

04.1

## Лучистый тепловой поток от возбужденных атомов в высокочастотном ионном двигателе

© В.К. Абгарян<sup>1</sup>, М.В. Абгарян<sup>1</sup>, А.Б. Надирадзе<sup>2</sup>, В.В. Нигматзянов<sup>1</sup>, А.А. Семенов<sup>2</sup><sup>1</sup> Научно-исследовательский институт прикладной механики и электродинамики Московского авиационного института (Национального исследовательского университета), Москва, Россия<sup>2</sup> Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет), Москва, Россия

E-mail: vka.mai@mail.ru

Поступило в Редакцию 16 октября 2020 г.

В окончательной редакции 28 октября 2020 г.

Принято к публикации 11 ноября 2020 г.

Рассматривается лучистый поток, поступающий из плазмы разряда на поверхности в высокочастотных ионных двигателях. Спонтанное излучение фотонов образуется при снятии возбуждения атомов и ионов плазмы. Рассчитаны распределения плотностей теплового потока, приносимого излучением на поверхности в двигателе. Распределения могут быть использованы в численных расчетах температур в конструкциях двигателей.

**Ключевые слова:** плазма, высокочастотный ионный двигатель, тепловые потоки, возбужденные атомы, эмиссионный электрод, разрядная камера.

DOI: 10.21883/PJTF.2021.04.50646.18587

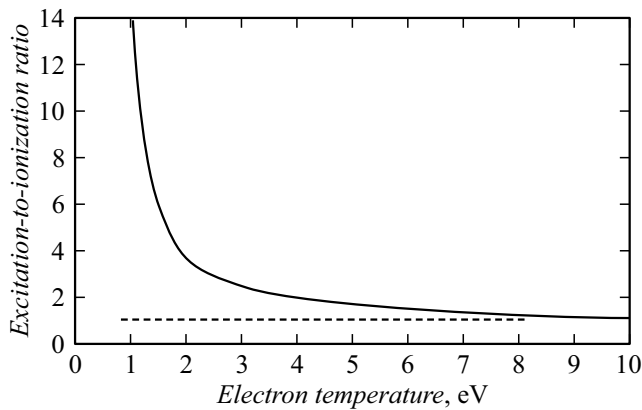
Высокочастотные ионные двигатели (ВЧИД) применяются в космических исследованиях с конца прошлого века. Схема ВЧИД была предложена Лебом, физические процессы, протекающие в ВЧИД, описаны в [1]. В разрядной камере (РК) двигателей индуктивный разряд поддерживается с помощью электромагнитного поля частотой порядка МГц. Положительные ионы извлекаются из плазмы разряда и ускоряются в электростатическом поле с разностью потенциалов в несколько кВ, приложенной между эмиссионным электродом (ЭЭ) и ускоряющим электродом ионно-оптической системы (ИОС). Так образуется тяга в двигателе. Высокая скорость истечения ионов рабочего газа в десятки км/с обеспечивает ряд преимуществ при использовании двигателей данной схемы для решения задач на орбите, таких как стабилизация орбиты и ориентация космических аппаратов.

В процессе работы двигателя из плазмы разряда на поверхности, граничащие с разрядом, выпадают компоненты плазмы: ионы, электроны и фотоны. Поступающие из плазмы тепловые потоки приводят к нагреву элементов его конструкции, что может отрицательно влиять на работу двигателя. Поэтому для определения теплового состояния двигателей на стадии проектирования, как правило, выполняются расчеты температур с помощью численных моделей, в которых в качестве граничных условий используются тепловые потоки, выносимые из разряда компонентами плазмы.

В качестве рабочего газа в ионных двигателях в основном используется Хе. Средняя по объему плазмы электронная температура  $T_e$ , которую удается достичь в ксеноновой плазме разряда в ВЧИД, составляет 3–3.5 eV [2]. Наибольшими по величине являются тепловые потоки, образующиеся за счет выпадения на

стенки ионов из плазмы. Ионы ускоряются до энергий около  $6.5T_e$ , т.е. примерно до 20–25 eV. Электроны в среднем приносят на стенки энергию  $2T_e$ . При рекомбинации ионов и электронов на поверхностях РК и ЭЭ выделяется энергия ионизации, которая для Хе составляет  $E_i = 12.13$  eV. Фотоны, образующиеся при рекомбинации, поглощаются окружающими поверхностями либо выходят из двигателя через отверстия в ИОС. Тепловой поток от рекомбинационного излучения рассмотрен в [3,4]. Отметим, что частота рекомбинации ионов и электронов в объеме плазмы значительно меньше, чем на стенках, поэтому рекомбинация в объеме плазмы не учитывается ни в одной расчетной тепловой модели.

