 1, а показана структура экранирующего слоя у стенки, а также случай возникновения вторично-эмиссионного тока при вторично-электронной эмиссии (рис. 1, б).

Для отталкивающихся частиц функция распределения в окрестности заряженной плоской стенки и ток, текущий в тело, не зависят от распределения потенциала в возмущенной зоне [13]. Следовательно, значение тока определяется только потенциалом тела и не зависит от формы поверхности. Плотность тока отрицательно заряженных частиц, которые в условиях рабочего процесса в камере сгорания являются отталкивающимися,



**Рис. 1.** Структура экранирующего слоя (а) и обобщенная схема вторично-электронной эмиссии (б) у стенки:

I — стенка; II — экранирующий слой; 1 — отрицательно заряженные электроны; 2 — положительно заряженные ионы; 3 — падающие электроны; 4 — ток вторичных электронов, выбиваемых с поверхности падающими ионами; 5 — ток первичных электронов; 6 — ток отраженных электронов; 7 — ток вторично-электронной эмиссии; 8 — ток первичных ионов

определяется интегрированием функции распределения Максвелла — Больцмана по всем скоростям и пространству около рассматриваемой плоскости. В результате

$$j_- = j_0^- \exp\left(-\frac{e|\varphi|}{kT}\right),$$

где  $j_0^-$  — плотность тока отталкивающихся частиц, текущего на незаряженную поверхность;  $e$  — элементарный заряд;  $\varphi$  — потенциал.

Расчет тока притягивающихся частиц в общем случае значительно сложнее, так как зависит от пространственного распределения потенциала в возмущенной зоне вблизи заряженной стенки и, следовательно, необходимо накладывать ограничения на скорость частиц. Для упрощения расчета используется представление об эффективной поверхности около заряженной стенки тел разной формы, площадь которой зависит от потенциала и формы тела. Для плоскости плотность тока положительно заряженных частиц, которые в этом случае притягиваются к стенке, определяется по формуле

$$j_+ = j_0^+,$$

где  $j_0^+$  — плотность тока притягивающихся частиц, текущего на незаряженную поверхность. В таком случае ток не зависит от потенциала стенки, поскольку площадь собирающей поверхности не изменяется.

Согласно зондовой теории, полный ток, текущий на стенку, при отсутствии эффектов вторично-электронной эмиссии можно представить как разность электронного и ионного токов [14]:

$$J = J_e - J_i = S(j_e - j_i) = Sj_\Sigma, \quad (1)$$

где  $J_e, J_i$  — электронный и ионный токи на стенку;  $S$  — площадь поверхности стенки;  $j_e, j_i, j_\Sigma$  — плотность электронного, ионного и полного токов на стенку.

Действие токов, определяемых (1), приводит к тому, что поверхность начинает заряжаться, причем изменение потенциала  $\varphi$  и заряда  $q$  связаны соотношением:

$$C \frac{d\varphi}{dt} = \frac{dq}{dt} = j_\Sigma, \quad (2)$$

где  $C$  — емкость материала стенки, отнесенная к единице поверхности.

Следовательно, применительно к задаче электризации стенки особый интерес представляет точка зондовой характеристики при потенциале  $\varphi_w$ , в которой суммарный ток, текущий на стенку, обращается в ноль, т. е. потоки электронов и ионов, попадающие на стенку из ионизированной среды, равны. Если на стенку не приложено напряжение из внешней электрической цепи, то именно до такого плавающего потенциала  $\varphi_w$  зарядится стенка в ионизированном потоке [15–16]:

$$j_\Sigma(\varphi_w) = j_e - j_i = 0. \quad (3)$$

Плавающий потенциал  $\varphi_w$  отрицателен относительно потенциала ионизированного потока вследствие более высокой скорости электронов по сравнению с ионами при одинаковой температуре [16], а изменение внешних условий приводит к изменению и самого стационарного потенциала  $\varphi_w$ .

Для определения динамики процесса электризации стенки или вычисления стационарного потенциала, кроме (2) и (3), в самом общем случае можно использовать нелинейное уравнение Пуассона — Больцмана в частных производных:

$$\Delta\varphi = \frac{e}{\varepsilon_0}(n_e - n_i),$$

где  $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м — электрическая постоянная;  $n_e, n_i$  — концентрации электронов и ионов.

