

УДК 533.59, 621.455

Модель динамики электронов в разрядной камере высокочастотного ионного двигателя

Белоусов А.П.*, Мельников А.В.*, Хартов С.А.*

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), МАИ, Волоколамское шоссе, 4, Москва, А-80, ГСП-3, 125993, Россия

**e-mail: k208@mai.ru*

Аннотация

В работе определены характерные особенности индукционного разряда в газоразрядной камере высокочастотного ионного двигателя. Рассмотрены явления, влияющие на распределения концентрации и температуры электронов по радиусу разрядной камеры, а также представлены зависимости, позволяющие произвести их упрощённые предварительные расчёты. Произведено сравнение полученных расчётным путём результатов с экспериментальными данными, которое показало возможность использования предложенных зависимостей для предварительной оценки локальных параметров плазмы в газоразрядной камере высокочастотного ионного двигателя.

Ключевые слова: высокочастотный ионный двигатель, индукционный разряд, распределение электронов.

Введение

Разработка и улучшение характеристик электроракетных двигателей (ЭРД), которые являются неотъемлемой частью современных космических аппаратов (КА), – это одно из наиболее важных направлений развития энергосиловых устройств космической техники. За счёт значительно меньшего потребления рабочего тела и более высокого удельного импульса, чем у двигателей на химическом топливе, существующие модели ЭРД позволяют увеличить полезную нагрузку, срок активного существования и энерговооружённость КА. Однако, несмотря на это, для решения перспективных задач космической техники, требуется постоянное улучшение энергоэффективности и надёжности используемых ЭРД.

Одним из наиболее востребованных типов электроракетных двигателей на сегодняшний день является ионный двигатель, удельный импульс которого может достигать сотен километров в секунду. Принцип действия ионного двигателя основан на ионизации рабочего тела в газоразрядной камере (ГРК) и последующем ускорении ионов в электростатическом поле, создаваемым между сетчатыми электродами в ионно-оптической системе. При этом, по организации процесса ионизации различают, использующий электрический разряд постоянного тока, ионный двигатель типа Кауфмана, и, базирующийся на безэлектродном индукционном высокочастотном (ВЧ) разряде, высокочастотный ионный двигатель (ВЧ ИД), рабочий процесс в ГРК которого и будет рассмотрен в данной статье.

Принцип работы высокочастотного ионного двигателя

Принципиальная схема ВЧ ИД представлена на рисунке 1. Основными элементами данного двигателя являются: газоразрядная камера; индуктор; ионно-оптическая система, состоящая из эмиссионного, ускоряющего и выходного электродов, и катод-нейтрализатор.

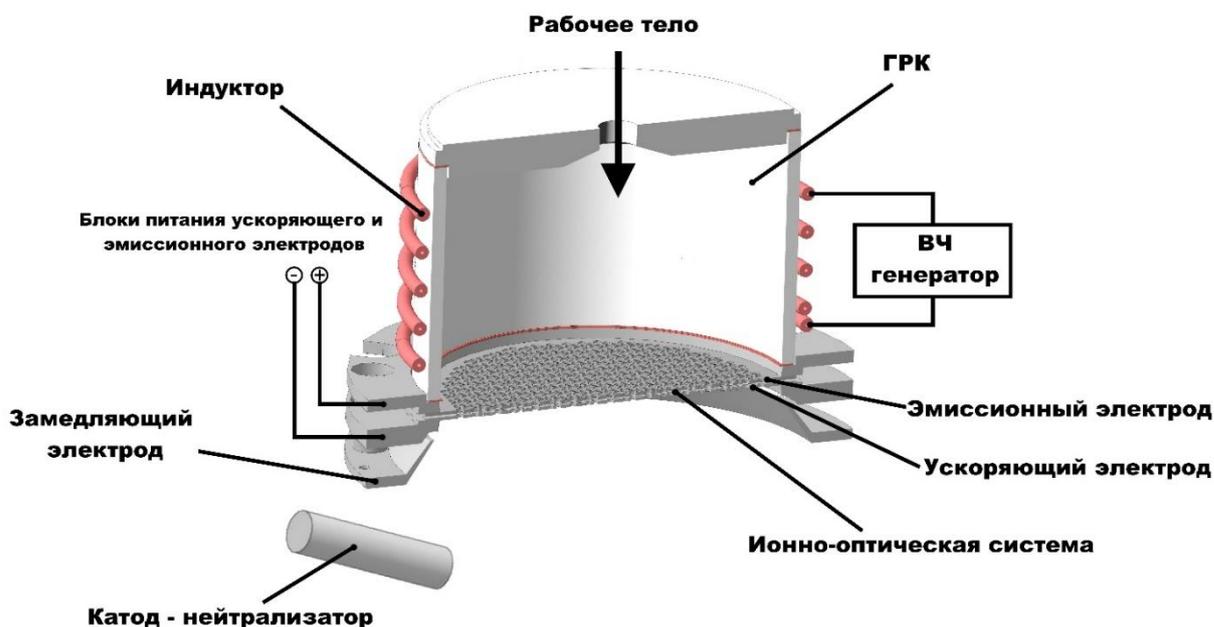


Рисунок 1. Принципиальная схема высокочастотного ионного двигателя.

Рабочее тело подаётся в газоразрядную камеру, выполненную из диэлектрического и имеющего малый коэффициент ослабления для электромагнитных полей материала. ВЧ генератор создает в индукторе переменный ток, инициирующий в объеме ГРК переменное аксиальное магнитное поле, которое в свою очередь является причиной возникновения азимутального вихревого электрического поля, ускоряющего электроны. Ускоренные электроны участвуют в

ступенчатой ионизации атомов рабочего тела. Образовавшиеся ионы ускоряются в электростатическом поле в ионно-оптической системе и покидают двигатель, создавая тягу. Для сохранения электрического заряда КА струя истекающих ионов нейтрализуется электронами из катода-нейтрализатора.

