

Труды МАИ. 2022. № 124
Trudy MAI, 2022, no. 124

Научная статья
УДК 533.59, 621.455, 537.534
DOI: [10.34759/trd-2022-124-08](https://doi.org/10.34759/trd-2022-124-08)

ПОДХОДЫ К МОДЕЛИРОВАНИЮ ПРОЦЕССА ОСАЖДЕНИЯ ПРОДУКТОВ ЭРОЗИИ НА СТЕНКИ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ КАМЕРЫ ИОННОГО ДВИГАТЕЛЯ

Мария Владимировна Черкасова

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), Москва, Россия

maria-post@mail.ru

Аннотация. Рассматривается проблема эрозии ускоряющего электрода ионно-оптической системы высокочастотного ионного двигателя и проникновения распыленного материала в объем газоразрядной камеры. Предлагается физико-математическая модель пространственного распыления поверхности электрода, взаимодействия распыленных частиц с ионным потоком и осаждения их на поверхности внутри газоразрядной камеры. Выполнено численное моделирование распыления электрода из молибдена, получено угловое распределение вылетающих частиц, проведена оценка скорости и локализации осаждения частиц по поверхности.

Ключевые слова: высокочастотный ионный двигатель, ускоряющий электрод, эрозия, индикатриса распыления, пороговая энергия, осаждение примеси, загрязнение газоразрядной камеры

Для цитирования: Черкасова М.В. Подходы к моделированию процесса осаждения продуктов эрозии на стенки газоразрядной камеры ионного двигателя // Труды МАИ. 2022. № 124. DOI: [10.34759/trd-2022-124-08](https://doi.org/10.34759/trd-2022-124-08)

APPROACHES TO MODELING THE PROCESS OF EROSION PRODUCTS DEPOSITION ON THE GAS DISCHARGE CHAMBER WALLS OF AN ION ENGINE

Mariya V. Cherkasova

Moscow Aviation Institute (National Research University),

Moscow, Russia

maria-post@mail.ru

Abstract. Currently, many tasks of space exploration use ion engines, including high-frequency ion thrusters. At the same time, special attention is paid to the terms of active engine operation. In the design of a ion thruster, the ion beam is extracted from the discharge plasma and accelerated using an electrode system operating on the principle of electrostatic lenses. The accelerating electrode of such system is subject to erosion due to bombardment with exchange ions. Electrode damage results in engine performance change for two reasons. Changing the electrode configuration worsens the characteristics of the

ion beam and also the sprayed electrode material penetrates the discharge chamber and settles on its walls, changing the discharge characteristics. Extensive theoretical and experimental studies have been devoted to the erosion of the accelerating electrode itself, while the problem of deposition of sprayed material on the walls of the gas discharge chamber has not been practically investigated.

This paper proposes a physical and mathematical model for depositing sputtered atoms of accelerating electrode material on the walls of a gas discharge chamber of a high-frequency ion engine. Two-dimensional model of spatial sputtering of accelerating electrode surface by exchange ions and interaction of sputtered material atoms with primary beam ions is considered. Possible ranges of emission angles of sprayed atoms penetrating inside the discharge chamber through the holes of the emission electrode are estimated.

Based on the created model, calculation of the accelerating electrode erosion of the two-electrode ion-optical system with the accelerating electrode from molybdenum was carried out. In the first approximation, the penetration of sprayed molybdenum atoms into the plasma of the discharge chamber was simulated. An estimate of the distribution of polluting atoms over the conditional model surface was obtained. Quantitative estimates of surface contamination rate have been made.

The developed physical and mathematical model of processes will allow in the future to create an engineering methodology for calculating the dynamics of deposition of sprayed material on the walls of the gas discharge chamber of a high-frequency ion engine. The use of such a technique will reduce the time of life tests and better predict the change in engine performance for long service life.

Keywords: high frequency ion thruster, accelerating electrode, erosion, sputtering indicatrix, threshold energy, impurity deposition, gas discharge chamber contamination

For citation: Cherkasova M.V. Approaches to modeling the process of erosion products deposition on the gas discharge chamber walls of an ion engine. *Trudy MAI*, 2022, no. 124. DOI: [10.34759/trd-2022-124-08](https://doi.org/10.34759/trd-2022-124-08)

Введение

В настоящее время при решении многих задач исследования и освоения космического пространства используются ионные двигатели, в том числе высокочастотные ионные двигатели (ВЧИД). При этом требуемое время работы двигателя с надлежащими характеристиками ионного пучка составляет десятки тысяч часов. Критическим элементом конструкции ионного двигателя с точки зрения ресурса является ускоряющий электрод ионно-оптической системы, который подвергается эрозии, вследствие чего изменяется геометрия электрода, следовательно, и параметры ионного пучка. Вопросам решения этой проблемы посвящены обширные экспериментальные и теоретические исследования [1-4].

Однако присутствует еще один существенный фактор, влияющий на основные характеристики двигателя, и также связанный с эрозией электродов. Распыленный материал электродов проникает внутрь газоразрядной камеры (ГРК) и оседает на стенках камеры. Образование металлизированного или графитового (в зависимости от материала, из которого изготовлены электроды) покрытия на керамических стенках газоразрядной камеры может приводить к потерям высокочастотной

мощности в образующихся электропроводящих слоях, ухудшению рабочих характеристик и сокращению срока службы двигателя. Эта проблема в отечественных и зарубежных научных разработках практически не изучалась. В работе [5] рассмотрена проблема возникновения короткого замыкания электродной системы ионного двигателя вследствие разрушения композитного углеродного материала ускоряющего электрода.

Физические основы процессов в электродной системе

высокочастотного ионного двигателя

В ионных двигателях для формирования ускоренного потока ионов (пучка) используется специальная система электродов, по своему действию похожая на систему собирающих и рассеивающих линз, и по этой причине именуемая ионно-оптической системой. Классическая схема ионно-оптической системы приведена на рисунке 1. Два электрода в системе делают перфорированными, с большим числом соосных отверстий. Через отверстия в первом - эмиссионном электроде,