Для описания бесстолкновительной плазмы также необходимо в общем случае использовать кинетическое уравнение Власова с постоянными коэффициентами [11, 13]. Наиболее простым, с позиции применения в инженерных расчетах, решением уравнений (2), (3) является метод ана-

литической аппроксимации токов, поступающих на поверхность стенки. Если предположить, что потоки заряженных частиц имеют максвелловское распределение, то отпадает необходимость решения уравнения Власова [16].

Первичный поток ионизованного потока продуктов сгорания в ЭСУ, взаимодействующий с плоской стенкой, состоит из заряженных частиц, которые имеют полную концентрацию  $n_0 = n_{0e} + n_{0i}$ . Здесь принято допущение об изотермичности ( $T_e = T_i = T$ ) и квазинейтральности ( $n_{0e} = n_{0i} = n_0 / 2$ ) заряженного потока.

Баланс ионного и электронного токов у поверхности стенки выражается зависимостью

$$n_0 \sqrt{\frac{kT}{m_i}} = n_0 \sqrt{\frac{2kT}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{e\phi}{kT}\right). \quad (4)$$

Из балансового уравнения (4) можно выразить потенциал стенки:

$$-\frac{e\phi}{kT} = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{\pi}{2} \frac{m_e}{m_i}\right) = \frac{1}{2} \ln \frac{\pi}{2} + \frac{1}{2} \ln \frac{m_e}{m_i},$$

$$\phi_w(T, m_i) = \frac{kT}{e} \left[ 0,226 + \frac{1}{2} \ln \frac{m_i}{m_e} \right]$$

или через молекулярную массу протона  $m_p$ :

$$\phi_w(T, m_i) = \frac{kT}{e} \left[ 3,532 + \frac{1}{2} \ln \frac{m_i}{m_p} \right].$$

Далее рассмотрим влияние вторично-эмиссионных процессов на потенциал стенки (см. рис. 1, б), при бомбардировке поверхности которой электронами и ионами из поверхностных слоев материала могут выбиваться вторичные электроны и ионы.

Механизм электризации стенки газового тракта ЭСУ от ионизованных продуктов сгорания с учетом вторично-эмиссионных процессов описывается уравнением полного тока, текущего к стенке и от нее:

$$J = J_e - J_i - (\delta J_e + \eta J_e + \gamma J_i), \quad (5)$$

где  $\delta$  — коэффициент истинной вторично-электронной эмиссии;  $\eta$  — коэффициент неупругого отражения первичных электронов;  $\gamma$  — коэффициент ионно-электронной эмиссии.

Входящие в (5) составляющие тока представляют собой две группы: первичные и вторичные токи. Первичные токи возникают в результате непосредственного воздействия электронов и ионов ПС на поверхность

внутреннего проточного тракта. Вторичные токи вызваны действием первичных.

Равновесное значение потенциала определяется из решения (5) при условии  $J = 0$ . Коэффициенты токов вторично-электронной эмиссии ( $\delta$ ,  $\eta$ ,  $\gamma$ ) зависят от энергии взаимодействия первичных частиц с материалом стенки. Для поверхности, являющейся поглотителем первичных частиц, сумма коэффициентов  $\delta + \eta + \gamma < 1$ , для поверхности-источника —  $\delta + \eta + \gamma > 1$ .

Значения коэффициентов вторично-электронной эмиссии определяют в условиях эксперимента или проводят качественный анализ влияния вторичной эмиссии, вызванной электронным и ионным токами, по формуле

$$\varphi_w(T, m_i, \sigma) = \frac{kT}{e} \left[ \ln \sigma + 3,532 + \frac{1}{2} \ln \frac{m_i}{m_p} \right],$$

где  $\sigma = (1 - \delta - \eta)/(1 + \gamma)$  — коэффициент вторично-электронной эмиссии.