Одна из компонент теплового потока в ионных двигателях образуется при спонтанном излучении фотонов из возбужденных атомов рабочего газа. Возбужденные атомы образуются при электронном ударе, если энергия налетающего электрона  $E_e$  превышает энергию  $E_1 = 8.43$  eV первого возбужденного уровня атома Хе. Данный тепловой поток с мощностью  $W_{ex}$  принимается в тепловых моделях как один из наибольших. Доля потока составляет  $\sim 1/3$  от полного теплового потока, падающего из плазмы на окружающие поверхности. За вычетом малой доли мощности, уносимой из разряда выходным ионным потоком, полный тепловой поток примерно равен вкладываемой в разряд входной высокочастотной (ВЧ) мощности  $W_{hf}$ . Отсюда получаем, что  $W_{ex} \approx W_{hf}/3$ . Величина  $W_{ex}$  определяется по соотношению потерь вкладываемой в разряд мощности на возбуждение атомов и ионов и на ионизацию. На рис. 1 приведена зависимость от  $T_e$  отношения частоты образования возбужденных атомов и ионов к частоте



**Рис. 1.** Отношение частоты образования возбужденных атомов и ионов к частоте образования ионов для ксенона как функция температуры электронов  $T_e$  [5].

образования ионов в плазменном разряде ксенона [5]. Как видно из рис. 1, при характерных ВЧ разряда температурах  $T_e$ , указанных выше, в разряде возбужденных атомов образуется примерно в 2 раза больше, чем ионов.

Энергии, уносимые фотонами при снятии возбуждения, находятся между  $E_1$  и  $E_i$ . Значение  $\bar{E} = 10$  eV является хорошей оценкой для средней энергии фотонов (или группы фотонов), образуемых при снятии возбуждения. Энергия фотонов  $\bar{E}$  почти в 2 раза меньше, чем у ионов, а их количество почти в 2 раза больше. Таким образом, получается, что фотоны и ионы приносят на стенки почти одинаковые тепловые потоки.

Энергии компонентов плазмы разряда не превышают порогов распыления материалов, из которых изготавливаются РК и электроды ИОС. Поэтому вся энергия, приносимая компонентами плазмы, поглощается поверхностями в виде тепла. Это не относится к ионам перезарядки, которые образуются в выходном пучке ионов и межэлектродном промежутке и ускоряются до энергий в сотни eV в поле ускоряющего электрода, имеющего значительный отрицательный потенциал [6,7].

Плотности мощности  $q_{ex}$  излучения рассматриваемого потока могли бы определяться из соотношения  $q_{ex}(R) = \bar{E}n_a n_e \langle \sigma_{ex}(E_e) V_e \rangle$ , где  $n_e$  и  $n_a$  — концентрации электронов и нейтральных атомов в рассматриваемой точке  $R$ . Знаком  $\langle \rangle$  обозначен коэффициент возбуждения нейтральных атомов, зависящий от  $T_e$ . Усреднение сечений возбуждения  $\sigma_{ex}(E_e)$  производится по скоростям электронов  $V_e$ . Распределения по объему температуры  $T_e$  и концентраций  $n_e$  и  $n_a$  могут быть определены исходя из полной физической модели разряда. Однако такая общепринятая модель в настоящее время не создана. Принято, что  $n_e$  уменьшается от центра разряда плазмы к его периферии в  $e^{1/2} \approx 1/0.606$  раза [5]. Концентрация  $n_a$  в ионных двигателях также неодинакова в объеме. Температура  $T_e$  и частота образования возбужденных атомов максимальны вблизи ВЧ-индуктора и в разы уменьшаются при удалении от него.

Неопределенностью параметров для расчетов  $q_{ex}$ , по-видимому, можно объяснить применение в существующих численных моделях [8,9] 0-мерного приближения для однородности по объему  $V_0$  ряда параметров плазмы, в том числе и плотности  $q_{ex}$ , т.е. принимается, что  $q_{ex} = W_{ex}/V_0 = \text{const}$ . Из этого допущения в моделях делается „очевидный“ вывод о постоянстве плотности  $w_{ex}$  лучистого теплового потока на поверхностях, граничащих с плазмой. В модели авторов [4] также принимается постоянство в рамках принятых допущений. Однако в действительности из этого допущения следует существенно отличающаяся от постоянной зависимость  $w_{ex}$  от координат точек на поверхностях РК и ЭЭ. Покажем это.