Организация процесса ионизации рабочего тела в ВЧ ИД в безэлектродном разряде имеет следующие преимущества:

- не требуется эмиттер электронов, так как для поддержания разряда используются электроны, рождающиеся в ГРК. В объеме ГРК нет электродов, которые могут разрушаться за счет выпадения на них ионов. Поэтому ресурс работы ВЧ ИД зависит только от ресурса ионно-оптической системы и нейтрализатора;

- простое регулирование тяги (тока выходного пучка) за счет изменения вкладываемой в высокочастотный разряд мощности, благодаря гиперболическому характеру зависимости плотности плазмы от ВЧ мощности;

- для удержания плазмы в ГРК не требуется наличие дополнительных магнитных полей.

Однако, из-за того, что существенная доля мощности ВЧ излучения рассеивается во вне ГРК и уходит на нагрев элементов конструкции двигателя, а также относительно большие потери на рекомбинацию ионов на стенках газоразрядной камеры, ВЧ ИД имеет более худшие энергетические характеристики, по сравнению с ионными двигателями Кауфмана.

В Гиссенском университете (ФРГ) были проведены многочисленные экспериментальные исследования по возможности улучшения эффективности ВЧ

ИД [1]. Было установлено, что на параметры плазмы влияют форма ГРК, шаг витков индуктора и толщина эмиссионного электрода ИОС. На базе этих исследований была проведена оптимизация конструкции, которая позволила значительно улучшить энергетические характеристики ВЧ ИД [1]. Однако, для дальнейшего совершенствования двигателя данной схемы необходимо проведение фундаментальных исследований свойств ВЧ разряда. Разработка с этой целью упрощенной физической модели динамики электронов позволит достаточно быстро численно оценивать наиболее благоприятные условия, обеспечивающие эффективную передачу энергии ВЧ поля электронам в плазме.

Модель динамики электронов в ГРК ВЧ ИД

На сегодняшний день исследованию параметров индукционного ВЧ разряда посвящено достаточно большое количество работ, которые можно условно разделить на три группы. В одних работах ВЧ разряд рассматривается при низких давлениях, соответствующих выполнению условия нелокальности, то есть когда длина свободного пробега электронов λ_e и длина релаксации электронов по энергии λ_ε больше толщины скин-слоя δ , в котором электрон набирает энергию и затем расходует её во всём объёме плазмы [2-4]. В других работах исследуется ВЧ разряд при высоких давлениях, когда $\lambda_e, \lambda_\varepsilon \leq \delta$, что приводит к тому, что электроны набирают и теряют энергию в области скин-слоя [5,6]. И третьи работы посвящены изучению переходных процессов в широком диапазоне давлений и частот тока в индукторе, сопровождающихся пространственными перераспределениями

параметров плазмы и изменениями соотношения долей мощности, поступающих в разряд через индуктивный и емкостной каналы [7,8]. Для определения условий ввода ВЧ мощности, реализующиеся в ГРК ВЧ ИД необходимо произвести оценку значения длины свободного пробега электронов.

Используя характерные для ВЧ ИД экспериментальные значения [9] средней плотности электронов $n_e \sim 3,5 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$ и средней температуры электронов $T_e \approx 5 \text{ эВ}$ оценим длину их свободного пробега:

$$\lambda_e = \frac{1}{n_e \cdot \sigma_{\text{ГК}}}, \quad (1)$$

где $\sigma_{\text{ГК}} = \pi \cdot (r_a + r_e)^2$ – эффективное газокинетическое сечение столкновений; r_a и r_e радиусы атома и электрона.

Учитывая, что $r_a \gg r_e$, представим выражение для эффективного сечения столкновения в следующем виде:

$$\sigma_{\text{ГК}} = \pi \cdot r_a^2. \quad (2)$$

Подставив значение радиуса атома (в качестве рабочего тела в ВЧ ИД используется ксенон) $r_a = 1,08 \cdot 10^{-10} \text{ м}$, получим: $\sigma_{\text{ГК}} = 3,7 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2$, $\lambda_e \approx 77 \text{ м}$.

Так как длина свободного пробега λ_e значительно больше характерных размеров ГРК то, при наличии электромагнитного поля, реализуются условия, при которых электроны, поглотившие энергию ВЧ поля в скин-слое, отдают её во всём

объёме разрядной камеры. Кроме того, в ВЧ ИД реализуется аномальный скин-эффект [10] и толщину скин-слоя можно определить, как:

$$\delta = \left(\frac{\vartheta_e \cdot c^2}{\omega \cdot \omega_{Le}^2} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (3)$$

где c – скорость света, $\omega = 2 \cdot \pi \cdot f$ – частота ВЧ поля, $\omega_{Le} = \sqrt{\frac{n_e \cdot e^2}{m \cdot \epsilon_0}}$ – частота Ленгмюра (ϵ_0 – электрическая постоянная, e – элементарный электрический заряд, m – масса электрона) и ϑ_e – частота соударений электронов с атомами, ионами и электронами, вместо которой, в первом приближении, можно использовать частоту упругих соударений электронов с атомами:

$$\vartheta_{e-a} = n_a \cdot V_e \cdot \sigma_{ГК}, \quad (4)$$

где n_a – концентрация нейтральных атомов, $V_e = \sqrt{\frac{8 \cdot k \cdot T_e}{\pi \cdot m}}$ – тепловая скорость электронов (k – постоянная Больцмана).