Коэффициент вторично-электронной эмиссии может принимать значения меньше или равные единице, поскольку сумма коэффициентов  $\delta + \eta + \gamma \geq 0$ . Согласно [17], коэффициент вторично-электронной эмиссии у диэлектриков существенно меньше, чем у металлов, что будет определять особенности электризации элементов конструкции ЭСУ.

В приведенной выше математической модели при рассмотрении процесса электризации в экранирующем слое у стенки принято допущение о том, что скоростью газа можно пренебречь ввиду малости протяженности электрического пограничного слоя относительно газодинамического. Однако в действительности наличие ненулевой составляющей вектора скорости потока ПС, параллельной стенке, вызывает ток при наличии в газе заряженных частиц.

Плотность тока у стенки  $j$  при обтекании ее низкотемпературной плазмой представляет собой произведение местной плотности заряда  $\rho$  и скорости газа  $V$ :

$$j = \rho V. \tag{6}$$

Если проинтегрировать (6) по некоторому характерному расстоянию  $r$ , то можно определить ток [10]:

$$I = 2\pi R \int_0^{R_D} V(r) \rho(r) dr,$$

где  $R$  — характерный размер поверхности;  $R_D$  — радиус Дебая.

Плотность заряда определяется по одномерному уравнению Пуассона — Больцмана, которое в безразмерном виде, вводя переменные  $\eta$  и  $\xi$ , можно представить следующим образом:

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial \xi^2} = -e^{-\eta} + \sqrt{\frac{1}{1+2\eta}}, \quad \eta = \frac{-e\phi}{kT}, \quad \xi = \frac{r}{R_D}. \quad (7)$$

Безразмерная плотность заряда

$$\rho' = \frac{\partial^2 \eta}{\partial \xi^2}.$$

Уравнение (7) — нелинейное эллиптическое дифференциальное уравнение в частных производных, которое устанавливает вид кривой изменения потенциала в экранирующем слое у стенки. Граничные условия для решения (7) на стенке  $\xi = -2$ ,  $\eta = 3,53 + 0,5 \ln(m_i / m_p)$ , на границе экранирующего слоя  $\xi = 0$ ,  $\eta = 0$ .

Скорость газа у стенки

$$V = V_\infty \left( \frac{r}{\delta} \right)^{1/s}, \quad (8)$$

где  $V_\infty$  — скорость на внешней границе динамического пограничного слоя;  $\delta_{п.с}$  — толщина динамического пограничного слоя;  $s$  — константа, принимающая целые значения, большие 1.

После подстановки в формулу для тока результата численного решения уравнения (7) с учетом граничных условий по плавающему потенциалу и скорости потока у стенки, определяемой по (8), получена следующая зависимость:

$$I = \pi e n \delta v_p R_D \left( \frac{R_D}{\delta} \right)^{1/s}, \quad (9)$$

где  $n = p / (kT)$  — концентрация заряженных частиц,  $p$  — давление,  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К — постоянная Больцмана,  $T$  — температура;  $v_p$  — скорость газа в ядре потока.

**Результаты.** На основании термодинамических расчетов в программе TERRA [18] для типовых параметров рабочего процесса и топлив различных ЭСУ получены сведения о составе заряженных частиц (таблица). Рассмотрены как автономные (компоненты топлива хранятся на борту), так и средние (один из компонентов воздух) ЭСУ. Давление в камере сгорания автономной жидкостной ЭСУ  $p_{к.с} = 10$  МПа, в ЭСУ на энергетическом кон-



денсированном материале (ЭКМ)  $p_{к.с} = 4$  МПа. Для средних ЭСУ с различными типами горючего давление в камере сгорания  $p_{к.с} = 0,3$  МПа.