Очевидно, что величина  $w_{ex}$  в произвольной точке  $R$  на поверхности РК или ЭЭ в общем случае определяется интегрированием по объему разрядной камеры  $V_0$ , т.е.

$$w_{ex}(R) = \int_{V_0} q_{ex}(R^*) \cos \theta / 4\pi |\mathbf{r}|^2 dV, \quad (1)$$

где  $\theta$  — угол между нормалью  $\mathbf{n}$  к поверхности в точке  $R$ , в которой расположен рассматриваемый элемент  $d\sigma$ , и радиус-вектором  $\mathbf{r}$ , идущим из точки  $R$  в точку интегрирования  $R^*$ . На рис. 2 изображены входящие в (1) величины при использовании полусферической РК. Такая форма камеры является одной из наиболее распространенных. При  $q_{ex} = \text{const}$  выражение (1) для обеих поверхностей РК или ЭЭ можно привести к следующему виду:

$$w_{ex} = w_{ex}^{\max} \bar{f}, \quad (2)$$

где  $w_{ex}^{\max}$  — максимальное значение плотности теплового потока от возбужденных атомов и ионов на соответствующей поверхности, определяемое  $W_{ex}$  и размерами РК,  $\bar{f}$  — нормированная функция, определяющая распределение плотности теплового потока на рассматриваемой поверхности, рассчитывается интегрированием по объему РК.

На рис. 3 приведены графики функций  $\bar{f}$  для точек на поверхности РК и ЭЭ. Безразмерные высота  $\bar{H}$  и радиус  $\bar{R}$  точек на поверхности РК и ЭЭ соответственно вводятся следующим образом:  $\bar{H} = H/R_0$ ,  $\bar{R} = R/R_0$ , где  $R_0$  — радиус ЭЭ. Цветовая индикация распределений  $\bar{f}$  на поверхностях РК и ЭЭ приведена на рис. 2 (см. электронную версию статьи). Как видно из рис. 3, максимальные значения функций  $\bar{f}$  достигаются в центре ЭЭ и на вершине купола РК. Минимумы  $\bar{f}$  достигаются на краю ЭЭ и на основании РК. Различия в величинах плотностей тепловых потоков от центра к краю ЭЭ составляют более чем 2 раза для ЭЭ и примерно 1.5 раза от вершины к основанию для РК.

Использование полученных распределений плотностей тепловых потоков от возбужденных атомов приводит к изменению плотностей суммарных тепловых потоков в большую или меньшую сторону в зависимости

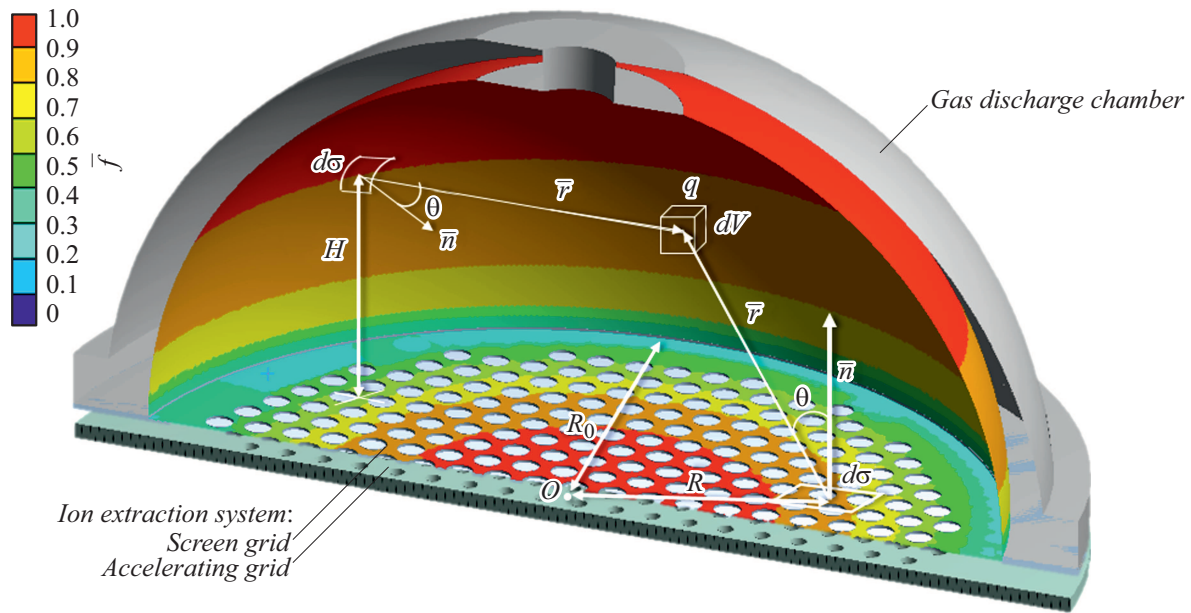


Рис. 2. Пояснение к выражению (2).

