

УДК 533.59+621.455(537.534)

ПРОХОЖДЕНИЕ ЛУЧИСТЫХ ПОТОКОВ ИЗ ПЛАЗМЫ РАЗРЯДА В ИОННЫХ ИСТОЧНИКАХ ЧЕРЕЗ ОТВЕРСТИЯ В ИОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

© 2019 г. В. К. Абгарян^{1, *}, А. Б. Надирадзе^{2,}, А. А. Семенов^{2, **}, А. Е. Трошин²

¹Научно-исследовательский институт прикладной механики и электродинамики
Московского авиационного института (Национального исследовательского университета), 125993 Москва, Россия

²Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет), 125993 Москва, Россия

*E-mail: vka.mai@mail.ru

**E-mail: heat204@mail.ru

Поступила в редакцию 14.01.2019 г.

После доработки 17.02.2019 г.

Принята к публикации 27.02.2019 г.

При работе ионных источников до 30% вкладываемой в плазменный разряд мощности высвобождается в виде излучения в ультрафиолетовом диапазоне. Рассматриваются два основных механизма образования излучения: излучение от возбужденных атомов рабочего газа и от рекомбинации ионов и электронов, выпадающих из плазмы на поверхности, граничащие с разрядом. Определяются коэффициенты поглощения излучения перфорированными отверстиями электродами ионно-оптических систем.

Ключевые слова: плазма, источник ионов, высокочастотный разряд, ион-электронная рекомбинация, ультрафиолетовое излучение, ионно-оптическая система, тепловые потоки.

DOI: 10.1134/S1028096019110037

ВВЕДЕНИЕ

Ионные источники применяют с конца прошлого столетия в ионно-плазменных технологиях для модификации поверхности различных материалов [1]. Высокая скорость истечения ионов рабочего газа (десятки км/с) позволяет использовать ионные источники также в качестве космических электрических двигателей малой тяги, например, для стабилизации орбит и ориентации космических спутников. Наиболее распространенными являются ионные источники на постоянном токе (схема Кауфмана) [2] и высокочастотные ионные источники схемы Лёба [3], в которых реализован индуктивный разряд плазмы. Конструкции ионных источников данных схем имеют много общего. Плазменный разряд организуется в газоразрядных камерах похожей конструкции. Параметры плазмы (степень ионизации, значение температуры и плотности электронов) имеют близкие значения. Ионный поток из источников формируется вытягиванием и последующим ускорением положительных ионов из плазмы разряда с помощью ионно-оптической системы, представляющей собой два (или более) перфорированных большим количеством отверстий электрода, расположенные друг от друга на расстоянии примерно 1 мм. Между электродами

прикладывается ускоряющая разность потенциалов порядка нескольких кВ.

В процессе работы происходит нагрев элементов конструкции ионных источников компонентами плазмы, который может влиять на работу источников. Поэтому обычно предварительно выполняется численный расчет распределения температур в источнике. В источнике ионов в качестве граничных условий в численных моделях расчета [4–6] используются тепловые потоки, приносимые из разряда компонентами плазмы: ионами, электронами и фотонами.

Основной поток тепловой мощности формируется положительными ионами, которые ускоряются в пристеночном падении потенциала плазмы. Примерно 30% вкладываемой мощности уносится из разряда излучением, которое образуется при столкновениях электронов с атомами и ионами рабочего газа. Образовавшиеся фотоны (ввиду малой оптической толщи плазмы) без столкновений поступают на поверхности, граничащие с плазмой, либо через отверстия ионно-оптической системы (ИОС) выходят из источника ионов. Мощность, передаваемая излучением поверхностям, рассматривается в расчетных тепловых моделях как составляющая тепловых потоков, поступающих на поверхности.

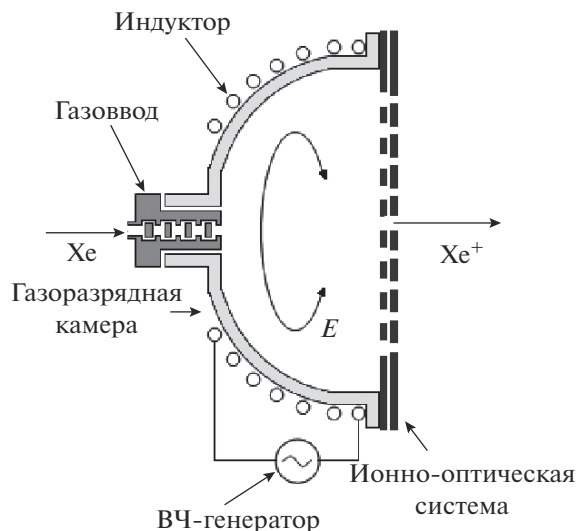


Рис. 1. Схема конструкции высокочастотного источника ионов.