### Положительно заряженные ионы в продуктах сгорания ЭСУ

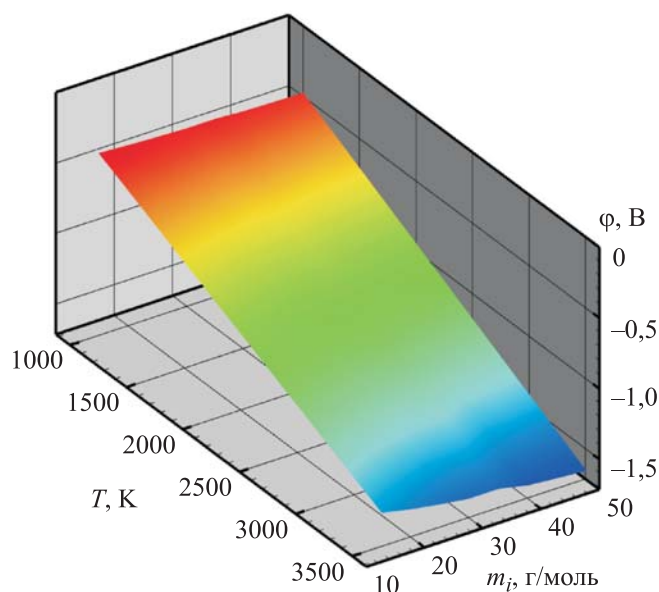
Тип ЭСУ	Топливо	Положительный ион
Жидкие компоненты	Кислород/водород	$O^+, O_2^+, H^+, H_2^+, H_3^+, H_2O^+, H_3O^+$
	Кислород/углеводородное горючее	$O^+, O_2^+, H^+, H_3^+, OH^+, H_2O^+, H_3O^+, CO^+, CO_2^+, CHO^+$
На ЭКМ	ЭКМ на основе перхлората аммония и инертного горючего связующего вещества с алюминием	$H_3^+, H_2O^+, H_3O^+, NO^+, NH_4^+, CHO^+, Al^+$
Жидкое горючее	Воздух/керосин	$NO^+, CO^+$
ЭКМ с избытком горючих элементов	Воздух/ЭКМ	$NO^+, Fe^+, K^+, K_2^+, K_2O^+$

С использованием результатов термодинамических расчетов для стехиометрических соотношений компонентов выбран диапазон молекулярной массы для заряженных ионов с наибольшей концентрацией, который составил  $m_i = 15...45$  г/моль.

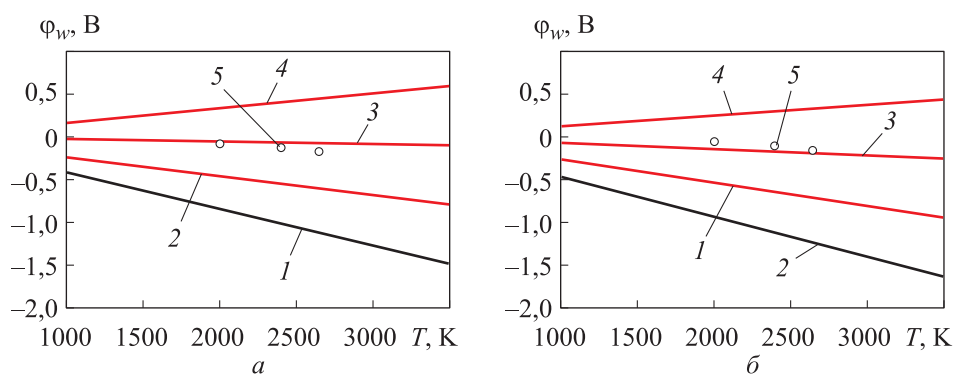
Распределение потенциала стенки при достижении равенства ионного и электронного токов в зависимости от температуры заряженного потока и молекулярной массы положительно заряженных ионов приведено на рис. 2.

Увеличение молекулярной массы положительно заряженных ионов при фиксированной температуре приводит к незначительному возрастанию абсолютного значения плавающего потенциала стенки. Увеличение температуры приводит к нарушению условий квазинейтральности низкотемпературной плазмы и при фиксированной молекулярной массе положительно заряженных ионов вызывает существенное увеличение разности потенциалов плазмы и стенки вследствие повышения концентрации и скорости заряженных частиц.

Зависимости плавающего потенциала стенки от температуры при варьировании коэффициента  $\sigma$  за счет уменьшения влияния коэффициента ионно-электронной эмиссии для двух предельных значений молекулярной массы 15 и 50 г/моль, а также их сравнение с экспериментальными значениями  $\phi_w$  из [5] приведены на рис. 3. Большие значения  $\sigma$  соответствуют диэлектрической стенке, а меньшие — металлической.