Для оценки средней концентрации нейтральных атомов воспользуемся уравнением баланса числа ионов (ионизация и рекомбинация на стенках):

$$n_a \cdot n_e \cdot \langle \sigma \vartheta \rangle \cdot V_{ГПК} = 0,4 \cdot n_i \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot k \cdot T_e}{M}} \cdot S, \quad (5)$$

тогда, положив, что концентрации электронов и ионов равны $n_e = n_i$ и выразив n_a , получим:

$$n_a = \frac{0,4 \cdot S \cdot \sqrt{\frac{z \cdot k \cdot T_e}{M}}}{V \cdot \langle \sigma \vartheta \rangle}, \quad (6)$$

где S – внутренняя площадь поверхности ГРК, на которую могут выпадать атомы, ионы и электроны, M – масса атома (в нашем случае ксенона), $V_{\text{ГРК}}$ – внутренний объём ГРК, $\langle \sigma \vartheta \rangle \approx 1,15 \cdot 10^{-15} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$ – скорость ионизации атомов ксенона при $T_e \approx 5$ эВ.

Например, для геометрических размеров ГРК ВЧ ИД RIT-10 EVO [11], средняя концентрация атомов составит: $n_a \approx 3,8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Частота электрон-атомных соударений и толщина скин-слоя при этом будут равны $\vartheta_e = 2,1 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ и $\delta = 0,03 \text{ м}$, соответственно.

Стоит также отметить, что в зависимости от частоты и силы тока индуктора, а также концентрации электронов в ГРК ВЧ ИД, помимо индуктивной H имеет место и емкостная E мода горения разряда (рис. 2) [10].

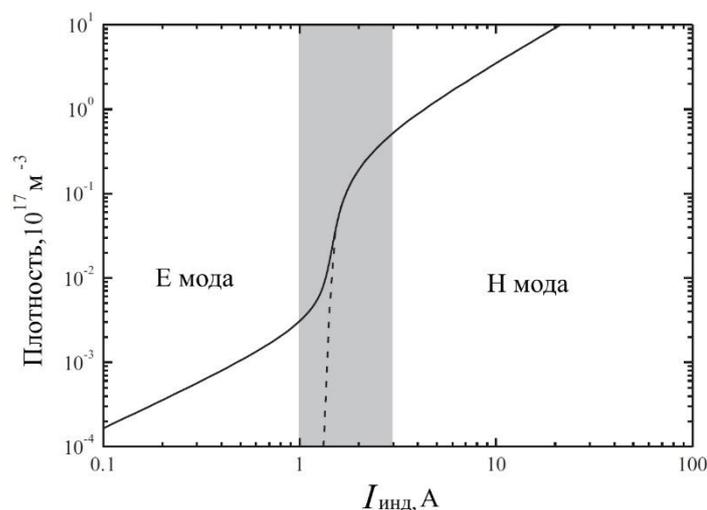


Рисунок 2. Зависимость концентрации электронов от тока индуктора [10].

При этом часто, при зажигании разряда, когда концентрации электронов ещё недостаточна для инициации индуктивной моды, он первоначально загорается в емкостной моде, возникающей благодаря разности потенциалов между витками индуктора [12]. Но, так как в большей степени в ВЧ ИД нас интересует установившейся режим горения ВЧ разряда, в котором значительно преобладает *Н*-мода, далее будут рассмотрены явления, связанные с индукционным механизмом нагрева плазмы.

На рис. 3 представлены результаты моделирования ВЧ электрических полей в скин-слое плазмы при индукционном разряде в аргоне низкого давления [13].

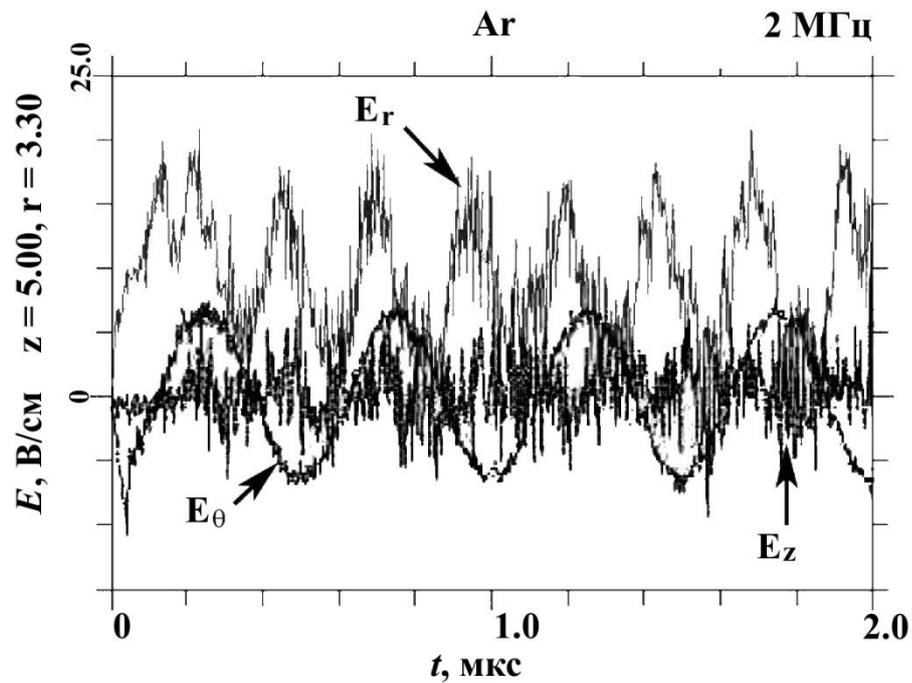


Рисунок 3. Временные зависимости компонент электрического ВЧ-поля в области скин-слоя [13].