В данной работе рассмотрены механизмы формирования, распространения и поглощения излучения на примере высокочастотного ионного (ВЧ) источника, как наиболее простой схеме ионного источника.

СХЕМА ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ИОННОГО ИСТОЧНИКА

Типичная схема конструкции высокочастотного источника ионов представлена на рис. 1. Основными узлами являются: керамическая газоразрядная камера (ГРК); ионно-оптическая система, состоящая из эмиссионного и ускоряющего электродов (ЭЭ и УЭ), перфорированных соосными отверстиями; газопровод, через который рабочий газ подается в газоразрядную камеру; катод-нейтрализатор, испускающий электроны для компенсации положительного заряда ионов, выходящих из источника ионов, при формировании квазинейтрального плазменного потока. Для образования и поддержания плазмы разряда в высокочастотном источнике ионов используется переменный ток с частотой мегагерцового диапазона, генерируемый ВЧ-генератором и подаваемый в индуктор, выполненный в виде медной трубчатой спирали.

Физические процессы, протекающие при работе источника ионов данной схемы, хорошо известны и подробно описаны в литературе [7–10].

В работе не рассматривается тепловое излучение с поверхностей в ионном источнике, поскольку оно автоматически учитывается в тепловых расчетах, выполняемых с помощью известных пакетов прикладных программ, таких, как Ansys, Comsol и др. Рассматривается только излучение, образующееся при столкновении компонент плазмы разряда. В источниках ионов рас-

сматриваемых схем подавляющая часть потерь на излучение вкладываемой в плазму мощности происходит по двум хорошо известным механизмам образования излучения.

ИЗЛУЧЕНИЕ ОТ ВОЗБУЖДЕННЫХ АТОМОВ РАБОЧЕГО ГАЗА

Примерно 20% входной ВЧ-мощности тратится на возбуждение атомов и ионов рабочего газа. Характерное значение электронной температуры T_e в индуктивном разряде составляет порядка 2–5 эВ. При таких невысоких значениях T_e при электронном ударе нейтральных атомов и ионов часть столкновений приводит к возбуждению атомов и ионов рабочего газа. Возбуждение атомов и ионов снимается излучением фотонов. Ионизацией пренебрегают, также, как и излучением от возбужденных ионов, в связи с тем, что в данном типе разряда плазма является слабоионизованной со степенью ионизации порядка 1%.

Часть излучения выходит через отверстия в эмиссионном электроде и либо попадает на ускоряющий электрод, либо выходит из источника ионов через отверстия в ускоряющем электроде.

Здесь и далее в качестве рабочего газа рассматривается Хе, как наиболее распространенный рабочий газ в ионных источниках. Система электронных уровней атомов Хе такова, что первый уровень $5p^56s$ $[3/2]1$ соответствует энергии $E_1 = 8.43$ эВ (рис. 2). Второй уровень $5p^56s'$ $[3/2]1$ имеет порог возбуждения $E_2 = 9.57$ эВ, и далее энергетические уровни сгущаются вплоть до порога ионизации $eV_i = 12.13$ эВ.

Как видно из рис. 2, более чем 2/3 энергии излучения, образуемого при снятии возбуждения, уносится квантами света из области ближнего ультрафиолетового излучения (УФ), поскольку обязательно присутствует переход с какого-либо возбужденного уровня на основной уровень с энергией перехода $E \geq E_1 = 8.43$ эВ, что соответствует УФ-диапазону.

Лучистый тепловой поток от возбужденных атомов во всех расчетных моделях принимается распределенным равномерно по поверхностям, граничащим с разрядом, и плотность w^{EX} данного теплового потока, поступающая на поверхности ГРК и ЭЭ, выражается следующим образом:

$$w^{\text{EX}} = K_w^{\text{rad}} \frac{W_{\text{ВЧ}}}{S_{\text{ГРК}} + S_0}, \quad (1)$$

где $W_{\text{ВЧ}}$ — значение ВЧ-мощности, вкладываемой в плазменный разряд, $S_{\text{ГРК}}$ — площадь поверхности газоразрядной камеры, S_0 — площадь поверхности выходного сечения ионного источника, K_w^{rad} — коэффициент, равный относительной величине потерь вкладываемой в разряд мощности

на возбуждение атомов и ионов, которые, как указано выше, составляют около 0.2.

РЕКОМБИНАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Другим механизмом образования излучения в ионных источниках является рекомбинация ионов и электронов, выпадающих из плазмы, на поверхностях, граничащих с плазмой. Отметим, что рекомбинация ионов и электронов в плазменном разряде происходит также и в объеме плазмы. Именно рекомбинационное свечение излучает ионная струя при выходе из источника. Однако в объеме плазмы сечение рекомбинации иона и электрона настолько мало, что оно не влияет на тепловой баланс в ионных источниках и поэтому не учитывается ни в одной расчетной тепловой модели.

В случае выпадения иона на проводящий эмиссионный электрод ион нейтрализуется на подлете к поверхности. При этом образуются фотоны рекомбинационного излучения с суммарной энергией, равной энергии ионизации eV_i .

При выпадении иона на изолирующую поверхность ГРК считается, что все падающие из плазмы ионы рабочего газа нейтрализуются прилетающими электронами, поскольку поверхность оказывает “каталитическое” действие на процесс столкновения ионов и электронов. Механизм такого действия поверхности достаточно понятен, если рассмотреть процесс взаимодействия ионов с поверхностными атомами.

При включении плазменного разряда автоматически устанавливается распределение электростатического потенциала плазмы $\Phi(z)$, аналогичное изображенному на рис. 3. Потенциал монотонно уменьшается на величину $T_e/2$ от центра плазмы до границы пристеночного слоя. Ширина пристеночного слоя равняется нескольким дебаевским радиусам и составляет величину порядка 1 мм. В пристеночном слое происходит падение потенциала на величину ΔU , значение которого определяется температурой T_e и массой M атомов рабочего газа [11]:

$$\Delta U = T_e \ln \left(\frac{\sqrt{2M}}{\sqrt{\pi m_e}} \right), \quad (2)$$

где m_e – масса электрона.

В случае использования Хе получается, что:

$$\Delta U_{\text{ГРК}} \approx 6.1 T_e. \quad (3)$$

При характерных для данного типа разряда значениях электронной температуры T_e ионы Хе⁺ при выпадении на стенку имеют кинетическую энергию порядка 20–30 эВ. При таких малых энергиях ион не внедряется в поверхность, его энергии также недостаточно для того, чтобы вызвать неупругие процессы, такие как распыление атомов поверхности, радиационные нарушения в

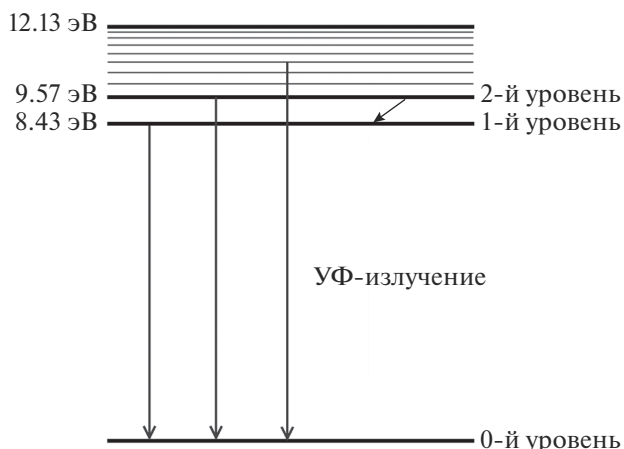


Рис. 2. Схема электронных уровней атомов Хе.

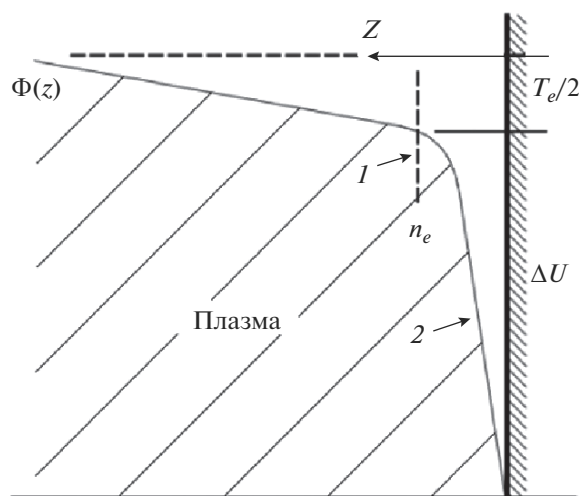


Рис. 3. Поведение потенциала плазмы $\Phi(z)$ в ГРК: 1 – граница пристеночного слоя, 2 – пристеночный слой.