**Рис. 2.** Распределение потенциала стенки при различных значениях температуры и молекулярной массы ионов в ПС



**Рис. 3.** Зависимости плавающего потенциала стенки от температуры при молекулярной массе ионов 15 (а) и 50 г/моль (б) при  $\sigma = 1,0$  (1), 0,1 (2), 0,01 (3), 0,001 (4) и экспериментальные значения (5) [5]

На основании сравнения с результатами эксперимента [5] проведена валидация разработанной математической модели, позволяющая сделать вывод о том, что она дает возможность качественно верно оценивать плавающий потенциал поверхности стенки. Для более точной оценки необходимо располагать сведениями о значениях коэффициентов  $\delta$ ,  $\gamma$ ,  $\eta$  для конкретного материала стенки.

Если рассматривать протекание через поверхность стенки только первичных токов, то при допущении о равенстве температуры и концен-

трации заряженных частиц, составляющих слабоионизованные ПС, равновесный потенциал будет отрицательным вследствие более высокой тепловой скорости электронов. Учет вторично-эмиссионных токов может значительно снизить абсолютное значение отрицательного потенциала и привести к смене его знака.

Реальные камеры сгорания и сопловые блоки ЭСУ имеют сложную конструкцию с неоднородной структурой (проводящие и диэлектрические материалы), что может обуславливать дифференциальное заряджение поверхности ввиду отличия параметров потока ПС и эмиссионных свойств материалов поверхности.

Результаты параметрического расчета по (9) значения тока у стенки, обтекаемой низкотемпературной плазмой (параметры: скорость газа  $V_\infty = 2000$  м/с, толщина динамического пограничного слоя  $\delta_{п.с} = 5 \cdot 10^{-3}$  м, константа  $s = 7$ , температура газа 1000...3000 К, давление 0,01...10 МПа), приведены на рис. 4. Значение тока, вызываемого за счет наличия скорости обдува стенки потоком заряженных частиц, возрастает с увеличением температуры и давления, т. е. с увеличением концентрации заряженных частиц и уменьшением длины свободного пробега.

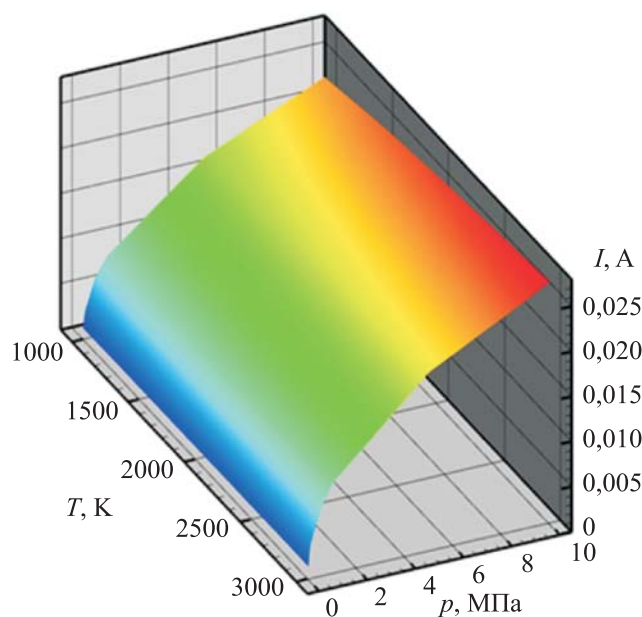


Рис. 4. Ток у стенки при различных значениях давления и температуры ПС

**Выводы.** Разработана математическая модель расчета потенциала стенки, соответствующего балансу токов заряженных частиц без учета вторично-эмиссионных процессов и с их учетом.

Проведен параметрический расчет без учета вторично-эмиссионных процессов. Показано, что при возрастании температуры слабоионизованной плазмы увеличивается разность потенциалов плазмы и стенки. При этом потенциал стенки принимает значения  $-1,5 \dots -0,5$  В при температуре  $1000 \dots 3500$  К.