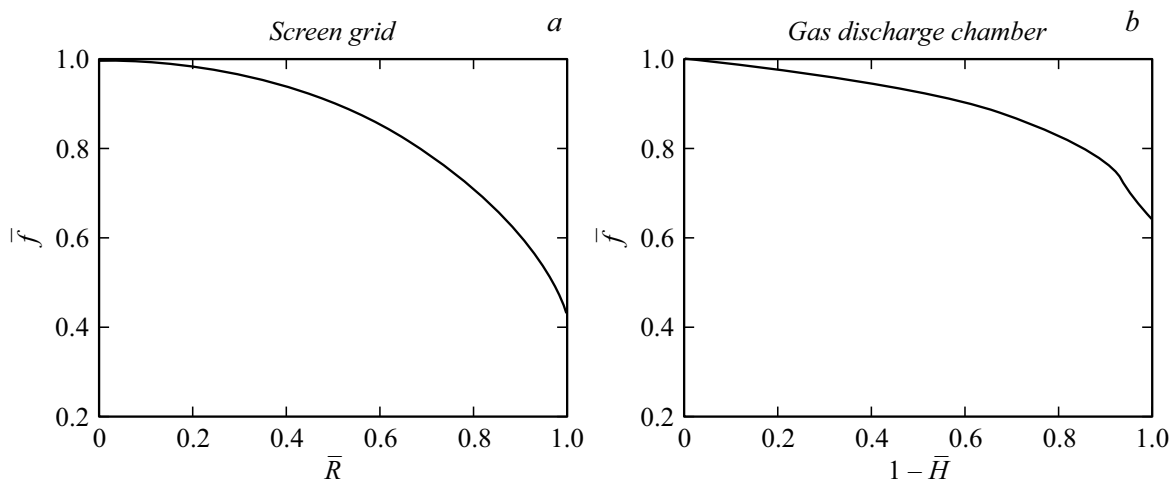


Рис. 3. Нормированная функция распределения плотности теплового потока от возбужденных атомов и ионов на поверхности эмиссионного электрода (a) и газоразрядной камеры (b).

от положения точки на поверхности РК или ЭЭ. На РК максимальное увеличение плотности теплового потока по сравнению со значениями, рассчитываемыми по существующим методикам, приходится на верхнюю часть купола и составляет около 10%. На ЭЭ наибольшее увеличение суммарной тепловой нагрузки составляет примерно 15% и достигается в центре электрода, являющегося критическим узлом конструкции в ионном двигателе.

Выявленное существенное изменение суммарных тепловых потоков приводит к необходимости использования в тепловых моделях ВЧИД более обоснованных методик расчета распределений тепловых потоков от возбужденных атомов. Изложенный подход может быть

применен для ионных двигателей с цилиндрической, конической и другими формами разрядных камер.

**Финансирование работы**

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (грант № FSFF-2020-0014).

**Конфликт интересов**

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] H. Loeb, in *Proc. of the AIAA 7th Electric Propulsion Conf.* (Williamsburg, USA, 1969), p. 285. DOI: 10.2514/6.1969-285
- [2] X.-D. Li, J.-P. Li, X.-M. Zhang, T.-P. Zhang, J.-F. Long, *J. Propulsion Technol.*, **41** (3), 707 (2020). DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.190209
- [3] В.К. Абгарян, В.Ю. Гидаспов, А.Б. Надирадзе, А.А. Семенов, *Письма в ЖТФ*, **45** (4), 3 (2019). DOI: 10.21883/PJTF.2019.04.47325.17576
- [4] V.K. Abgaryan, A.A. Semenov, *J. Surf. Invest.*, **12** (5), 1022 (2018). DOI: 10.1134/S1027451018050191
- [5] D.M. Goebel, I. Katz, *Fundamentals of electric propulsion. Ion and Hall thrusters* (John Wiley & Sons, 2008), vol. 1, p. 97. [https://descanso.jpl.nasa.gov/SciTechBook/series1/Goebel\\_cmprsd\\_opt.pdf](https://descanso.jpl.nasa.gov/SciTechBook/series1/Goebel_cmprsd_opt.pdf)
- [6] В.К. Абгарян, Р.В. Ахметжанов, Х.В. Леб, В.А. Обухов, *Тр. МАИ. Электронный журнал*, № 71, 12 (2013). <https://readera.org/chislennoe-modelirovanie-pervichnogo-puchka-ionov-i-potoka-vtorichnyh-ionov-v-14327149>
- [7] R.J. Fonck, R.J. Goldston, R. Kaita, D.E. Post, *Appl. Phys. Lett.* **42** (3), 239 (1983). DOI: 10.1063/1.93893
- [8] J.L. Van Noord, in *Proc. of the AIAA 43rd Electric Propulsion Conf.* (Cincinnati, 2007), AIAA paper 2007-5218. DOI: 10.2514/6.2007-5218
- [9] M. Dobkevicius, D. Feili, *Eur. Phys. J. D*, **70** (11), 227 (2016). DOI: 10.1140/epjd/e2016-70273-7