приповерхностных слоях и разрывы ковалентных связей химических соединений, из которых изготавливаются газоразрядные камеры. Обычно это соединения на основе оксидных керамик, таких как Al_2O_3 , SiO_2 , Si_3N_4 , с различными добавками для улучшения эксплуатационных свойств.

При столкновении с поверхностными атомами ионы в многочастичном столкновении передают атомам стенки почти всю свою кинетическую энергию, поскольку масса ионов ($M_{\text{Хе}} = 131$) значительно превосходит массу атомов материала ГРК. После отражения оставшейся энергии иона недостаточно для преодоления пристеночного барьера и вернуться в плазму. Ионы остаются вблизи стенки вплоть до их нейтрализации электронами, поступающими на поверхность из плазмы. Таким образом, в случаях как проводящей, так и изолирующей поверхности рекомбинационное излучение образуется в непосредственной близости от поверхности, а не внутри нее.

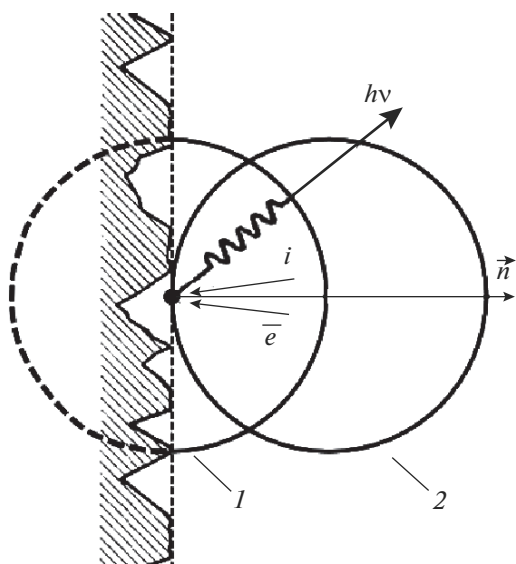


Рис. 4. Индикатрисы рекомбинационного излучения: 1 – изотропная индикатриса, 2 – косинусоидальная индикатриса.

Плотность P^{REC} потока лучистой мощности, выделяемой при ион-электронной рекомбинации на поверхностях ГРК и ЭЭ, определяется плотностью ионного тока j_s падающего на соответствующую поверхность, а именно:

$$P^{\text{REC}} = j_s V_i. \quad (4)$$

Выделенная мощность перераспределяется по поверхностям ГРК и ЭЭ с учетом коэффициентов отражения материалов поверхностей ГРК и электродов ИОС, а также ухода из источника ионов части излучения через отверстия в ИОС.

Таким образом, на поверхностях ГРК и ЭЭ, граничащих с плазмой, располагается поверхностный источник излучения. Оценка плотностей потоков мощности излучения, исходящего с поверхностей ГРК и ЭЭ, для частного случая равномерных распределений приведена в [12].

Потери мощности, уносимые рекомбинационным излучением, в ионных источниках составляют около 10% от вкладываемой в разряд мощности.

ИНДИКАТРИСА РЕКОМБИНАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Во всех тепловых моделях принято, что вся энергия ионизации eV_i поглощается поверхностью в той точке, вблизи которой рекомбинация произошла. Как указано в работах авторов [12, 13] это не соответствует физической картине процесса ион-электронной рекомбинации. Образующиеся в результате рекомбинации фотоны в случае гипотетической атомно-гладкой поверхности имеют распределение по пространству, близкое к изотропному (рис. 4). В этом случае половина фо-

тонов, имеющая проекцию скорости, направленную к поверхности, будет поглощена стенкой (с учетом коэффициентов отражения, естественно). Оставшаяся половина фотонов уходит от поверхности.

При наличии шероховатости поверхностей можно допустить, что индикатриса изменится за счет уменьшения излучения, выходящего под большими углами вылета, отсчитываемыми от нормали к поверхности, ввиду поглощения и отражения излучения, выходящего из “впадин” на поверхности.

К сожалению, данные по индикатрисам как исходящего, так и отражаемого от поверхностей УФ-излучения в рассматриваемом диапазоне длин волн $\lambda \sim 90\text{--}140$ нм отсутствуют в литературе. Поэтому для проведения количественных оценок доли излучения, выходящего из ГРК, в [12] была принята косинусоидальная индикатриса для рекомбинационного излучения:

$$\text{Ind}(\theta) = \frac{1}{\pi} \cos(\theta). \quad (5)$$

При использовании индикатрисы (5) и в случае полусферической ГРК плотность w^{REC} рекомбинационного излучения, так же, как и плотность излучения от возбужденных атомов w^{EX} будет постоянной на поверхности эмиссионного электрода ИОС. Это позволило сделать оценки долей падающего излучения, поглощаемых обоими электродами ИОС, а также выходящего из источника ионов излучения. В случае использования другой индикатрисы или для конфигурации ГРК, отличной от полусферической, плотность падающего рекомбинационного излучения будет неравномерной по поверхностям ГРК и ЭЭ, поэтому для получения требуемых значений необходимо решать систему интегральных уравнений [12].