Проведен параметрический расчет с учетом вторично-эмиссионных процессов, показавший, что при увеличении коэффициента  $\sigma$ , зависящего от материала стенки (металл, диэлектрик), потенциал стенки меняет знак. Для обладающих диэлектрическими свойствами материалов потенциал стенки принимает положительные значения.

При увеличении молекулярной массы положительно заряженных ионов абсолютное значение плавающего потенциала диэлектрической стенки уменьшается, а металлической — увеличивается, поскольку в первом случае меньше концентрация электронов в зоне проводимости.

Проведен параметрический расчет значения тока у стенки. Установлено, что при увеличении давления  $0,1 \dots 10$  МПа ток меняется в диапазоне значений  $0,005 \dots 0,025$  А вследствие повышения концентрации заряженных частиц.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Ягодников Д.А., Рудинский А.В. Диагностика ракетных и реактивных двигателей по характеристикам собственного электромагнитного поля продуктов сгорания. *Теплофизика высоких температур*, 2017, т. 55, № 5, с. 828–845.  
DOI: <https://doi.org/10.7868/S0040364417050210>
- [2] Лаутон Дж., Вайнберг Ф. Электрические аспекты горения. М., Энергия, 1976.
- [3] Guy A., Fromentin-Denoziere B., Phan H-K., et al. Ionized solid propellant rocket exhaust plume: MiLES simulation and comparison to experiment. *7th EUCASS*, 2017, pp. 1–19.
- [4] Gueyffier D., Fromentin-Denoziere B., Simon J., et al. Numerical simulation of ionized rocket plumes. *J. Thermophys. Heat. Trans.*, 2014, vol. 28, no. 2, pp. 218–225.  
DOI: <https://doi.org/10.2514/1.T4239>
- [5] Ягодников Д.А., Воронецкий А.В., Пушкин Н.М. Исследование электризации сопла жидкостного ракетного двигателя. *Физика горения и взрыва*, 1995, т. 31, № 4, с. 54–58.
- [6] Пинчук В.А. Двигательная электризация как явление, отображающее развитие зарядовой неустойчивости в среде продуктов сгорания при истечении. *ЖТФ*, 1997, т. 67, № 8, с. 21–26.
- [7] Гафуров Р.А., Соловьев В.В. Диагностика внутрикамерных процессов в энергетических установках. М., Машиностроение, 1991.

- [8] Рудинский А.В., Ягодников Д.А., Рыжков С.В. и др. Особенности формирования собственного электрического поля низкотемпературной кислород-метановой плазмы. *Письма в ЖТФ*, 2021, т. 47, № 10, с. 42–45.  
DOI: <https://doi.org/10.21883/PJTF.2021.10.50973.18638>
- [9] Aronowitz L. Electrostatic potential generated by rockets on vehicles in space. *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, 1968, vol. EMC-10, iss. 4, pp. 341–346.  
DOI: <https://doi.org/10.1109/TEMC.1968.302975>
- [10] Нагель Ю.А. Электризация двигателей при истечении продуктов сгорания. Экспериментальные результаты. *ЖТФ*, 1999, т. 69, № 8, с. 55–59.
- [11] Котельников В.А., Котельников М.В., Филиппов Г.С. Физическое, математическое и численное моделирование пристеночной плазмы применительно к системам авиационно-космической техники и волновым технологиям. М., Ижевск, ИКИ, 2018.
- [12] Hastings D., Garrett H. *Spacecraft-environment interactions*. Cambridge Univ. Press, 1996.
- [13] Богданов В.В. Модель расчета объемной электризации высокоомных диэлектриков в условиях космического пространства. *Вестник КРАУНЦ. физ.-мат. науки*, 2018, т. 24, № 4, с. 66–89.  
DOI: <https://doi.org/10.18454/2079-6641-2018-24-4-66-89>
- [14] Пушкин Н.М. Электрофизика ракетно-космического полета и электрофизические методы контроля и диагностики изделий РКТ. М., Научный консультант, 2016.
- [15] Новиков Л.С. Взаимодействие космических аппаратов с окружающей плазмой. М., Университетская книга, 2006.
- [16] Thompson W.B. *An introduction to plasma physics*. Addison-Wesley, 1962.
- [17] Морозов А.И. Введение в плазмодинамику. М., ФИЗМАТЛИТ, 2006.
- [18] Трусков Б.Г. Программная система TERRA для моделирования фазовых и химических равновесий при высоких температурах. *III Междунар. симп. «Горение и плазмохимия»*. Алма-Ата, КазНУ, 2005, с. 52–57.