Как видно из приведенных на рис. 3 результатов расчётов, при индуктивном разряде имеют место все составляющие ВЧ электрического поля. При этом продольная составляющая поля E_z относительно мала. Азимутальное вихревое электрическое поле E_θ осциллирует на частоте тока в индукторе, в то время как радиальная составляющая E_r имеет удвоенную частоту осцилляций, являющуюся результатом воздействия силы Лоренца на дрейфующие электроны в скрещенных, продольном магнитном B_z и азимутальном электрическом E_θ полях. Характерно, что радиальное электрическое поле имеет постоянную составляющую, которая обусловлена тем, что намного более подвижные электроны быстрее покидают объём плазмы, чем ионы, и, следовательно, для сохранения квазинейтральности, в объёме плазмы возникает стационарное электрическое поле, тормозящее электроны и

ускоряющее ионы в сторону стенки ГРК. А так как в ВЧ ИД порядок величины рабочей частоты индуктора составляет 1 - 2 МГц, то, с учётом тепловой скорости электронов, за промежуток времени, когда происходит спад индукции магнитного поля, все электроны успевают перераспределиться в объёме ГРК. Таким образом, при рабочих условиях ВЧ ИД, распределение концентрации электронов по радиусу определяется распределением потенциала плазмы.

Для оценки распределения потенциала плазмы по радиусу ГРК можно использовать решение Харрисона и Томпсона [14] для плоского случая:

$$\xi = \frac{2}{\pi} \cdot (D(\sqrt{\eta}) - \int_0^{\eta} D(\sqrt{s}) \cdot ds), \quad (7)$$

где $\xi = \frac{x}{L}$ – безразмерная координата (x – расстояние от оси, $L = \frac{r}{\xi_0}$ – некоторая длина, используемая для упрощения расчёта (r – расстояние от центра ГРК до стенки, $\xi_0 = 0,4046$ – значение безразмерной координаты, до которой решение является верным)), $\eta = \frac{e \cdot \varphi}{k \cdot T_e}$ – безразмерный потенциал (φ – потенциал плазмы в рассматриваемой точке), $D(x) = \int_0^x e^{t^2} \cdot dt$ – интеграл Доусона.

Данное решение не позволяет определить распределение потенциала в пристеночном слое, но из-за того, что толщина этого слоя составляет несколько радиусов Дебая, порядок величины которого в условиях ВЧ ИД составляет 10^{-6} метра, этим можно пренебречь. На рис.4 представлен результат расчета

распределения потенциала плазмы для ГРК радиусом 40 мм, при температуре электронов $T_e = 2,5$ эВ.

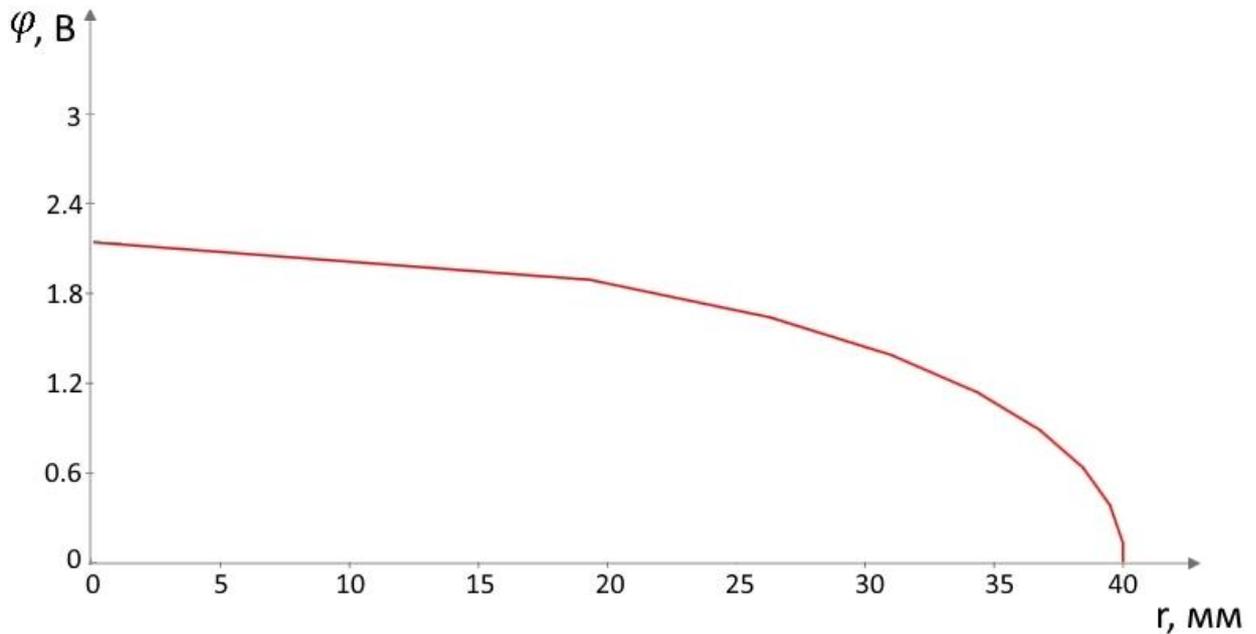


Рисунок 4. Распределение потенциала в объёме плазмы.