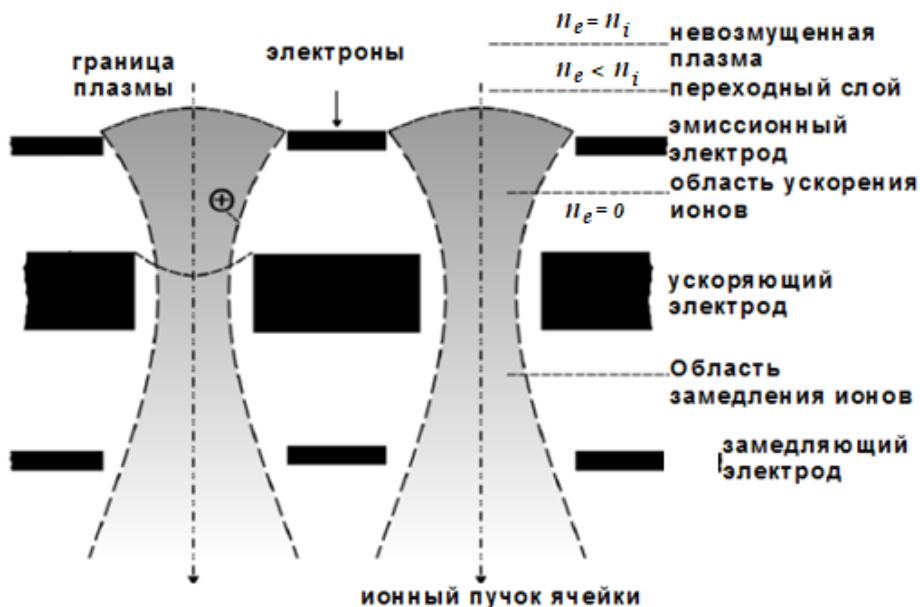


Рисунок 1. Принципиальная схема электродной системы ионного двигателя [6].

находящемся под положительным потенциалом - ионы вытягиваются из плазмы газового разряда. Далее ионы ускоряются разностью потенциалов между первым эмиссионным электродом и вторым - ускоряющим электродом, который находится под отрицательным потенциалом. Возможно использование третьего электрода, перфорированного или кольцевого, который улучшает фокусировку пучка и частично защищает ускоряющий электрод от эрозии. Такой замедляющий электрод обычно заземлен. В области за третьим электродом происходит компенсация пространственного заряда ионов электронами, которые каким-либо образом подаются в объем пучка (с помощью специально установленного нейтрализатора или за счет эмиссии со стенок вакуумной камеры при экспериментальной отработке). Эта область называется зоной нейтрализации (рисунок 2).

При вытягивании ионов через отверстия в эмиссионном электроде, в поток вместе с ионами попадают нейтральные атомы рабочего газа, двигающиеся с тепловой скоростью. Количественное содержание нейтралов в потоке зависит от степени ионизации в газоразрядной камере. Наличие нейтралов обуславливает протекание в пучке процессов резонансной перезарядки при взаимодействии

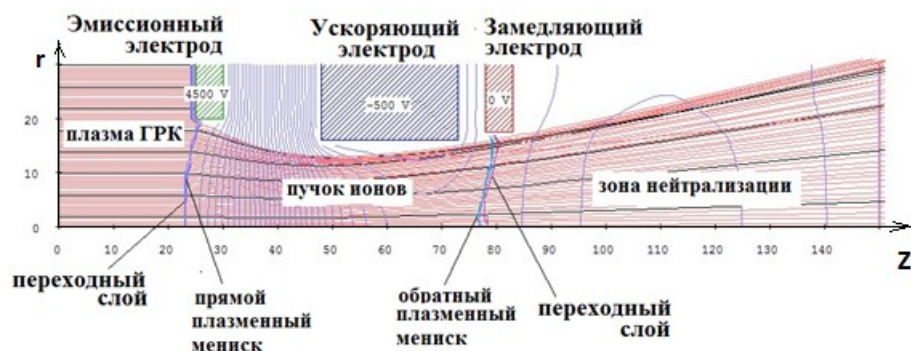


Рисунок 2. Элементарная ячейка трехэлектродной ионно-оптической системы.

быстрых ионов Xe^+ пучка с медленными нейтральными атомами Xe^0 . Образовавшиеся медленные перезарядные ионы захватываются электрическим полем электродной системы, двигаются в сторону ускоряющего электрода системы и бомбардируют его поверхность. При бомбардировке вторичными ионами происходит распыление материала электрода. Распыленный материал электрода впрыскивается в ионный пучок и, претерпевая столкновения с быстрыми первичными ионами пучка, может попадать в газоразрядную камеру, оседая на стенках ГРК, вызывая изменение характеристик плазмы в камере, что, в свою очередь, влияет на характеристики извлекаемого пучка ионов. Оценка эрозионно-загрязняющего воздействия на плазму газоразрядной камеры ионного двигателя является необходимым условием разработки и проектированию современных двигателей с длительными сроками активного существования.

Физико-математическая модель движения распыленных частиц и их взаимодействия с первичным пучком ионов.

Ранее в НИИ ПМЭ МАИ была разработана программа расчета эрозии ускоряющего электрода вторичными ионами (2D моделирование) [6,7], которая позволяет рассчитывать локальную эрозию поверхностей ускоряющего электрода.

Такое моделирование является предварительным этапом для дальнейшего отслеживания движения распыленных частиц материала ускоряющего электрода, поскольку обеспечивает информацию об углах и энергиях падающих на поверхность частиц и локальном уносе массы.

Для описания распределения распыленных частиц в пространстве используется индикатриса распыления - вспомогательная поверхность, характеризующая количественную угловую зависимость распыленной массы. Самой простой моделью описания индикатрисы является модель Ламберта (Lambert), характеризующая угловую зависимость интенсивности распыления [8]:

$$nv(R, \theta) = \frac{J_m}{2\pi R^2} \cos(\theta). \quad (4)$$

где J_m – интенсивность источника частиц, R – расстояние от источника, θ – угол выхода частицы, nv - интенсивность распыления. Однако точность такой аппроксимации, особенно, при скользких углах падения ионов, невелика. Как показало моделирование распыления ускоряющего электрода, бомбардирующие ионы подлетают к поверхности электрода в широком диапазоне углов, в том числе и при скользких углах.

В настоящее время для аппроксимации индикатрисы распыления применяются различные полуэмпирические соотношения. В диапазоне энергий ионов до 1 кэВ хорошее соответствие с экспериментом показало соотношение Занга (Zhang) [9,10], позволяющее рассчитывать пространственные потоки распыленных частиц. Данное соотношение имеет вид:

$$y = \frac{Y}{1 - \sqrt{\frac{E_{th}}{E_i}} \cos(\theta)} \cdot \frac{\cos(\psi)}{\pi} \left[1 - \frac{1}{4} \sqrt{\frac{E_{th}}{E_i}} \left(\cos(\theta) \gamma(\psi) + \frac{3}{2} \pi \sin(\theta) \sin(\psi) \cos(\varphi) \right) \right], \quad (5)$$

$$\text{где } \gamma(\psi) = \frac{3 \sin^2(\psi) - 1}{\sin^2(\psi)} + \frac{\cos^2(\psi) \cdot (3 \sin^2(\psi) + 1)}{2 \sin^3(\psi)} \ln \left(\frac{1 + \sin(\psi)}{1 - \sin(\psi)} \right),$$

y – масса распыленного вещества с; Y – полная масса распыленного вещества; θ – угол падения ионов; ψ – азимутальный угол вылета частиц; φ – полярный угол вылета частиц; E_i – энергия бомбардирующих ионов; E_{th} – пороговая энергия распыления. Преимущество этой формулы заключается в том, что индикатриса задается всего одним параметром $\varepsilon = E_{th} / E_i$, представляющим собой отношение пороговой энергии распыления к энергии бомбардирующего иона.