ПРОХОЖДЕНИЕ УФ-ИЗЛУЧЕНИЯ В ИОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ

С учетом вышеизложенного получаем, что из плазмы разряда на поверхность эмиссионного электрода ИОС падает излучение, в основном состоящее из квантов ближнего ультрафиолетового (УФ) диапазона с плотностью потока мощности, состоящей из двух слагаемых:

$$w^* = w^{\text{EX}} + w^{\text{REC}}. \quad (6)$$

Плотность потока мощности излучения, падающего на ускоряющий электрод, уменьшается ввиду частичного затенения его поверхности эмиссионным электродом. Отметим, что ускоряющий электрод не контактирует непосредственно с плазмой разряда, и падающее на него излучение в наибольшей степени определяет его тепловой баланс.

Еще одна составляющая теплового потока на ускоряющий электрод приносится вторичными

ионами перезарядки. Эрозия ускоряющего электрода, вызываемая ионами перезарядки, определяет ресурс работы ионных источников, однако по оценке, приведенной в [12], данные ионы приносят на УЭ тепловой поток примерно в 4–6 раз меньший, чем тепловые потоки, приносимые излучением.

Для определения теплового потока лучистой мощности, поглощаемого ускоряющим электродом, в расчетных тепловых моделях вводится коэффициент поглощения $K_{уэ}$ таким образом, что:

$$w_{уэ}^* = K_{уэ} w^*. \quad (7)$$

В [4] использовано выражение для коэффициента $K_{уэ}$, которое в принятых здесь обозначениях может быть приведено к следующему виду:

$$K_{уэ}^{\Phi} = \sigma_{ээ}, \quad (8)$$

где $\sigma_{ээ}$ прозрачность эмиссионного электрода.

В [6] использовано другое выражение, которое сводится к следующему соотношению:

$$K_{уэ}^{\text{Ноорд}} = \frac{\sigma_{ээ} - \sigma_{уэ}}{1 - \sigma_{уэ}}, \quad (9)$$

где $\sigma_{уэ}$ – прозрачность ускоряющего электрода.

При использовании выражений (8)–(9) принималось, что падающее на УЭ излучение поглощается целиком и не учитывалось возможное отражение излучения от поверхностей электродов. Кроме того, выражения (8)–(9) выполняются для электродов ИОС бесконечно малой толщины, причем (8) применимо в том случае, если расстояние d между электродами много больше диаметров отверстий в электродах. А выражение (9) подразумевает, что наоборот $d=0$. Все это приводит к систематической погрешности плотностей мощности лучистых потоков, поглощаемых электродами ИОС и, таким образом, оба выражения для коэффициента $K_{уэ}$ ограничены в применении к расчету в реальных геометриях, используемых ИОС.

ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПОГЛОЩЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОДАМИ ИОС

С целью определения более надежных значений коэффициентов поглощения поступающей в ИОС лучистой мощности ускоряющим электродом $K_{уэ}$, а также эмиссионным электродом $K_{ээ}$ были выполнены расчеты значений коэффициентов с учетом возможного отражения (в том числе многократного) излучения от поверхностей УЭ и ЭЭ для ИОС с реальной геометрией. Расчеты выполнены при различных значениях коэффициентов отражения УФ-излучения $R_{ээ}$ и $R_{уэ}$, принятых для материалов, из которых наиболее часто изготавливаются ЭЭ и УЭ.

На рис. 5 схематично изображена расчетная ячейка ионно-оптической системы с типичным со-

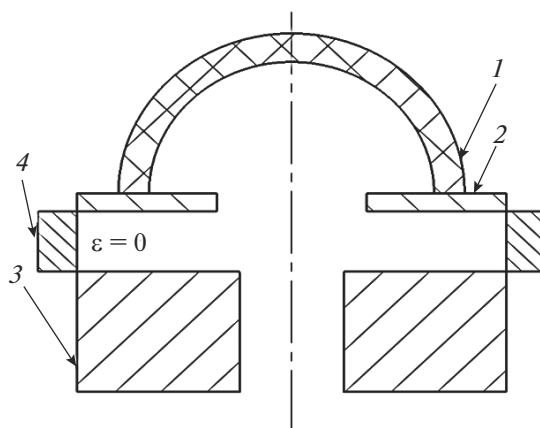


Рис. 5. Схема численного расчета: 1 – газоразрядная камера, 2 – эмиссионный электрод, 3 – ускоряющий электрод, 4 – зеркальная стенка.

