

УДК 533.9.07 + 537.533.9
EDN: NFXHWI

PACS: 52.50.-b+52.50.Sw+52.75.-d+52.80.-s



Исследование возможности СВЧ-генерации плазмы в модифицированном магнитоплазмодинамическом ускорителе

Ю. Н. Ташаев

Исследуется возможность получения высокоскоростных плазменных потоков с помощью теплового неизотермического ускорителя плазмы нового типа, содержащего полый резонатор и представляющего собой модифицированный магнитоплазмодинамический ускоритель. Для создания и нагрева плазмы используется безэлектродный СВЧ-разряд. Выведена формула для магнитного момента, обусловленного движением электрона по эллиптической орбите под действием поля СВЧ-волны. Получены формулы, определяющие энергию электрона и среднюю скорость возрастания его тепловой энергии в рамках нерезонансной «столкновительной» модели поглощения электронами энергии СВЧ-излучения. Представлена формула кинетической энергии, приобретаемой электроном от микроволны в процессе его бесстолкновительного нагрева. Определено пороговое значение напряжённости электрического поля СВЧ-разряда и мощности СВЧ-генератора, необходимой для зажигания и поддержания разряда. Рассмотрев ускорение идеально проводящей плазмы в магнитном сопле, получена оценка направленной скорости плазменного потока. Отмечено, что результаты экспериментальных измерений скорости ионов, ускоренных модифицированным ускорителем, соответствуют оценке максимальной скорости ионов.

Ключевые слова: магнитоплазмодинамический ускоритель (МПДУ), тепловой неизотермический ускоритель плазмы, СВЧ-разряд, электронный циклотронный резонанс (ЭЦР), магнитное сопло.

DOI: 10.51368/1996-0948-2024-2-79-90

Введение

Исследования, посвящённые созданию маломощных плазменных двигателей с использованием СВЧ, предназначенных для коррекции орбит и ориентации лёгких космических аппаратов, проводятся с начала 80-х годов

прошлого века и актуальны и в настоящее время. Наибольший интерес представляют устройства ECR Plasma Thruster ONERA [1], в которых ЭЦР-разряд создаётся в коаксиальных резонаторах, помещённых в стационарное магнитное поле, предназначенное для формирования и ускорения квазинейтральных плазменных потоков в магнитном сопле. Аналогичные по параметрам микроволновые плазменные двигатели CERA [2], использующие для зажигания и поддержания ЭЦР-разряда подобные резонаторы, дополнительно включают систему электродов для извлечения ионной компоненты, что приводит к увеличению энергопотребления и снижению надёжности изделия. В работе [3] представлен проект плазменного ускорителя ECRA, состоящего из

Ташаев Юрий Николаевич, доцент.
E-mail: tashayevyn@mgupp.ru
Московский государственный университет пищевых производств (Росбиотех).
Россия, 125080, Москва, Волоколамское шоссе, 11.

Статья поступила в редакцию 28.12.2023
После доработки 11.03.2024
Принята к публикации 16.03.2024
Шифр научной специальности: 1.3.9

окужённой соосными магнитными катушками цилиндрической камеры, в которой для генерации квазинейтральной плазмы используется СВЧ-разряд с частотой 2,45 ГГц. Плазма в разрядной камере удерживается и ускоряется расходящимся магнитным полем, величина которого на некоторой поверхности удовлетворяла условию ЭЦР ($B = 87,5$ мТ). В конструкции ускорителя отсутствуют катод и сеточный электрод, а электроны получают энергию от электромагнитных волн СВЧ-генератора, в частности в режиме ЭЦР.

Целью настоящей работы является изучение возможности получения высокоскоростных плазменных потоков с помощью модифицированного МПДУ и оптимизация его функционирования в режиме теплового неизотермического ускорителя плазмы [4].