Методика определения пороговой энергии распыления была предложена в работе [11]

$$E_{th} = \begin{cases} \frac{6.7 U_s}{\zeta}, M_1 \geq M_2 \\ \frac{U_s}{\zeta} \cdot \left(1 + \frac{5.7}{M_1 / M_2} \right), M_1 \leq M_2 \end{cases} \quad (6)$$

где U_s – поверхностная энергия связи вещества, ζ – коэффициент передачи энергии в упругих столкновениях, где максимальная доля переданной энергии

$$\zeta = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2}$$

M_1 – масса бомбардирующего иона, M_2 – масса атома мишени. Например, при распылении электрода из молибдена (масса атома $M_2=95.95$ а.е.м) ионами ксенона (масса иона $M_1= 131.3$ а.е.м) максимальная доля переданной энергии составляет примерно 0,975. Тогда формула (6) позволяет вычислять массовую долю вещества,

распыленного в определенном направлении. При распылении металлов ионами инертных газов подавляющее количество вылетающих с поверхности частиц представляет собой атомы металла в основном состоянии [12]. Распределение вылетающих атомов по энергиям зависит от поверхностной энергии связи и от угла вылета ψ [13,14]

$$f(E, \psi) = \frac{\alpha \cdot E}{(U_s + E)^3} \cos \psi \quad (7)$$

где E – энергия бомбардирующего иона, α – коэффициент нормировки. Максимум распределения наблюдается при $E = U_s / 2$.

При моделировании проникновения распыленных атомов металла в поток первичных ионов приняты определенные допущения. В пределах ячейки моделирования первичные ионы пучка предполагаются монокинетическими и двигающимися по параллельным траекториям. Столкновения ионов с атомами парные и упругие, то есть внутренняя энергия и тип сталкивающихся частиц остаются неизменными. Причем отклонение ионов пучка от первоначальной траектории незначительно, и они достаточно быстро возвращаются к прежней траектории под действием электростатического поля. К описанию движения частиц применяются законы классической механики и электродинамики. Столкновение распыленных атомов металла с нейтральными атомами рабочего газа и перезарядными ионами в первом приближении не рассматривается.

Движущиеся первичные ионы пучка рассматриваются как точечные частицы, которым приписывается некоторое эффективное сечение, определяющее вероятность столкновения. Для диапазона энергий до нескольких кэВ возможно

использование приближения степенного потенциала, и для этого случая эффективное сечение имеет вид [15]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{45} \left[\frac{b^2}{4} a_{T-\phi}^{2S-2} K_S^2 \delta_S^2 \right]^{1/S} \left(\frac{\theta}{2} \right)^{-2 \left(1 + \frac{1}{S} \right)},$$

где $b = \frac{Z_1 Z_2 k e^2}{E_{отн}}$ – расстояние наибольшего сближения частиц в «лобовом» ударе

(диаметр столкновения), $a_{T-\phi} = 0.885 \cdot a_0 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2}$ – радиус экранирования Томаса-

Ферми-Фирсова, $a_0 = 0.529 \text{ \AA}$ – радиус первой боровской орбиты, Z_1 и Z_2 – зарядовые

числа распыленного атома и иона пучка, соответственно, K_S – числовой параметр,

$\delta_S = 0.5B \left(\frac{S+2}{2}, \frac{1}{2} \right)$ где $B(x,y)$ – бета-функция, e – элементарный заряд. Хорошее

согласование с экспериментом в указанном диапазоне энергий было получено в [15]

при параметре степени $S=2$, тогда $K_S=0.831$ и $\delta_S=\pi/4$.

В случае пространственного рассеяния телесный угол определяется площадью кольца на поверхности сферы, вырезанного двумя конусами с углами θ и $\theta+d\theta$. С учетом рекомендуемых выше значений параметров получаем сечение рассеяния:

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = \frac{0.831}{180} b \cdot a_{T-\phi} \cdot \pi^2 \cdot \left(\frac{\theta}{2} \right)^3 \sin \theta. \quad (8)$$

Оценка параметра b при столкновении распыленного атома молибдена с ионом ксенона с энергией порядка 2 кэВ дает величину $\sim 10^{-9}$ м. Оценка радиуса экранирования Томаса-Ферми показывает порядок величины $\sim 10^{-11}$ м. Таким образом, порядок величины сечения рассеяния $\sim 10^{-22} \text{ м}^2$. Оценка средней длины свободного пробега распыленного атома в пучке ионов через газокINETические

соотношения $\lambda = \frac{1}{n\sigma}$ приводит к явно завышенному значению порядка $\sim 10^4$ м.

Более точная оценка может быть получена с помощью выражения, предложенного в [16] для средней длины свободного пробега между столкновениями частиц типа 1 (распыленные атомы) с частицами типа 2 (ионы пучка):

$$\lambda = \frac{\bar{v}_1}{\pi \cdot n_i (r_1 + r_2)^2 \sqrt{\bar{v}_1^2 + \bar{v}_2^2}} \quad (9)$$

где \bar{v}_1, \bar{v}_2 - средние скорости распыленного атома и иона соответственно, r_1, r_2 - атомные радиусы распыленного атома и иона соответственно. Средняя скорость распыленных атомов имеет порядок 10^3 м/с, тогда как, средняя скорость ионов пучка порядка $5 \cdot 10^4$ м/с, радиус иона ксенона ~ 190 пм, радиус атома молибдена ~ 139 пм, концентрация ионов пучка до 10^{17} 1/м³. Оценка по формуле (9) показывает среднюю длину свободного пробега порядка 0.59 м. При этом максимальный радиус ионного пучка в межэлектродном пространстве элементарной электродной ячейки имеет порядок нескольких миллиметров. Откуда следует, что в среднем распыленный атом испытывает менее одного столкновения при взаимодействии с ионами пучка.