В свою очередь, распределение концентрации электронов n_e в плазме связана с потенциалом плазмы φ уравнением Больцмана:

$$n_e = n_0 \cdot e^{\frac{e \cdot \varphi}{k \cdot T_e}}, \quad (8)$$

где n_0 – концентрация электронов в центре ГРК. Таким образом, используя уравнение (8) и полученную из (7) зависимость распределения потенциала плазмы по радиусу ГРК, можно произвести расчёт распределения концентрации электронов.

Для сравнения, на рис.5 представлено расчётное распределение n_e , а на рис. 6 – экспериментальные данные, измеренные в 80 мм ГРК модели ВЧ ИД-8 [15].

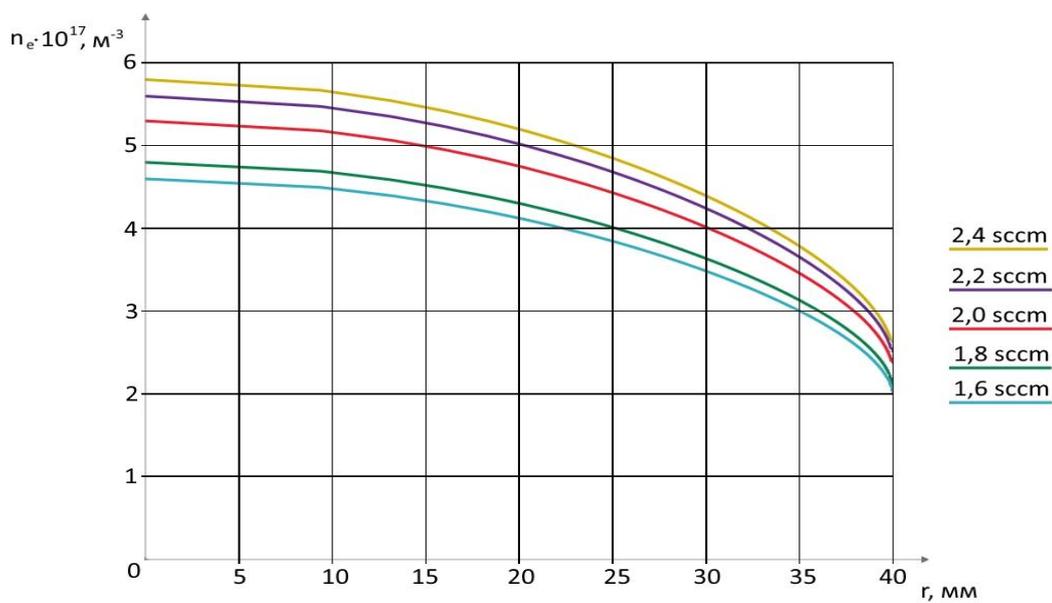


Рисунок 5. Расчётное распределение электронов по радиусу.

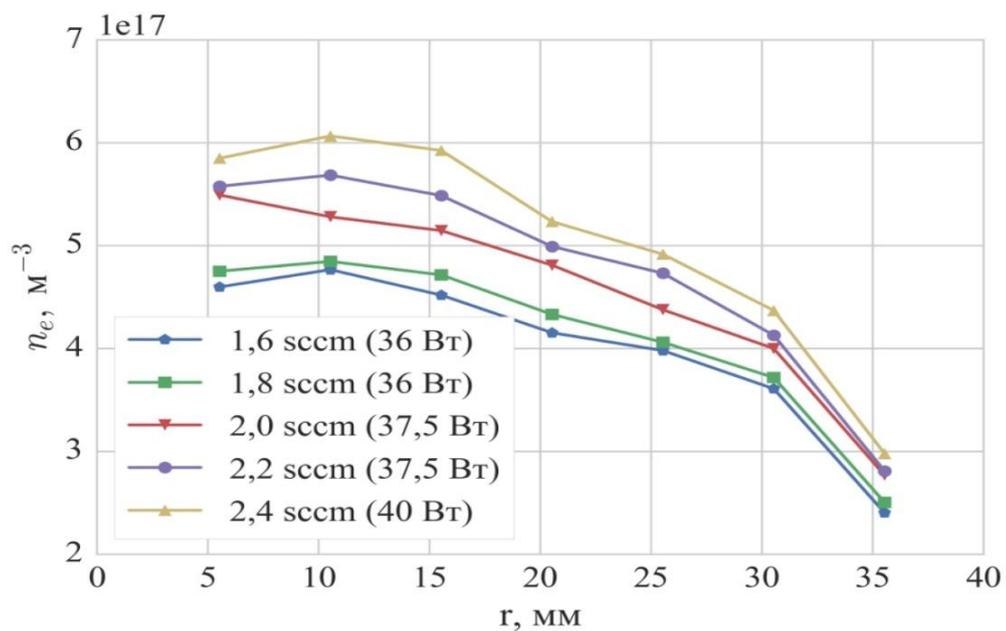


Рисунок 6. Распределение концентрации электронов по радиусу ГРК, полученное в эксперименте [15].

Для определения энергии электронов, приобретаемой ими за счёт вихревого электрического поля, обычно производят моделирование магнитных полей в объёме ГРК.

Процессы возникновения электромагнитного поля индуктора и его связь с электрическими зарядами и токами в плазме описываются системой уравнений Максвелла:

$$\nabla \cdot D = \rho \quad (9)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (10)$$

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (11)$$

$$\nabla \times H = j + \frac{\partial D}{\partial t}, \quad (12)$$

где $D = \varepsilon_0 \cdot E$ - электрическая индукция (E - напряжённость электрического поля), $\rho = e \cdot (n_i - n_e)$ - объёмная плотность стороннего электрического заряда, B - индукция магнитного поля, $H = \frac{B}{\mu_0}$ - напряжённость магнитного поля (μ_0 - магнитная постоянная), $j = \sigma \cdot E$ - плотность тока проводимости (σ - удельная электропроводность среды).