Особенности конструкции и функционирования ускорителя

В результате внесения изменений, конструкция ускорителя (рис. 1) была дополнена круглым волноводом 1, подводящим микроволны частотой 2,45 ГГц к объёмному резонатору, совмещённому с ионизационной камерой (ИК) 2, из которой удалили термоэмиссионный катод. Рабочее тело (аргон) подаётся в ИК по трубопроводам 3. Анод 4, имеющий форму профилированного сопла Лавалья, плотно примыкающий к резонатору, расположенный соосно с ним, представляет собой отрезок запредельного волновода. Многосекционный соленоид 5, внутри которого размещаются резонатор, ИК и анод, создаёт в ускорительном канале осесимметричное расходящееся магнитное поле, конфигурация которого варьировалась при изменении значений тока в секциях. Максимум магнитного поля 150 мТ фиксировался возле задней стенки ИК (DW – диэлектрическое окно), а в сужающейся части анода создавалась зона ЭЦР 7, и величина убывающего магнитного поля изменялась в диапазоне 86,5–88,5 мТ. Магнитное поле препятствует движению плазмы в радиальном направлении, увеличивает эффективность поглощения СВЧ-энергии электронами и способствует движению замагниченных электронов вдоль силовых линий, разгоняя плазменный поток вниз по течению в магнитном сопле 6.

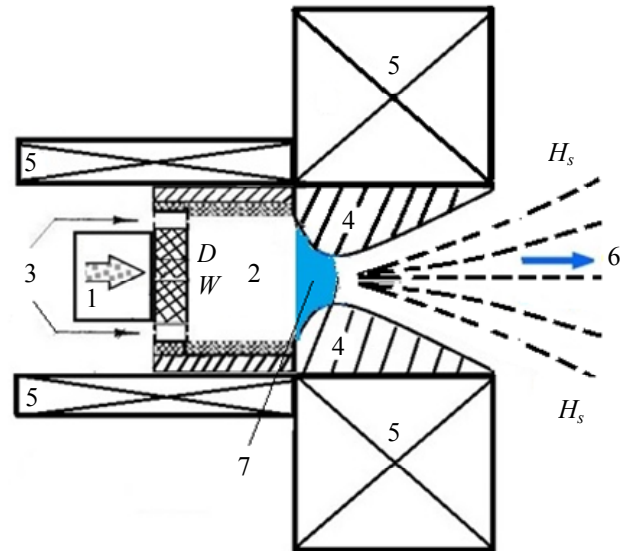


Рис. 1 Схема модифицированного МПДУ: 1 – волновод; 2 – ионизационная камера (ИК); 3 – трубопроводы подачи рабочего тела; 4 – анод; 5 – многосекционный соленоид; 6 – плазменный поток в «магнитном сопле»; 7 – зона ЭЦР

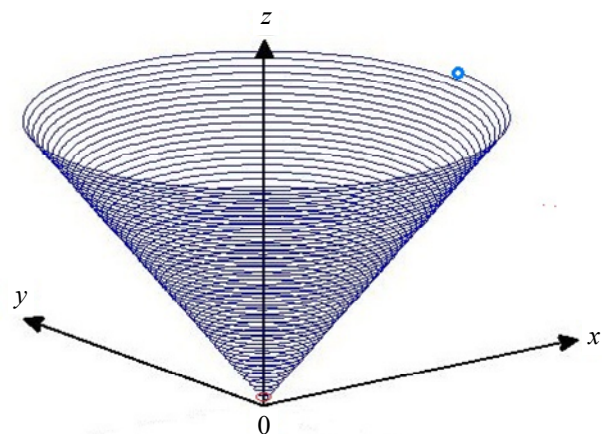


Рис. 2 Траектория движения электрона при резонансе в зоне ЭЦР вблизи оси симметрии ($0z$)