Поскольку выбитые с поверхности электрода частицы являются нейтральными атомами, электростатическое поле электродной системы не оказывает на них влияния. До попадания в область пучка ионов атомы металла двигаются по прямой траектории, с приобретенной в результате распыления энергией. Средняя энергия, теряемая атомом в упругом столкновении с ионами пучка описывается выражением [12]

$$\Delta E = n_i \cdot \lambda \cdot S_n(E) \quad (10)$$

где n_i – концентрация ионов, $S_n(E)$ – сечение торможения или функция экранирования. При использовании потенциала межатомного взаимодействия по модели Томаса-Ферми сечение ядерного торможения имеет вид [12]:

$$S_n(E) = 4\pi \cdot a_{T-\Phi} \cdot Z_1 Z_2 \cdot e^2 \frac{M_1}{M_1 + M_2} \cdot s_n(E), \quad (11)$$

где e – элементарный заряд, $s_n(\varepsilon)$ – энергия торможения в зависимости от приведенной энергии атома [17], ε – приведенная энергия в эВ:

$$s_n(\varepsilon) = \frac{3.441 \cdot \sqrt{\varepsilon} \cdot \ln(\varepsilon + 2.718)}{1 + 6.355 \cdot \sqrt{\varepsilon} + \varepsilon \cdot (6.882 \cdot \sqrt{\varepsilon} - 1.708)} \quad (12)$$

$$\varepsilon = \frac{0.03255}{Z_1 Z_2 \sqrt{Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}}} \cdot \frac{M_2}{M_1 + M_2} E \quad (13)$$

Оценка приведенной энергии при взаимодействии распыленного атома молибдена и иона ксенона в пучке показывает малые величины порядка 0.003 эВ, что соответствует применяемым моделям.

Упругое парное столкновение атома с ионом пучка рассматривается в относительной системе отсчета, где ион «покоится», а атом металла налетает на него с относительной скоростью $\vec{v}_o = \vec{v}_1 - \vec{v}_2$. При этом угол рассеяния атома на ионе в этой системе отсчета определяется соотношением [12]:

$$\cos(\varphi') = \sqrt{1 - \frac{\Delta E}{E}} + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{M_2}{M_1}\right) \cdot \left(\frac{\Delta E}{E}\right) \cdot \left(1 - \frac{\Delta E}{E}\right)^{-1/2} \quad (14)$$

2D моделирование осуществлялось в цилиндрической системе координат, в которой ось z направлена по потоку первичных ионов, и начало отсчета расположено за плазменным мениском рис. 2 (условно в области газоразрядной камеры). Расчетная область разбивается на ячейки, каждой из которых

приписывается определенное значение потенциала, плотности ионного тока и объемного заряда пучка, полученные в предварительном моделировании.

Для каждой ячейки, расположенной на поверхности ускоряющего электрода, в предварительном моделировании рассчитывается изменение рельефа поверхности за выбранный интервал времени. Для каждой траектории бомбардирующей поверхность иона определяется доля распыленной массы, поскольку на одну и ту же ячейку поверхности приходят бомбардирующие ионы из разных точек первичного пучка и, возможно, из зоны нейтрализации.

На основании этой информации выполняется моделирование вылета определенного количества атомов из каждой ячейки поверхности после удара конкретного бомбардирующего иона в соответствии с долей распыленной массы согласно индикатрисе (5). В случае 2D моделирования полярный угол вылета принимает значения $\varphi=0^\circ$ или $\varphi=180^\circ$, что соответствует плоскости падения вторичного иона, а азимутальный угол варьируется. Рисунок 3 иллюстрирует направления рассеяния, при которых распыленные атомы металла могут проникнуть в ГРК.

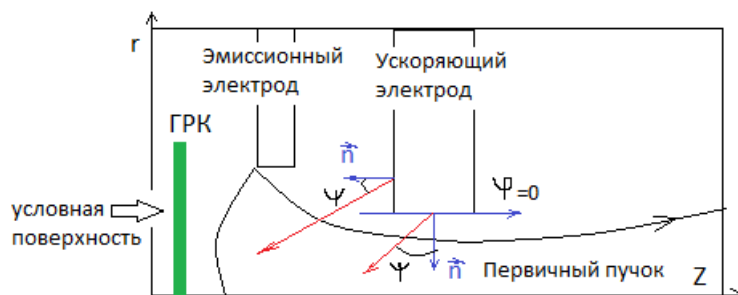


Рисунок 3. Схема отсчета углов распыления. Стрелками показано направление движения распыленных частиц в сторону газоразрядной камеры.

Распыленным атомам присваивается значение энергии в соответствии с распределением (7). Далее разыгрывается вероятность столкновения и, если взаимодействие произошло, пересчитывается направление движения распыленного иона (14). По величине азимутального угла распыления или угла, рассчитанного после столкновения с ионом, оценивается возможность попадания атома в отверстие эмиссионного электрода. Для атомов, пролетающих сквозь отверстие, рассчитывается оседание на условную поверхность, расположенную в пределах ГРК. Поскольку параметры плазмы ГРК не известны, движение распыленных частиц внутри ГРК, в первом приближении, можно считать бесстолкновительным или предположить диффузионный характер переноса частиц, при котором градиент плотности распыленных частиц определяется преимущественно столкновениями с атомами или ионами рабочего газа и описывается законом:

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{M_1}{M_2} \frac{\lambda}{d} \left[1 - \exp\left(-\frac{d \cdot M_2}{\lambda \cdot M_1}\right) \right],$$

где d – расстояние, проходимое атомом в плазме газоразрядной камеры.

Результаты моделирования распыления материала электрода и его осадения на стенки газоразрядной камеры.

В работе [18] рассматриваются основные принципы выбора геометрии электродной системы высокочастотного ионного двигателя и предлагается лабораторная модель подобной электродной системы. В расчете на возможность последующего сравнения с экспериментом численное моделирование проводилось

для двухэлектродной перфорированной ионно-оптической системы со следующими параметрами:

- диаметр отверстий в эмиссионном электроде: $D_{ЭЭ}=2.5$ мм;
- толщина эмиссионного электрода: $h_{ЭЭ}=0.3$ мм;
- расстояние между эмиссионным и замедляющим электродами: $l_{ЭУ}=0.8$ мм;
- диаметр отверстий в ускоряющем электроде: $D_{УЭ}=1.7$ мм;
- толщина ускоряющего электрода: $h_{УЭ}=1.5$ мм;

Потенциалы электродов:

- потенциал эмиссионного электрода: $U_{ЭЭ}=+2000$ В;
- потенциал ускоряющего электрода: $U_{УЭ}=-500$ В;

рабочее тело - ксенон, эмиссионный электрод изготовлен из молибдена. Масштаб температуры электронов в расчете принят – $T_e=2.45$ эВ. При проведении моделирования концентрация плазмы принята равной 2.5×10^{11} см⁻³. Полный ток пучка 100 мА, при количестве отверстий 313 сетки на элементарную ячейку приходится в среднем ток 0,32 мА.