**Федотова Ксения Викторовна** — канд. техн. наук, доцент кафедры «Ракетные двигатели» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1).

**Ягодников Дмитрий Алексеевич** — д-р техн. наук, профессор, заведующий кафедрой «Ракетные двигатели» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1).

**Просьба ссылаться на эту статью следующим образом:**

Федотова К.В., Ягодников Д.А. Расчетное исследование предельных характеристик электризации стенки при обтекании низкотемпературной плазмой. *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки*, 2023, № 1 (106), с. 145–160. DOI: <https://doi.org/10.18698/1812-3368-2023-1-145-160>

**COMPUTATIONAL STUDY OF THE WALL  
ELECTRIZATION LIMITING CHARACTERISTICS  
AT THE LOW-TEMPERATURE PLASMA FLOW**

**K.V. Fedotova**

fedotova@bmstu.ru

**D.A. Yagodnikov**

daj@bmstu.ru

**Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation**

---

**Abstract**

The purpose of this work lies in computational study of the floating potential distribution in the perturbed zone adjacent to the wall in the ionized flow of low-temperature plasma. As a result of electrophysical interaction, primary and secondary emission currents appear on the wall surface. Based on the probe theory, mathematical model was developed to determine the current values of the combustion products ionized flow and spatial potential on the surface of walls in the power plant flow path. Parametric calculation of the potential on the wall at its contact with the low-temperature plasma was carried out without and taking into account the secondary emission processes. The results obtained taking into account only the primary currents demonstrate alteration in the potential on the wall in the range of  $-(1.5-0.5)$  V at the plasma flow temperature of 1,000–3,500 K. Results are presented of the design research of the wall floating potential dependence with various secondary electron emission coefficients in comparison with the known experimental results. Metal walls were characterized by formation of a shielding layer, where only the primary currents appeared. It is shown that their floating potential changes the sign in dielectric walls, as coefficient of the secondary electron emission decreases. Parametric calculation of the current value near the wall was carried out showing that with an increase in pressure by 0.1–10 MPa, the current value was changing in the range of 0.005–0.025 A

**Keywords**

*Low-temperature plasma, electrization, metal wall, dielectric wall, combustion chamber, primary emission current, secondary electron emission*

Received 27.05.2022

Accepted 20.07.2022

© Author(s), 2023

---

*The work was supported by the State Program for Fundamental Research of the Ministry of Education and Science of the Russian Federation (no. 0705-2020-0044)*