Созданная в ИК при давлениях порядка 10^{-3} – 10^{-2} Торр в результате СВЧ-разряда (нерезонансный механизм, объёмный разряд) неизотермическая плазма (температура электронов T_e много больше температуры ионов T_i) с электронами, не резонансно нагреваемыми в результате упругих столкновений с нейтральными частицами во всём объёме ИК, движется к аноду. Попадая в ЭЦР-зону низкого давления $\sim 10^{-4}$ Торр, электроны начинают бесстолкновительно (резонансный механизм электронциклотронного нагрева) эффективно поглощать микроволновую энергию в узком слое шириной ~ 3 см. Пройдя область ЭЦР, плазменный поток, содержащий однозарядные ионы и электроны, разогретые до высоких тем-

ператур (в зависимости от мощности волны $T_e \sim 60\text{--}200$ эВ), ускоряется вниз по течению при расширении в «магнитном сопле». Отметим, что первичный (затравочный) электрон для инициирования работы ускорителя присутствует на кварцевой поверхности диэлектрического окна – элемента задней стенки ИК уже после первого запуска. Для надёжности запуска ускорителя кварцевая поверхность окна дополнительно заряжается отрицательно при облучении фотокатода, временно помещённого возле DW в газоразрядном промежутке, ультрафиолетовыми лучами с длиной волны ~ 100 нм.

Нерезонансная, столкновительная модель нагрева электронов в поле плоских СВЧ-волн различных поляризаций

В этом разделе, используя элементарную траекторную модель [5], аналитически решалась задача, поставленная для экспериментального образца модифицированного МПДУ [4] – *определить траекторию движения электрона в поле плоской микроволны, средние за период колебаний поля кинетическую энергию электрона и скорость её нарастания*. Предполагалось, что разряд иницируется подачей в резонатор СВЧ-энергии от магнетрона, работающего на частоте $f = 2,45$ ГГц, которой соответствует резонансное значение магнитной индукции $B_0 = 2\pi f(e/m_e)^{-1} = 87,5$ мТ, где e/m_e – удельный заряд электрона. Для решения поставленной задачи, аналогично [6], использовалось одночастичное приближение – «single particle approach», базирующаяся на уравнении движения «среднего» электрона в плоской электромагнитной СВЧ-волне при наложении постоянного однородного магнитного поля, учитывающие его упругие столкновения с атомами и молекулами. Поля считаются заданными изначально, а движение электронов не изменяет их. Собственные поля плазмы не учитываются, самосогласованное движение не рассматривается. Состояния всех электронов в этой модели идентичны. Дальнейшие вычисления в этом разделе справедливы только в рамках *нерезонансной, столкновительной* модели поглощения плазмой энергии микроволнового излучения. Модель используется

вне зоны ЭЦР при условии $v_{en} \gg v_{ei}$ и давлении нейтрального газа $p_n \sim 10^{-3}\text{--}10^{-2}$ Торр возле диэлектрического окна (DW), убывающем экспоненциально при приближении к зоне ЭЦР до 10^{-4} Торр. Концентрация частиц плазмообразующего аргона, поступающего в ИК, принималась $n_n \sim 10^{19}\text{--}3 \times 10^{20}$ м⁻³ и убывала до 5×10^{18} м⁻³ на входе в анод. Концентрация ионов аргона возле торца анода, примыкающего к ИК, принималась $n_i \sim 5 \times 10^{17}$ м⁻³. Частоты упругих столкновений электронов с нейтральными атомами v_{en} и с ионами, v_{ei} оценивались по формулам [7]: $v_{en} = n_n \sigma_{en} \langle V_e \rangle$, $v_{ei} = n_i \sigma_{ei} \langle V_e \rangle$, $\sigma_{en} \sim 4 \times 10^{-19}$ м² – сечение взаимодействия электрона с атомом аргона, $\sigma_{ei} = 2\pi/3(e^2/4\pi\epsilon_0 k T_e)^2 \times \ln \lambda_k \sim 2 \times 10^{-18}$ м² – сечение взаимодействия электрона с однозарядным ионом аргона, $\langle V_e \rangle = (8kT_e/\pi m_e)^{1/2}$ – средняя тепловая скорость электрона, $\epsilon_0 = 8,854 \times 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная, $\ln \lambda_k$ – кулоновский логарифм, k – постоянная Больцмана. Из оценок следовало, что внутри ИК вплоть до начала зоны ЭЦР выполняется неравенство $v_{ei} \ll \ll v_{en} \leq 10^8$ с⁻¹.