В качестве материала ускоряющего электрода рассмотрен молибден, как один из типичных материалов, применяемых в реальных конструкциях электродов. Молибден используется в ионных двигателях малой тяги, поскольку имеет относительно низкую скорости эрозии, способность к химическому травлению для образования массивов отверстий и обладает хорошими тепловыми и структурными свойствами.

Решение самосогласованной задачи расчета электростатического поля электродной системы и траекторий первичного ионного пучка получено при помощи комплекса IGUN [19] (рисунок 4). Также был выполнен расчет траекторий ионов перезарядки, двигающихся из зоны нейтрализации (рисунок 5). Этот «тип» вторичных ионов бомбардирует поверхность ускоряющего электрода, обращенную к зоне нейтрализации, а также внутреннюю поверхность отверстия электрода. На рисунке 6 показан вид траекторий движения ионов перезарядки, рождающихся

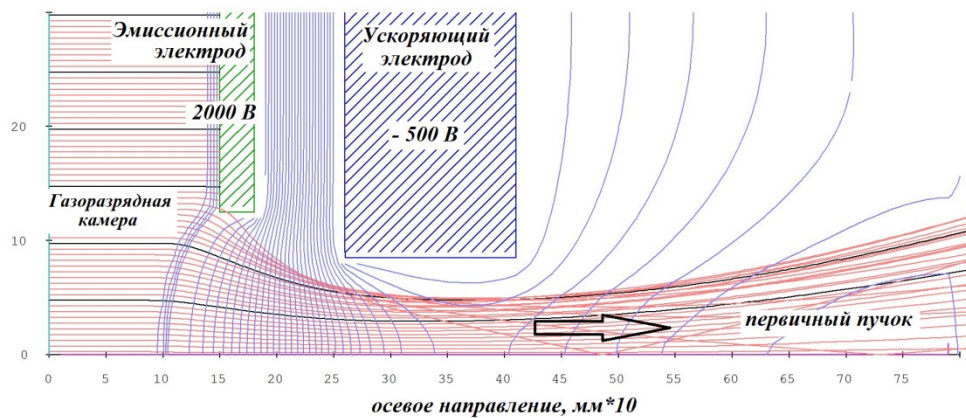


Рисунок 4. Первичный пучок ионов.

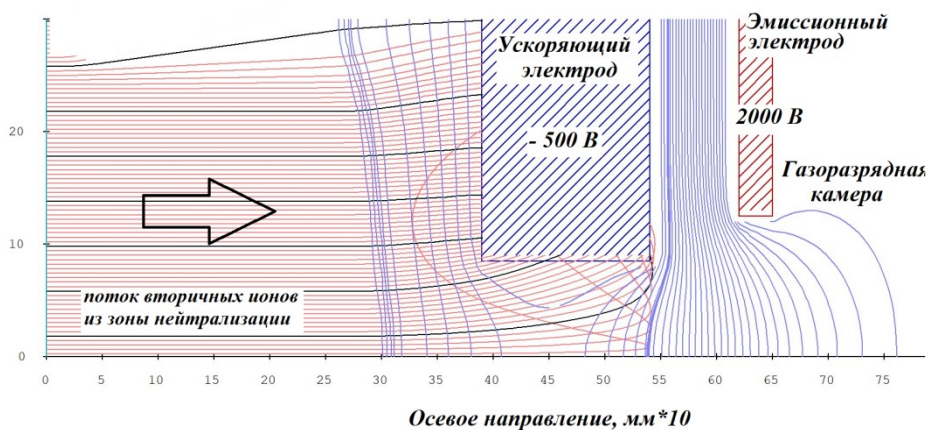


Рисунок 5 Траектории вторичных ионов, двигающихся из зоны нейтрализации.

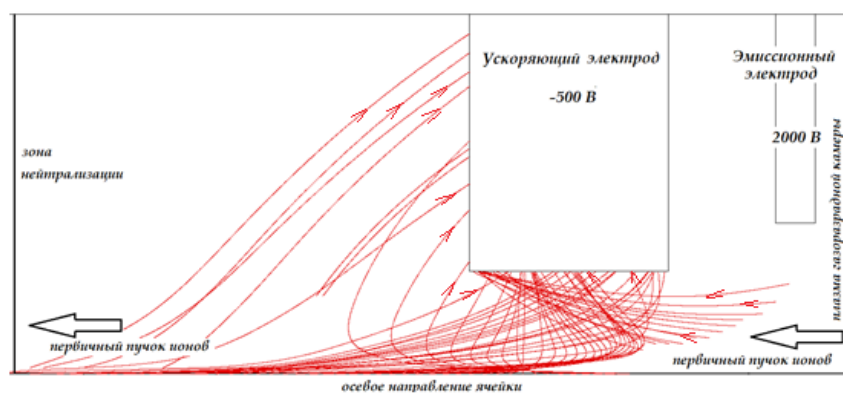


Рисунок 6. Траектории вторичных ионов перезарядки, рождающихся в объеме первичного пучка.

внутри первичного пучка. Выделена область межэлектродного пространства внутри первичного пучка, из которой вторичные ионы выпадают на поверхность ускоряющего электрода. На рисунке видно, что в данной конфигурации электродной системы, усиленной бомбардировке подвергается поверхность отверстия ускоряющего электрода, а также поверхность ускоряющего электрода, обращенная к зоне нейтрализации.

Получена оценка скорости эрозии поверхностей ускоряющего электрода ионами ксенона (рисунок 7). Средняя скорость эрозии поверхности отверстия электрода составила 0,15 мкм/час, характер распределения скорости

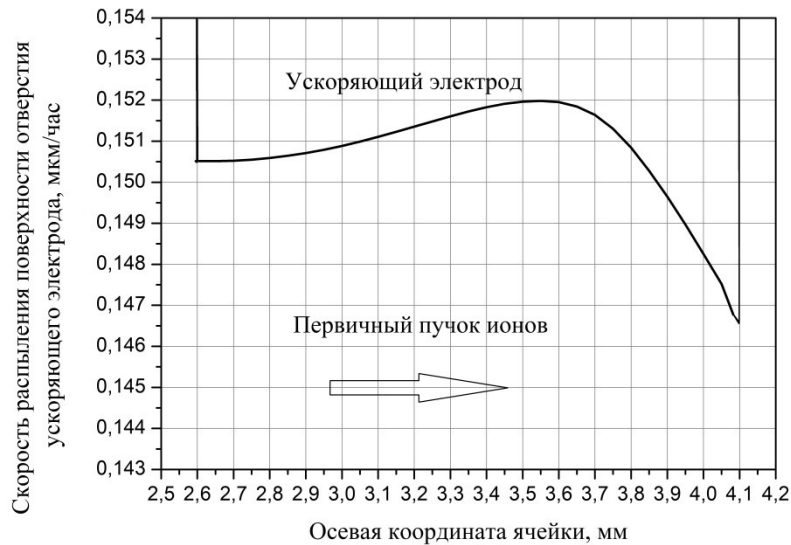


Рисунок 7. Скорость распыления поверхности отверстия ускоряющего электрода из молибдена

соответствует распределению траекторий бомбардирующих ионов по поверхности.