отношением геометрических размеров. Отверстия в эмиссионном электроде имеют диаметр 2.3 мм, в ускоряющем электроде – 1.6 мм; толщина эмиссионного электрода составляет 0.5 мм, толщина ускоряющего электрода – 2 мм, размер межэлектродного промежутка был выбран, равным 1 мм. Прозрачности эмиссионного и ускоряющего электродов $\sigma_{ээ}$ и $\sigma_{уэ}$ составляют 0.5 и 0.2 соответственно.

В качестве материала для изготовления эмиссионного электрода на практике используют молибден, графит и титан. Для ускоряющего электрода использовались в основном графит и титан. Отметим, что данных о коэффициентах отражения в УФ-диапазоне крайне мало. Различные модификации графита имеют коэффициенты отражения, изменяющиеся от 0.05 [14] до 0.3 (алмаз [15]). Для коэффициентов отражения Ti и Mo в том же диапазоне излучения были выбраны значения 0.3 и 0.55 в соответствии с данными, приведенными в [16].

Предположение о косинусоидальном виде индикатрисы отражаемого от поверхностей эмиссионного и ускоряющего электродов УФ-излучения позволило провести расчеты коэффициентов поглощения $K_{уэ}$ и $K_{ээ}$ с помощью пакета программ Ansys [17], применяемого для расчета распространения теплового излучения.

Расчеты перераспределения лучистого потока в ионно-оптической системе проводились для элементарной ячейки ИОС, изображенной в разрезе на рис. 5. Поступающий в ИОС тепловой поток был смоделирован с помощью миниатюрной полусферической ГРК-1, на внутренней поверхности которой устанавливалась фиксированная температура $T_0 = 100$ К и степень черноты, равная 1. Таким образом, на срезе отверстия в ЭЭ задавался входной тепловой поток с мощностью:

$$Q_0 = \sigma T_0^4 S_{\text{отв}}, \quad (10)$$

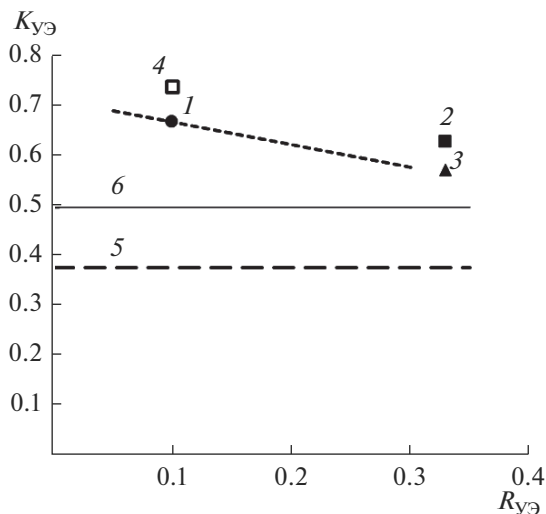


Рис. 6. Зависимость коэффициента $K_{y\Delta}$ от коэффициента отражения $R_{y\Delta}$ материалов, использованных в различных вариантах ИОС: 1 – С–С (пунктир – для разных модификаций углерода), 2 – Мо–Ti, 3 – Ti–Ti, 4 – Мо–С, 5 – результаты работы [6], 6 – результаты работы [4].

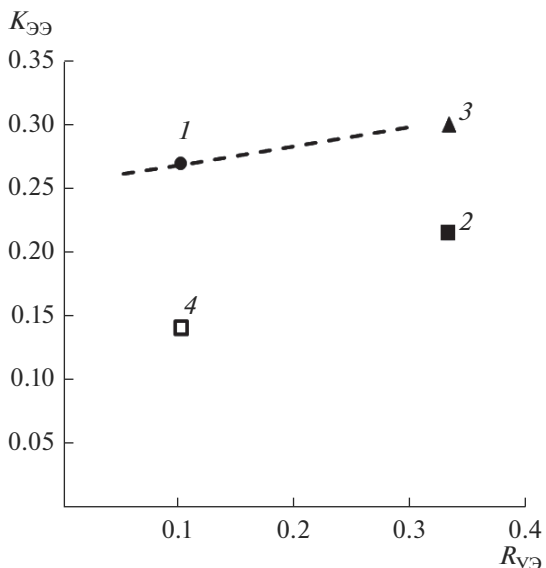


Рис. 7. Зависимость коэффициента $K_{\Delta\Delta}$ от коэффициента отражения $R_{y\Delta}$: 1 – С–С (пунктир – для разных модификаций углерода), 2 – Мо–Ti, 3 – Ti–Ti, 4 – Мо–С.