Для расчёта магнитных и вихревых электрических полей, в первом приближении, можно пренебречь возникновением противонаправленных токов в плазме, которые в реальных условиях препятствуют проникновению полей внутрь самой плазмы. На рис. 7 представлены результаты моделирования магнитного поля

в ГРК ВЧ ИД RIT-10 с использованием программы COMSOL Multiphysics. При моделировании частота тока в индукторе составляла 10^6 Гц, а сила тока 5 А.

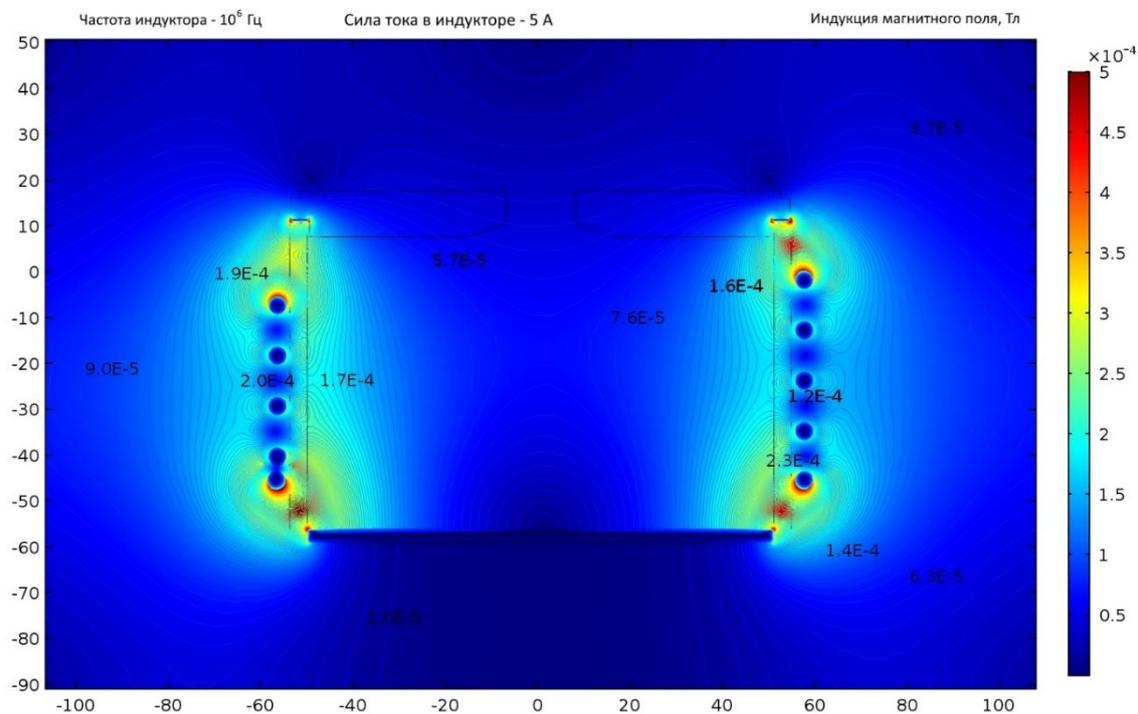


Рисунок 7. Моделирование распределения магнитной индукции по объёму ГРК.

Для определения величины напряжённости вихревого электрического поля удобно использовать значение магнитного потенциала A , который связан с магнитной индукцией как [16]:

$$\text{rot } A = B \quad (13)$$

Тогда, с учётом осесимметричной геометрии ГРК, для амплитуды колебаний вихревого электрического поля будет справедливо следующее уравнение:

$$E_{\theta} = -\omega \cdot A \quad (14)$$

Расчетное распределение напряжённости вихревого электрического поля по радиусу ГРК изображено на рис. 8. Как и следовало ожидать, максимальные значения напряжённости электрического поля E_θ находятся возле стенок ГРК, где электроны и получают наибольшее приращение энергии. Схожее экспериментально измеренное распределение приводят ученые из Гиссенского университета в работе [9].

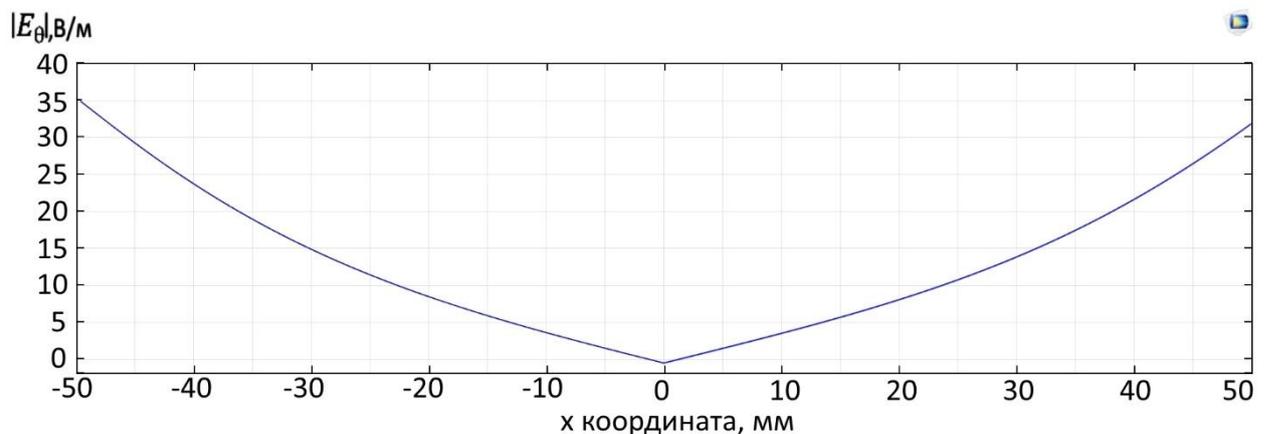


Рисунок 8. Распределение напряжённости вихревого электрического поля по радиусу ГРК.