Для уточнения скорости эрозии и подтверждения достоверности применения двумерных моделей использовалась программа IOS-3D [20] разработки ГНЦ ФГУП «Центра Келдыша». Трехмерное моделирование показывает немного меньшие значения – средняя скорость 0,11 мкм/час (рисунок 8).

Результаты моделирования показали, что атомы, распыленные с поверхности ускоряющего электрода, обращенной к зоне нейтрализации, при столкновении с ионами пучка получают дополнительный импульс в направлении зоны нейтрализации и уносятся потоком. Таким образом, проникнуть в область

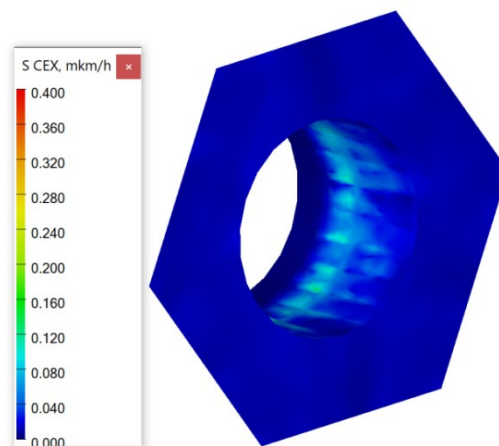


Рисунок 8. Скорости эрозии поверхностей ускоряющего электрода из молибдена по результатам 3D моделирования.

газоразрядной камеры сквозь отверстие эмиссионного электрода могут только атомы, распыленные с поверхности отверстия ускоряющего электрода или с его поверхности, обращенной к эмиссионному электроду, но в данной конфигурации электродов и потенциалов таких атомов нет.

Преимущественно в отверстие эмиссионного электрода проникают атомы, распыленные под азимутальными углами более некоторого критического азимутального угла. В случае пролета распыленных атомов через первичный пучок ионов без столкновений предельный азимутальный угол для проникновения в газоразрядную камеру немного меньше, чем в случае случайных однократных столкновений. Этот факт обусловлен сносом распыленного атома по «течению» пучка при столкновении. В расчете подтверждено, что в случае учета столкновений диапазон азимутальных углов распыления немного сдвинут в сторону больших углов, а начальный критический угол проникновения увеличивается.

Индикатриса распыленных атомов молибдена, проникающих в газоразрядную камеру (рис. 9) подтверждает наличие критического азимутального угла для проникновения в камеру. Учет столкновений распыленных атомов молибдена с ионами пучка приводит к сужению диапазона углов для проникновения в газоразрядную камеру.

При моделировании распыления ускоряющего электрода в течение 20 000 часов в случае, если не учитываются столкновения в пучке ионов, оценка максимальной толщины загрязняющего слоя составила примерно $4.15 \cdot 10^{-2}$ мкм при угле 47° с осью симметрии камеры. Получена максимальная скорость напыления загрязняющих атомов порядка $2.08 \cdot 10^{-3}$ нм/час для центральной элементарной ячейки ИОС. С учетом 313 отверстий электрода скорость напыления составляет примерно 0.65 нм/час. При учете столкновений с ионами

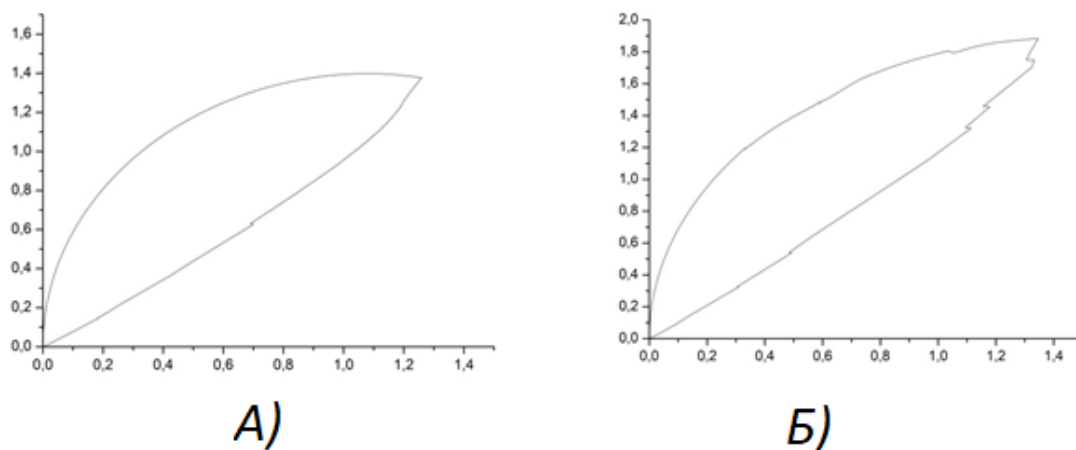


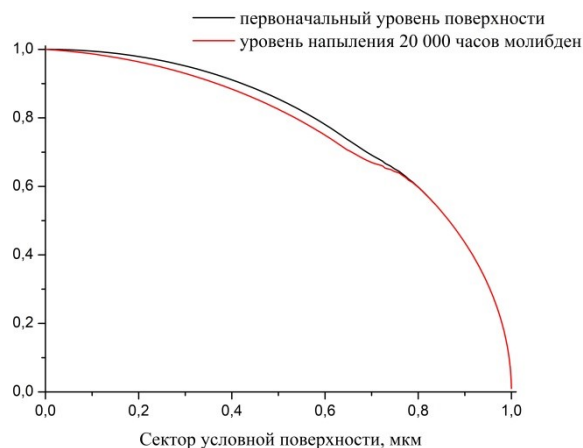
Рисунок 9. Индикатрисы распыления атомов молибдена, проникающих в ГРК:

А) без учета столкновений с ионами пучка, Б) с учетом столкновений.