где σ – постоянная Стефана–Больцмана, $S_{\text{отв}}$ – площадь отверстия в эмиссионном электроде.

Степени черноты поверхностей эмиссионного и ускоряющего электродов вводились фиктивным образом с помощью коэффициентов отражения для использованных материалов следующим соотношением:

$$\varepsilon_{\Delta\Delta} = 1 - R_{\Delta\Delta}, \quad (11)$$

$$\varepsilon_{y\Delta} = 1 - R_{y\Delta}. \quad (12)$$

Температуры на поверхностях УЭ и ЭЭ задавались близкими к 0 К для уменьшения влияния собственного теплового излучения.

Граничные условия для потоков, выходящих за пределы расчетной ячейки в межэлектродном промежутке, были выбраны зеркальными. Для этого в расчетную схему введена цилиндрическая втулка (4), на внутренней поверхности которой введена степень черноты $\varepsilon = 0$.

При расчете автоматически определяются тепловые потоки, поступающие на поверхности элементов в расчетной ячейке, с учетом отражения от поверхностей в предположении косинусоидальной индикатрисы отражаемых потоков.

Численные значения коэффициентов $K_{y\Delta}$ и $K_{\Delta\Delta}$ определялись как доли тепловых потоков $Q_{y\Delta}$ и $Q_{\Delta\Delta}$, поглощаемых эмиссионным и ускоряющим электродами, от входящего теплового потока Q_0 .

Результаты расчетов коэффициентов поглощения $K_{y\Delta}$ и $K_{\Delta\Delta}$ при различных значениях $R_{y\Delta}$ изображены на рис. 6, 7. Горизонтальные пунктирные линии на рис. 6 соответствуют значениям $K_{y\Delta}$, получаемым при использовании выражений (8) и (9).

Как следует из рис. 6, существует разброс в численных коэффициентах $K_{y\Delta}$ в пределах 15–20%. Рассчитанные значения $K_{y\Delta}$ существенно превышают значения коэффициентов, определяемые в расчетных моделях [4, 6], а для достаточно распространенной ИОС, состоящей из Мо и С, превышение составляет более 50%. Таким образом, в упомянутых расчетных моделях существенно искажен тепловой баланс ускоряющего электрода.

Рассчитанные значения коэффициентов поглощения излучения внутренней поверхностью эмиссионного электрода $K_{\Delta\Delta}$, приведенные на рис. 7, оказались достаточно значительными и для некоторых материалов достигают значений около 0.3. Такое поглощение излучения внутренней поверхностью эмиссионного электрода не рассматривается ни в одной расчетной модели. Величина поглощаемой внутренней поверхностью ЭЭ лучистой мощности, отраженной от поверхности УЭ, оказалась по порядку величины сравнима с лучистой мощностью, поглощаемой обращенной к плазме поверхностью ЭЭ, на которую выпадают тепловые потоки из плазмы разряда.

Параллельно были рассчитаны величины потоков излучения, выходящих из источника ионов через отверстия в ускоряющем электроде, а также потоков излучения, поступающих обратно в газоразрядную камеру через входное отверстие в эмиссионном электроде. Доля выходящего из источника потока излучения составила для различных комбинаций материалов значения в области 0.05 с небольшим разбросом. Это значение оказалось существенно меньше ожидаемого значения (порядка $\sigma_{y\Delta} = 0.2$), что может быть объяснено вли-

янием толщины ускоряющего электрода, сравнимой с диаметром отверстий в нем.