Далее проанализировано движение электрона в поле плоской *линейно-поляризованной* СВЧ-волны в приосевой области ИК. Ввиду малости отношения $r_e/a \sim 0,001$, где $r_e = \langle V_e \rangle / \omega_c$ – радиус ларморовской орбиты электрона, $\omega_c = eB/m_e$ – электронная циклотронная частота, $a = 0,049$ м радиус резонатора, предполагается, что магнитная индукция **B**, создаваемая соленоидом в области нахождения электрона, однородна и направлена вдоль оси симметрии ускорителя (ось Oz). Оси координат выбраны так, что линейно-поляризованная микроволна распространяется в направлении оси Oz, а высокочастотное электрическое поле **E**, направлено по радиусу (Ox) и, соответственно, вектор магнитной компоненты **H** этой волны коллинеарен оси Oy. Тогда электрическая и магнитная компоненты электромагнитной СВЧ-волны могут быть представлены в виде:

$$\vec{E} = \{E_x; 0; 0\} \times \sin(\omega t - kz);$$

$$\vec{H} = \{0; H_y; 0\} \times \sin(\omega t - kz),$$

где ω – круговая частота электромагнитной СВЧ-волны, $k = \omega/c$ – волновое число, c – ско-

рость света в вакууме, $H_y \ll B/\mu_0$. Не ограничивая общности, далее будем считать, что электрон (нерелятивистский) движется вдоль оси Oz со скоростью $V_{ez} \ll c$. Тогда $V_{ez} \times 2\pi/\omega \ll \lambda$, т. е. $\Delta z = V_{ez} \times 2\pi/\omega$ – смещение электрона вдоль оси Oz за период колебаний поля существенно меньше длины волны $\lambda = 2\pi/k$, так что $k\Delta z \rightarrow 0$ (для электрона электромагнитная СВЧ-волна – стоячая). Учитывая силу $\mathbf{F} = -(m_e \mathbf{V})/\tau_e$, $\tau_e^{-1} = v_e = v_{en} + v_{ei} \approx v_{en}$, тормозящую движение электрона вследствие его упругих столкновений с атомами и ионами плазмообразующего газа, уравнение движения электрона ($V \ll c$) можно представить в виде:

$$m_e \frac{d\vec{V}}{dt} = -e[\vec{V} \times \vec{B}] - e(\vec{E}_- + \vec{E}_s) - m_e \vec{V} v_e, \quad (1)$$

$$\vec{V} = \vec{V}_{\parallel} + \vec{V}_{\perp}.$$

Здесь введены обозначения: m_e – масса электрона, $-e$ – заряд электрона, $\vec{V}_{\parallel}, \vec{V}_{\perp}$ – составляющие скорости электрона, соответственно вдоль и поперёк магнитного поля, \vec{E}_- – электрическая составляющая электромагнитной волны в плазме, \vec{E}_s – напряжённость собственного самосогласованного амбиполярного поля плазмы: $\vec{E}_s = -\nabla\phi$, ϕ – электрический амбиполярный потенциал. При выполнении неравенства $v_{en}/\omega \ll 1$ высокочастотная диэлектрическая проницаемость холодной плазмы определяется выражением $\varepsilon = 1 - \omega_p^2 / \omega^2 \times (1 - iv_{en} / \omega)$, $\omega_p^2 = n_e e^2 (\varepsilon_0 m_e)^{-1}$, где ω_p – плазменная частота, n_e – концентрация электронов. Действительная часть диэлектрической проницаемости $\text{Re}(\varepsilon)$ мало отличается от единицы при условии $\omega_p^2 / \omega^2 \ll 1$, или $n_e \ll \varepsilon_0 m_e \omega^2 / e^2$ (например, значениям плотности $n_e < 10^{16} \text{ м}^{-3}$ соответствуют $0,87 < \text{Re}(\varepsilon) < 1$ и $0 < \omega_p^2 / \omega^2 < 0,13$). В модели «одночастичного рассмотрения», собственное самосогласованное поле плазмы не учитывается, и сумму векторов $\vec{E}_- + \vec{E}_s$ в уравнении (1) можно с достаточной точностью заменить вектором \vec{E} . Решение уравнения (1) ищется в предположении, что вектор \mathbf{V} направлен вдоль оси Oz : $\mathbf{V} = \{0, 0, B\}$. В выбранной геометрии \mathbf{V}_1 удо-