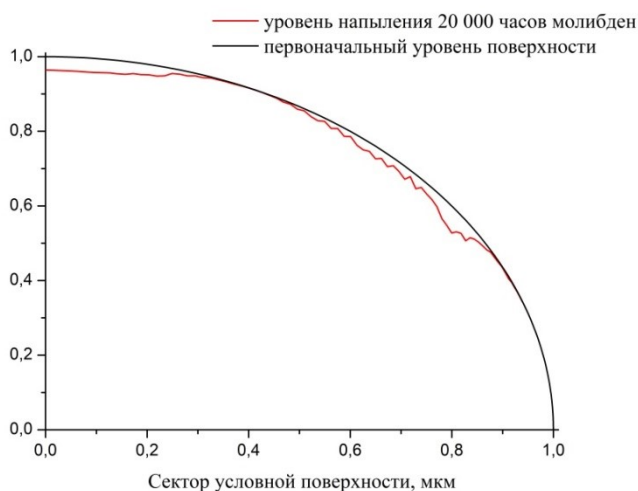
первичного пучка в отверстия эмитсионного электрода проникает меньшее число распыленных атомов, примерно в 1,35 раза (рисунок 10). При этом выделяются две

области напыления: вблизи оси симметрии ячейки и в диапазоне углов $50^{\circ} - 57^{\circ}$.

Такая особенность поведения атомов молибдена, видимо, связана с большой массой



А)



Б)

Рис 10. Осаждение распыленного материала на условную поверхность
внутри ГРК

А) Загрязнение поверхности за расчетное время 20 000 часов при
условии бесстолкновительного движения распыленных атомов

Б) Загрязнение поверхности за расчетное время 20 000 часов при
условии однократного столкновения распыленных атомов с ионами пучка.

атома — 96 а.е.м., что сказывается при столкновениях с ионами ксенона.

Максимальная толщина загрязняющего слоя в этом диапазоне углов составила

примерно $3.77 \cdot 10^{-2}$ мкм. Тогда максимальная оценка скорости осаждения загрязнения порядка $1.89 \cdot 10^{-3}$ нм/час для одной ячейки и 0.59 нм/час для всех отверстий сетки ускоряющего электрода.

Выводы

Разработана физико-математическая модель осаждения распыленных атомов материала ускоряющего электрода на стенки газоразрядной камеры высокочастотного ионного двигателя. Рассмотрена двумерная задача пространственного распыления поверхности ускоряющего электрода ионами перезарядки и взаимодействие атомов распыленного материала с ионами первичного пучка.

На основании созданной модели проведен модельный расчет эрозии ускоряющего электрода двухэлектродной ИОС с ускоряющим электродом из молибдена. В первом приближении выполнено моделирование проникновения атомов распыленного вещества в плазму газоразрядной камеры. Получена оценка распределения загрязняющих атомов по поверхности. Выполнены количественные оценки скорости загрязнения поверхности.

Разработанная физико-математическая модель позволит в дальнейшем создать инженерную методику расчета динамики осаждения распыленного материала на стенки газоразрядной камеры высокочастотного ионного двигателя. Использование такой методики позволит прогнозировать динамику характеристик двигателя во времени и сократить сроки ресурсных испытаний и более качественно

прогнозировать изменение рабочих характеристик двигателя при длительных сроках службы.

Список источников

1. Sengupta A., Anderson J.A., Garner C., Brophy J.R., de Groh K.K., Banks B.A., and Thomas T.A.K. Deep space 1 flight spare ion thruster 30,000-hour life test // Journal of Propulsion and Power, 2009, vol. 25 (1), pp. 105-117. DOI:[10.2514/1.36549](https://doi.org/10.2514/1.36549)
2. Wirz R.E., Anderson J.R., Goebel D.M., and Katz I. Decel grid effects on ion thruster grid erosion // IEEE Transactions on Plasma Science, 2008, vol. 36 (5), pp. 2122-2129. DOI: [10.1109/TPS.2008.2001041](https://doi.org/10.1109/TPS.2008.2001041)
3. Sangregorio M., Xie K., Wang N., Guo N., and Zhang Z. Ion engine grids: Function, main parameters, issues, configurations, geometries, materials and fabrication methods // Chinese Journal of Aeronautics, 2018, vol. 31 (8), pp. 1635–1649. DOI: [10.1016/j.cja.2018.06.005](https://doi.org/10.1016/j.cja.2018.06.005)
4. Tartz M., Hartmann E., Neumann N. Evolution of extraction grid erosion with operation time // 40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, 2004, pp. 1 - 6. DOI:[10.2514/6.2004-3787](https://doi.org/10.2514/6.2004-3787)
5. Satori S., Shimizu Y., Toki K., Kuninaka H., Kuriki H. Experimental investigation of carbon contamination inside discharge chamber of ion thruster // Transactions of the Japan Society for Aeronautical Space Sciences, 2000, vol. 41 (134), pp. 216–218. DOI:[10.2322/JJSASS1969.46.648](https://doi.org/10.2322/JJSASS1969.46.648)
6. Абгарян В.К., Ахметжанов Р.В., Лёб Х.В., Обухов В.А., Черкасова М.В. Численное моделирование высокоперевансной ионно-оптической системы с

плазменным эмиттером // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2013. № 11. С. 82–90. DOI: [10.7868/S0207352813110036](https://doi.org/10.7868/S0207352813110036)

7. Абгарян В.К., Ахметжанов Р.В., Лёб Х.В., Обухов В.А., Черкасова М.В. Численное моделирование первичного пучка ионов и потока вторичных ионов в ионно-оптической системе ионного двигателя // Труды МАИ. 2013. № 71. URL: <https://trudymai.ru/published.php?ID=46702>

8. Allas R.G., Knudson A.R., Lambert J.M., Threado P.A., Reynolds G.W. Self-ion sputtering yields for copper, nickel, and aluminum // Nuclear Instruments and Methods, 1982, vol. 194, pp. 615. DOI:[10.1016/0029-554X\(82\)90592-4](https://doi.org/10.1016/0029-554X(82)90592-4)

9. Zhang L., Zhang L.Z. Anisotropic energy distribution of sputtered atoms induced by low energy heavy ion distribution // Radiation Effects and Defects in Solids, 2005, vol. 160 (8), pp. 337-347. DOI:[10.1080/10420150500396803](https://doi.org/10.1080/10420150500396803)

10. Yalin P., Rubin B., Domingue S.R., Glueckert Z., Williams J.D. Differential Sputter Yields Of Boron Nitride, Quartz, and Kapton Due to Low Energy Xe⁺ Bombardment, AIAA 2007-5314 // 43th AIAA Joint Propulsion Conference and Exhibit, Cincinnati, OH, 8-11 July 2007. DOI:[10.2514/6.2007-5314](https://doi.org/10.2514/6.2007-5314)

11. Yamamura Y., Tawara H. Energy dependence of ion-induced sputtering yields from monatomic solids at normal incidence // Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1996, vol. 6

12. Бериш Р. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой. - М.: Мир, 1984. Т. I. , 336 с.

13. Lieberman M.A., Lichtenberg A.J. Principles of Plasma Discharges and Materials Processing, John Wiley & Sons, 2005, 737 p.