Величину приобретённой скорости электронов $V_{e\ max}$ в вихревом электрическом поле можно оценить, используя следующее соотношение [17]:

$$V_{e\ max} = \frac{e \cdot \omega \cdot A}{m \cdot \sqrt{\omega^2 + \nu^2}}, \quad (15)$$

где ν – частота соударений электронов с атомами, которая определяется как:

$$v = \sqrt{\frac{3kT_e}{m} + \frac{v_{e\max}^2}{2}} \cdot n_a \cdot \sigma_{\text{ГРК}}. \quad (16)$$

При этом, для нахождения энергии электронов, вводится понятие эффективной температуры T_{eff} , включающую в себя как тепловую энергию электронов, так и приобретённую от вихревого электрического поля [17]:

$$\frac{3}{2}kT_{eff} = \frac{3}{2}kT_e + \frac{e^2\omega^2 A^2}{4m(\omega^2 + v^2)}. \quad (17)$$

На рис. 9 представлено расчётное распределение энергии электронов по радиусу ГРК ВЧ ИД RIT-10 при принятой средней тепловой энергии электронов равной $T_e = 5$ эВ.

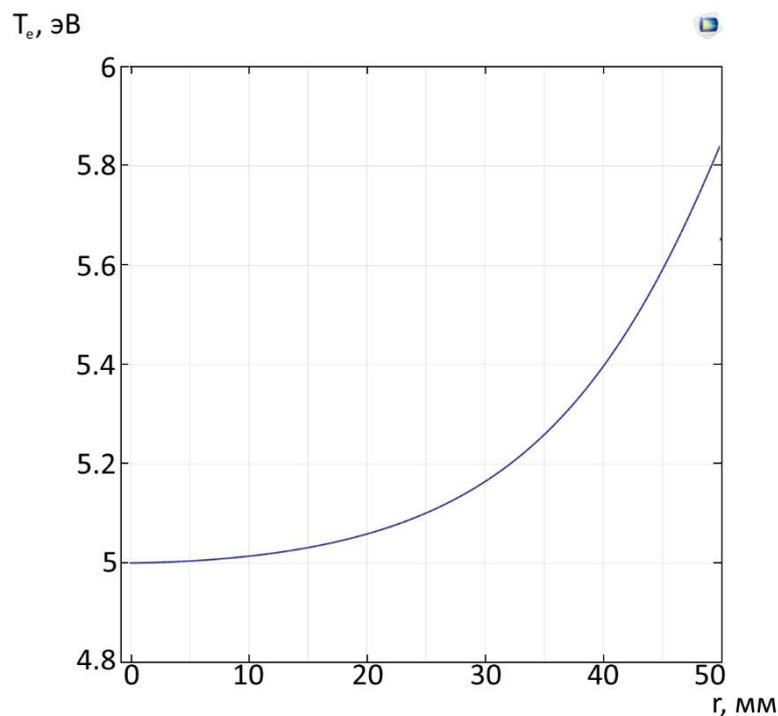


Рисунок 9. Распределение энергии электронов по радиусу ГРК.

Для сравнения, на рис. 10 приведены экспериментальные данные, полученные на ВЧ ИД-8, для различных расходов РТ [15].

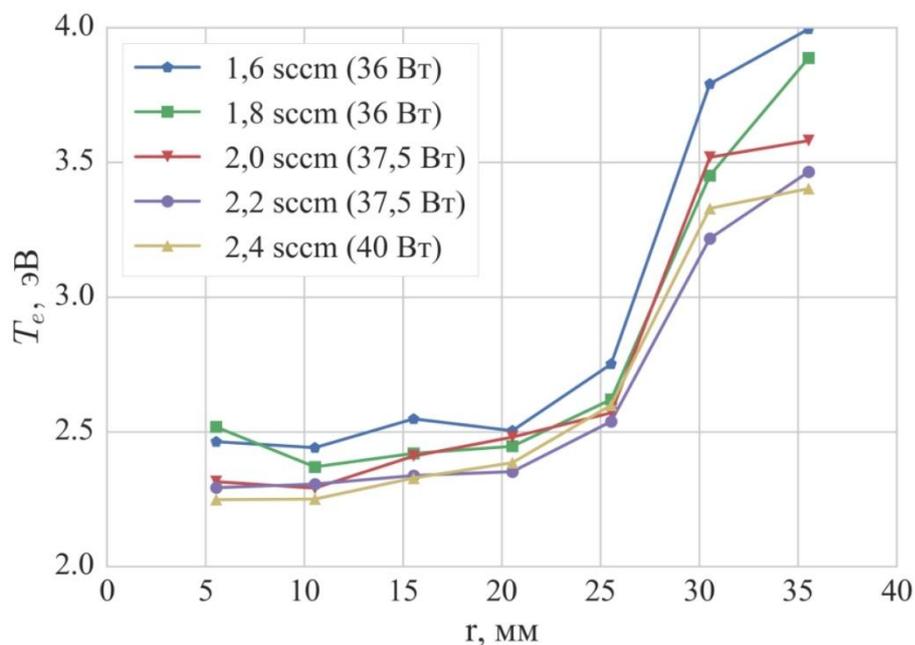


Рисунок 10. Экспериментально полученное распределение температуры электронов по радиусу ГРК [15].