## REFERENCES

- [1] Yagodnikov D.A., Rudinskii A.V. Diagnostics of rocket and jet engines through characteristics of the intrinsic electromagnetic field of combustion products. *High. Temp.*, 2017, vol. 55, no. 5, pp. 808–824.  
DOI: <https://doi.org/10.1134/S0018151X17050200>
- [2] Lawton J., Weinberg F.J. Electrical aspects of combustion. Clarendon P., 1969.
- [3] Guy A., Fromentin-Denoziere B., Phan H-K., et al. Ionized solid propellant rocket exhaust plume: MiLES simulation and comparison to experiment. *7th EUCASS*, 2017, pp. 1–19.
- [4] Gueyffier D., Fromentin-Denoziere B., Simon J., et al. Numerical simulation of ionized rocket plumes. *J. Thermophys. Heat. Trans.*, 2014, vol. 28, no. 2, pp. 218–225.  
DOI: <https://doi.org/10.2514/1.T4239>
- [5] Yagodnikov D.A., Voronetskii A.V., Pushkin N.M. Electrification of nozzle in a liquid rocket engine. *Combust. Explos. Shock Waves*, 1995, vol. 31, no. 4, pp. 450–454.  
DOI: <https://doi.org/10.1007/BF00789365>
- [6] Pinchuk V.A. Jet engine electrification as a phenomenon reflecting the evolution of charge instability in an outflowing combustion product mixture. *Tech. Phys.*, 1997, vol. 42, no. 8, pp. 872–876. DOI: <https://doi.org/10.1134/1.1258733>
- [7] Gafurov R.A., Solovyev V.V. Diagnostika vnutrikamernykh protsessov v energeticheskikh ustanovkakh [Diagnosis of intra-chamber processes in power plants]. Moscow, Mashinostroenie Publ., 1991.
- [8] Rudinskii A.V., Yagodnikov D.A., Ryzhkov S.V., et al. Features of intrinsic electric field formation in low-temperature oxygen–methane plasma. *Tech. Phys. Lett.*, 2021, vol. 47, no. 7, pp. 520–523. DOI: <https://doi.org/10.1134/S1063785021050278>
- [9] Aronowitz L. Electrostatic potential generated by rockets on vehicles in space. *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, 1968, vol. EMC-10, iss. 4, pp. 341–346.  
DOI: <https://doi.org/10.1109/TEMC.1968.302975>
- [10] Nagel' Yu.A. Electrical charging of engines in the efflux of combustion products. Experimental results. *Tech. Phys.*, 1999, vol. 44, no. 8, pp. 918–922.  
DOI: <https://doi.org/10.1134/1.1259405>
- [11] Kotelnikov V.A., Kotelnikov M.V., Filippov G.S. Fizicheskoe, matematicheskoe i chislennoe modelirovanie pristenochnoy plazmy primenitelno k sistemam aviatsionno-kosmicheskoy tekhniki i volnovym tekhnologiyam [Physical, mathematical and numerical models of near-wall plasma in relation to systems of aerospace engineering and wave technologies]. Moscow, Izhevsk, IKI Publ., 2018.
- [12] Hastings D., Garrett H. Spacecraft-environment interactions. Cambridge Univ. Press, 1996.
- [13] Bogdanov V.V. Model of calculation of volume electrization of high-resistance dielectrics in space. *Vestnik KRAUNTs. fiz.-mat. nauki* [Bulletin KRASEC. Physical and Mathematical Sciences], 2018, vol. 24, no. 4, pp. 66–89 (in Russ.).  
DOI: <https://doi.org/10.18454/2079-6641-2018-24-4-66-89>

- [14] Pushkin N.M. *Elektrofizika raketno-kosmicheskogo poleta i elektrofizicheskie metody kontrolya i diagnostiki izdeliy RKT* [Electrophysics of rocket-space flight and electrophysical methods of control and diagnostics of RCT products]. Moscow, Nauchnyy consultant Publ., 2016.
- [15] Novikov L.S. *Vzaimodeystvie kosmicheskikh apparatov s okruzhayushchey plazmoy* [Interaction of space vehicles with surrounding plasma]. Moscow, Universitetskaya kniga Publ., 2006.
- [16] Thompson W.B. *An introduction to plasma physics*. Addison-Wesley, 1962.
- [17] Morozov A.I. *Vvedenie v plazmodinamiku* [Introduction to plasmadynamics]. Moscow, FIZMATLIT Publ., 2006.
- [18] Trusov B.G. [TERRA software system for modeling phase and chemical equilibria at high temperatures]. *III Mezhdunar. simp. "Gorenie i plazmokhimiya"* [III Int. Symp. "Combustion and Plasma Chemistry"]. Alma-Ata, KAzNU Publ., 2005, pp. 52–57 (in Russ.).

**Fedotova K.V.** — Cand. Sc. (Eng.), Assoc. Professor, Department of Rocket Engines, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, str. 1, Moscow, 105005 Russian Federation).

**Yagodnikov D.A.** — Dr. Sc. (Eng.), Professor, Head of the Department of Rocket Engines, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, str. 1, Moscow, 105005 Russian Federation).

**Please cite this article in English as:**

Fedotova K.V., Yagodnikov D.A. Computational study of the wall electrization limiting characteristics at the low-temperature plasma flow. *Herald of the Bauman Moscow State Technical University, Series Natural Sciences*, 2023, no. 1 (106), pp. 145–160 (in Russ.). DOI: <https://doi.org/10.18698/1812-3368-2023-1-145-160>