14. Хофер В. Распределения распыленных частиц по углам, энергиям и массам. В кн. Распыление под действием бомбардировки частицами. – М.: Мир, 1998. –518 с.
15. Готт Ю.В. Взаимодействие медленных частиц с веществом и диагностика плазмы. – М.: Атомиздат, 1973. – 129 с.
16. Хастед Дж. Физика атомных столкновений. – М.: Мир, 1965. –710 с.
17. Matsunami N., Yamamura Y., Itikawa Y. et al. Energy dependence of ion-induced sputtering yields of monoatomic solids // Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1984, vol. 31, no. 1. DOI:[10.1016/0092-640X\(84\)90016-0](https://doi.org/10.1016/0092-640X(84)90016-0)
18. Алдонин Ф.И., Ахметжанов Р.В. Расчет основных рабочих характеристик ионного двигателя мощностью 20 - 30 Вт // Труды МАИ. 2015. № 81 URL: <https://trudymai.ru/published.php?ID=57827>
19. Electron optic simulation, IGUN© 1997-2011, US, Jacksonville, Florida, URL: <http://www.egun-igun.com/>
20. Шагойда А.А. IOS–3D. Моделирование потоков заряженных частиц в ионно–оптических системах ионных двигателей // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2014610277, 21.01.2014.

References

1. Sengupta A., Anderson J.A., Garner C., Brophy J.R., de Groh K.K., Banks B.A., and Thomas T.A.K. Deep space 1 flight spare ion thruster 30,000-hour life test, *Journal of Propulsion and Power*, 2009, vol. 25 (1), pp. 105-117. DOI: 10.2514/1.36549
2. Wirz R.E., Anderson J.R., Goebel D.M., and Katz I. Decel grid effects on ion thruster grid erosion, *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2008, vol. 36 (5), pp. 2122-2129. DOI: [10.1109/TPS.2008.2001041](https://doi.org/10.1109/TPS.2008.2001041)
3. Sangregorio M., Xie K., Wang N., Guo N., and Zhang Z. Ion engine grids: Function, main parameters, issues, configurations, geometries, materials and fabrication methods, *Chinese Journal of Aeronautics*, 2018, vol. 31 (8), pp. 1635–1649. DOI: [10.1016/j.cja.2018.06.005](https://doi.org/10.1016/j.cja.2018.06.005)
4. Tartz M., Hartmann E., Neumann N. Evolution of extraction grid erosion with operation time, *40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*, 2004, pp. 1 - DOI: [10.2514/6.2004-3787](https://doi.org/10.2514/6.2004-3787)
5. Satori S., Shimizu Y., Toki K., Kuninaka H., Kuriki H. Experimental investigation of carbon contamination inside discharge chamber of ion thruster, *Transactions of the Japan Society for Aeronautical Space Sciences*, 2000, vol. 41 (134), pp. 216–218. DOI: [10.2322/JJSASS1969.46.648](https://doi.org/10.2322/JJSASS1969.46.648)
6. Abgaryan V.K., Akhmetzhanov R.V., Leb Kh.V., Obukhov V.A., Cherkasova M.V. *Poverkhnost'. Rentgenovskie, sinkhrotronnye i neitronnye issledovaniya*, 2013, no. 11, pp. 82–90. DOI: [10.7868/S0207352813110036](https://doi.org/10.7868/S0207352813110036)
7. Abgaryan V.K., Akhmetzhanov R.V., Leb Kh.V., Obukhov V.A., Cherkasova M.V. *Trudy MAI*, 2013, no. 71. URL: <https://trudymai.ru/eng/published.php?ID=46702>

8. Allas R.G., Knudson A.R., Lambert J.M., Thredo P.A., Reynolds G.W. Self-ion sputtering yields for copper, nickel, and aluminum, *Nuclear Instruments and Methods*, 1982, vol. 194, pp. 615. DOI:[10.1016/0029-554X\(82\)90592-4](https://doi.org/10.1016/0029-554X(82)90592-4)
9. Zhang L., Zhang L.Z. Anisotropic energy distribution of sputtered atoms induced by low energy heavy ion distribution, *Radiation Effects and Defects in Solids*, 2005, vol. 160 (8), pp. 337-347. DOI:[10.1080/10420150500396803](https://doi.org/10.1080/10420150500396803)
10. Yalin P., Rubin B., Domingue S.R., Glueckert Z., Williams J.D. Differential Sputter Yields Of Boron Nitride, Quartz, and Kapton Due to Low Energy Xe⁺ Bombardment, AIAA 2007-5314, *43th AIAA Joint Propulsion Conference and Exhibit*, Cincinnati, OH, 8-11 July 2007. DOI:[10.2514/6.2007-5314](https://doi.org/10.2514/6.2007-5314)
11. Yamamura Y., Tawara H. Energy dependence of ion-induced sputtering yields from monatomic solids at normal incidence, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 1996, vol. 63, no. 2, pp 149-253. DOI:[10.1006/ADND.1996.0005](https://doi.org/10.1006/ADND.1996.0005)
12. Behrisch R. *Raspylenie tverdykh tel ionnoi bombardirovkoii* (Sputtering by Particle Bombardment), Moscow, Mir, 1984, vol. I, 336 p.
13. Lieberman M.A., Lichtenberg A.J. *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, John Wiley & Sons, 2005, 737 p.
14. Khofer V. *Angular, energy, and mass distribution of sputtered particles / in Sputtering by Particle Bombardment*, 1991. URL: <https://link.springer.com/book/10.1007/3-540-53428-8>
15. Gott Yu.V. *Vzaimodeistvie medlennykh chastits s veshchestvom i diagnostika plazmy* (Interaction of slow particles with substance and plasma diagnostics), Moscow, Atomizdat, 1973, 129 p.

16. Hasted J.B. *Physics of Atomic Collisions*, Butterworths, London, 1964.
17. Matsunami N., Yamamura Y., Itikawa Y. et al. Energy dependence of ion-induced sputtering yields of monoatomic solids, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 1984, vol. 31, no. 1. DOI:[10.1016/0092-640X\(84\)90016-0](https://doi.org/10.1016/0092-640X(84)90016-0)
18. Aldonin F.I., Akhmetzhanov R.V. *Trudy MAI*, 2015, no. 81. URL: <https://trudymai.ru/eng/published.php?ID=57827>
19. *Electron optic simulation*, IGUN© 1997-2011, US, Jacksonville, Florida, URL: <http://www.egun-igun.com/>
20. Shagoida A.A. *Svidetel'stvo o gosudarstvennoi registratsii programmy dlya EVM № 2014610277*, 21.01.2014.

Статья поступила в редакцию 22.04.2022

Статья после доработки 23.04.2022

Одобрена после рецензирования 26.04.2022

Принята к публикации 21.06.2022

The article was submitted on 22.04.2022; approved after reviewing on 26.04.2022; accepted for publication on 21.06.2022