Часть поступающего в ИОС излучения из-за отражения от поверхности ускоряющего электрода возвращается обратно в плазму. В случае использования титана в качестве материала для ускоряющего электрода примерно 10% входящего лучистого потока возвращается обратно в газоразрядную камеру. Для графита доля такого возвратного потока составляет лишь несколько процентов и ею можно пренебречь.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненное исследование показало, что для определения значений тепловых потоков, присымаемых лучистыми потоками из плазмы разряда на электроды ионно-оптических систем ионных источников, следует находить коэффициенты поглощения излучения электродами с учетом коэффициентов отражения материалов электродов в области УФ-излучения. Доля лучистой энергии, поглощаемая ускоряющим электродом ионно-оптической системы, оказалась на 30–50% больше, чем в известных расчетных тепловых моделях. При использовании материалов для изготовления ускоряющих электродов с заметными коэффициентами отражения примерно десятая часть излучения возвращается обратно в плазму разряда, что может быть учтено при перераспределении лучистой мощности между поверхностями в ионных источниках.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках государственного задания (проект № 9.9055.2017/БЧ).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bisten M., Freisinger J., Heland J. et al.* // Proceed. Int. Electric Propulsion Conference, IEPC-1991. Viareggio, 1991., IEPC-1991-066.
2. *Kaufmann H.R., Robinson R.S.* // Amer. Inst. Aeronaut. Astronaut. J. 1982. V. 20. № 6. P. 745. <https://doi.org/10.2514/3.51131>
3. *Loeb H.* // Meeting Paper AIAA 7th Electric Propulsion Conf. Williamsburg, 1969. P. 285.
4. *Dobkevicius M., Feili D.* // The European Physical Journal D. 2016. V. 70. № 11. P. 227. <https://doi.org/10.1140/epjd/e2016-70273-7>
5. *Van Noord J.L.* Thermal Modeling of an Ion Thruster: PhD Thesis, Univ. of Michigan, 1999. 228 p.
6. *Van Noord J.* // Meeting paper 43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit Cincinnati, 2007. P. 5218, AIAA-2007-5218. <https://doi.org/10.2514/6.2007-5218>
7. *Loeb H.W.* // Materials of Workshop RIT-22 Demonstrator Test at Astrium at Giessen University. Giessen, 2010. P. 6.
8. *Александров А.Ф., Вавилин К.В., Кралькина Е.А. и др.* // Прикладная физика. 2014. № 1. С. 9.
9. *Abgaryan V.K., Loeb H.W., Obukhov V.A. et al.* // J. Surf. Invest.: X-ray, Synchrotron Neutron Tech. 2012. V. 6. № 4. P. 693. <https://doi.org/10.1134/S1027451012080034>
10. *Abgaryan V.K., Kruglov K.I.* // J. Surf. Invest.: X-ray, Synchrotron Neutron Tech. 2015. V. 9. № 6. P. 1137. <https://doi.org/10.1134/S1027451015060038>
11. *Goebel D.M., Katz I.* Fundamentals of Electric Propulsion: Ion and Hall Thrusters. Jet Propulsion Laboratory – California Institute of Technology, 2008. 486 p.
12. *Abgaryan V.K., Semenov A.A.* // J. Surf. Invest.: X-ray, Synchrotron Neutron Tech. 2018. V. 12. № 5. P. 1022. <https://doi.org/10.1134/S1027451018050191>
13. *Абгарян В.К., Гудаснов В.Ю., Надирадзе А.Б., Семенов А.А.* // Письма в ЖТФ. 2019. Выпуск 4. С. 3. <https://doi.org/10.21883/PJTF.2019.04.47325.17576>
14. *Querry M.R.* Optical constants, contractor report. US Army Chemical Research, Development and Engineering Center (CRDC), Aberdeen Proving Ground, MD, 1985. 418 p.
15. *Phillip H.R., Taft E.A.* // Phys. Rev. 1964. V. 136. № 5A. P. A 1445.
16. doi10.1103/PhysRev.136.A1445
17. *Werner W.S.M., Glantschnig K., Ambrosch-Draxl C.* // J. Phys. Chem. Ref. Data. 2009. V. 38. № 4. P. 1013. <https://doi.org/10.1063/1.3243762>
18. ANSYS. Официальный сайт: <http://www.ansys.com>.

Passage of Radiant Fluxes Out of the Ion Source Discharge Plasma Through the Ion-Extraction System Holes

V. K. Abgaryan, A. B. Nadiradze, A. A. Semenov, A. E. Troshin

During the operation of ion sources, up to a third of the power coupled by plasma discharge is released in the form of ultraviolet radiation. Two main mechanisms for the formation of radiation are considered: radiation caused by excited atoms of the plasma-forming gas and by recombination of ions and electrons coming out of plasma onto the surfaces bordering the discharge. The coefficients of radiation absorption by perforated electrodes of ion-extraction systems are defined.

Keywords: plasma, ion source, high-frequency discharge, ion-electron recombination, UV-radiation, ion-optical system, heat fluxes.