При сравнении рис. 9 и 10 видно, что имеется качественное совпадение результатов расчёта с экспериментальными данными. По расчётным данным, для цилиндрической ГРК диаметром 10 см приращение энергии электрона составляет порядка 0,8 эВ, в то время как в эксперименте [15], с использованием полусферической ГРК с внутренним диаметром 8 см, эта величина варьируется от 1 до 1,5 эВ, в зависимости от расхода РТ. Таким образом, использование соотношений (15-17) позволяет с достаточной степенью точности произвести предварительную оценку распределений напряжённости вихревого электрического поля и энергии электронов по радиусу ГРК.

Заключение

Проведённый анализ параметров индукционного разряда в ГРК ВЧ ИД позволил определить основные физические явления, влияющие на распределение и движение электронов в объёме плазмы.

Полученные расчётные зависимости распределения концентрации и энергии электронов по радиусу ГРК качественно согласуются с экспериментальными данными, что позволяет использовать соответствующие соотношения для предварительной оценки локальных параметров плазмы перспективных моделей ВЧ ИД.

Библиографический список

1. Hans J. Leiter, Horst W. Loeb, Karl-Heinz Scharfner The RIT15 Ion Engines – A survey of the present state of Radio-Frequency Ion Thruster technology and its future potentiality // Spacecraft Propulsion, Third International Conference held 10-13 October, 2000 at Cannes, France. Edited by R.A. Harris. European Space Agency ESASP-465, 2001. - P.423

2. Godyak V.A., Piejak R.B., Alexandrovich B.M. // Plasma Sources Science Technology, 2002, vol. 11, pp. 525-543.

3. Godyak V.A., Alexandrovich B.M., Kolobov V.I. Lorentz force effects on the electron energy distribution in inductively coupled plasmas // Physical Review E 64, 026404 – Published 18 July 2001. URL:

<https://journals.aps.org/pre/abstract/10.1103/PhysRevE.64.026406>

4. Valery Godyak Hot plasma effects in gas discharge plasma // Physics of Plasmas
12. 055501 - 2005. URL: <http://dx.doi.org/10.1063/1.1887171>
5. Кудрявцев А.А., Смирнов А.С., Цендин Л.Д. Физика тлеющего разряда. - СПб.: Лань, 2010. - 512 с.
6. Reed T.B. Induction-Coupled plasma torch. // Journal of Applied Physics, 1961, vol.32, no. 5, pp. 821-824.
7. Александров А.Ф., Вавилин К.В., Кралькина Е.А., Неклюдова П.А., Павлов В.Б. Исследование параметров плазмы индуктивного ВЧ-источника плазмы диаметром 46 см. Параметры плазмы в области скин-слоя // Прикладная физика. 2013. № 5. С. 34-37.
8. Александров А.Ф., Вавилин К.В., Кралькина Е.А., Неклюдова П.А., В.Б. Павлов Исследование параметров плазмы индуктивного ВЧ-источника плазмы диаметром 46 см. Математическое моделирование параметров плазмы индуктивного и гибридного ВЧ-разрядов // Прикладная физика. 2014. № 1. С. 9-11.
9. Groh K.H. and Loeb H.W. State-of-the-Art of Radio-Frequency Ion Thrusters // Journal of Propulsion and Power, 1991, vol. 7, no. 4, pp. 573-579.
10. Chabert C.P., Braithwaite N.St.J. Physics of Radio-Frequency Plasmas. Cambridge University Press, England, 2011. – 385 p.
11. Reed T.B. Induction-Coupled plasma torch // Journal of Applied Physics; vol.32, no. 5, may 1961, pp. 821-824.
12. Габович М.Д. Физика и техника плазменных источников ионов. - М.: Атомиздат, 1972. - 304 с.

13. Александров А.Ф., Вавилин К.В., Кралькина Е.А., Неклюдова П.А., Павлов В.Б., Тараканов В.П. Математическое моделирование индуктивного ВЧ-разряда низкого давления с помощью программы KARAT // Прикладная физика. 2013. № 5. С. 38-41.
14. Форестер А.Т. Интенсивные ионные пучки. – М.: Мир, 1991. - 358 с.
15. Кожевников В.В., Хартов С.А. Распределения локальных параметров плазмы в газоразрядной камере высокочастотного двигателя // XLI Академические чтения по космонавтике. Тезисы докладов. Москва, 24–27 января 2017. С. 76.
16. Канев С.В., Латышев Л.А., Нигматзянов В.В., Хартов С.А. Моделирование рабочего процесса в газоразрядной камере высокочастотного ионного двигателя // Труды МАИ. 2012. № 52. URL: <https://www.mai.ru/science/trudy/published.php?ID=29483>
17. Канев С.В. Разработка физико-математической модели и программного обеспечения по расчету ионизационной камеры электроракетного двигателя, использующего атмосферные газы в качестве рабочего тела. // 15-я Международная конференция «Авиация и космонавтика – 2016». Тезисы докладов. Москва, 14–18 ноября 2016. С. 279-281.
18. Алдонин Ф.И., Ахметжанов Р. В. Расчет основных рабочих характеристик ионного двигателя мощностью 20 – 30 Вт. // Труды МАИ. 2015. № 81. URL: <https://www.mai.ru/science/trudy/published.php?ID=57827>

19. Лёб Х.В., Попов Г.А., Обухов В.А., Фейли Д., Коллингвуд Ш. Моголкин А.И. Крупногабаритные высокочастотные ионные двигатели // Труды МАИ. 2012. № 60. URL: <https://www.mai.ru/science/trudy/published.php?ID=35371>