влетворяет дифференциальному уравнению первого порядка и при соответствующем выборе начальных условий имеем $\mathbf{V}_1 = 0$. Поперечная составляющая скорости электрона \vec{V}_{\perp} удовлетворяет уравнению (2):

$$\frac{d^2 \vec{V}_{\perp}}{dt^2} + 2v_e \frac{d\vec{V}_{\perp}}{dt} + (\omega_c^2 + v_e^2) \vec{V}_{\perp} = \omega_c^2 \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} - \frac{e}{m_e} \frac{d\vec{E}}{dt} - \frac{e}{m_e} \frac{\vec{E}}{\tau_e}. \quad (2)$$

Полагая $\mathbf{E}^c = \mathbf{E} e^{-i(\omega t - \pi/2)} = \{E_x e^{-i(\omega t - \pi/2)}, 0, 0\}$, где $\text{Re}(\mathbf{E}^c) = \mathbf{E}$. Частное решение уравнения (2), описывающее движение электрона с установившимися параметрами (при $t > 1/v_e$), ищем в символическом виде: $\vec{V}_{\perp} = \text{Re}[\vec{V}_{\perp}^c]$, $\vec{V}_{\perp}^c = \widehat{V}_{\perp}^a \times e^{-i(\omega t - \pi/2)}$. Подставив \vec{V}_{\perp}^c и \mathbf{E}^c в уравнение (2) вместо \vec{V}_{\perp} и \mathbf{E} , находим комплексную амплитуду поперечной составляющей вектора скорости электрона:

$$\widehat{V}_{\perp}^a = \frac{-\omega_c^2 \vec{e}_y + i\omega_c (\omega + iv_e) \vec{e}_x}{\omega_c^2 - (\omega + iv_e)^2} \times \frac{E_x}{B}, \quad (3)$$

$$\vec{V}_{\perp}^c = \widehat{V}_{\perp}^a \times e^{i\pi/2} e^{-i\omega t},$$

где \vec{e}_x, \vec{e}_y – орты осей Ox и Oy .

Учитывая соотношения $V_x = dX/dt$, $V_y = dY/dt$, и, проинтегрировав по времени проекции уравнения (3) на соответствующие оси координат, можно найти выражения для координат электрона как функции времени. Проанализировав найденные функции $X(t)$ и $Y(t)$, убедимся, что они представляют собой записанное в параметрической форме уравнение эллипса, оси которого повернуты относительно координатных осей на угол $\alpha = 2^{-1} \times \arctg \left[2v_e \omega_c / (\omega_c^2 - \omega^2 - v_e^2) \right]$. Определив полуоси эллипса и вычислив его площадь, находим магнитный момент тока, переносимого вращающимся по эллиптической орбите электроном, совершающим вынужденные колебания с частотой электромагнитной волны:

$$\vec{\mu} = -e^4 E_x^2 / (2m_e^3 \Omega^4) \times \vec{B}, \quad (4)$$

$$\Omega^4 = (\omega_c^2 + v_e^2 - \omega^2)^2 + 4v_e^2 \omega^2.$$

Движение электрона в плоскости, перпендикулярной магнитному полю \mathbf{B} , можно разделить на циклотронное вращение и дрейфовое движение, представляющее собой вращение по эллиптической орбите с частотой СВЧ-поля. При оценке магнитного момента, обусловленного вращением электрона по эллиптической орбите, его начальные условия движения были выбраны таким образом, чтобы циклотронное вращение отсутствовало. Аналогичное рассмотрение движения ионов, наряду с изложенными выше результатами, приводит к выводу, что в рассматриваемой системе высокочастотное электрическое поле, перпендикулярное магнитному, увеличивает диамагнетизм плазмы, который в отсутствие высокочастотного поля обуславливается лишь циклотронным вращением заряженных частиц. Работа, совершённая электрическим полем в единицу времени над электроном против силы трения $-e\vec{E} \times \vec{V}$, усреднённая за период колебаний поля $T_d = 1/f$, определяет среднюю скорость нарастания тепловой энергии электрона:

$$\left(\overline{d\varepsilon_{\perp} / dt}\right)_{T_d} = e^2 E_m^2 m_e^{-1} (\omega_c^2 + v_e^2 + \omega^2) \times v_e / \Omega^4, \quad (5)$$

$$E_m^2 = 2^{-1} E_x^2,$$

где E_m – среднеквадратичное значение напряженности электрического поля генератора, ε_{\perp} – кинетическая энергия электрона, вращающегося по эллиптической орбите, усреднённое за один оборот значение которой $\langle \varepsilon_{\perp} \rangle_{T_d} = m_e \langle V_x^2 + V_y^2 \rangle_E / 2$:

$$\langle \varepsilon_{\perp} \rangle_{T_d} = m_e \langle V_x^2 + V_y^2 \rangle_{T_d} / 2 = e^2 E_m^2 (2m_e)^{-1} (\omega_c^2 + v_e^2 + \omega^2) / \Omega^4, \quad (6)$$

Перейдём к рассмотрению движения электрона в приосевой области ИК в поле плоской микроволны *правой круговой поляризации*, по-прежнему распространяющейся в направлении оси симметрии $0z$, совпадающей с направлением вектора \mathbf{B} : $\mathbf{B} = \{0, 0, B\}$. Напряжённость электрического поля правополяризованной микроволны аппроксимируем выражением: $\vec{E} = (-E_0 \sin \omega t; E_0 \cos \omega t; 0)$. Уравнение (1) сводится к системе

$$\begin{aligned} \frac{dV_x}{dt} + v_e V_x + \omega_c V_y &= \frac{eE_0}{m_e} \sin \omega t, & V_x &= \frac{dX}{dt} \\ \frac{dV_y}{dt} + v_e V_y - \omega_c V_x &= -\frac{eE_0}{m_e} \cos \omega t, & V_y &= \frac{dY}{dt}. \end{aligned} \quad (7)$$

Частное решение (7) имеет вид:

$$\begin{aligned} X &= -r_n \cos(\omega t + \phi), & Y &= -r_n \sin(\omega t + \phi), \\ r_n &= eE_0 \omega^{-1} m_e^{-1} / \sqrt{(\omega_c - \omega)^2 + v_e^2}, \\ V_x &= V_n \sin(\omega t + \phi), & V_y &= -V_n \cos(\omega t + \phi), \\ V_n &= \omega r_n, & \phi &= \arctg(\omega_c - \omega) / v_e. \end{aligned} \quad (8)$$

Мощность P^r , поглощаемая электроном в поле СВЧ-волны с *правовращающейся поляризацией*, когда процесс передачи энергии микроволны электронам прерывается столкновениями с нейтральными атомами рабочего газа, и энергия ε_{\perp}^r , приобретаемая им при этом, определяются формулами:

$$\begin{aligned} P^r &= -e(E_x V_x + E_y V_y) = \\ &= e^2 E_0^2 v_e m_e^{-1} / [(\omega_c - \omega)^2 + v_e^2], \\ \varepsilon_{\perp}^r &= m_e (V_x^2 + V_y^2) / 2 = \\ &= 2^{-1} e^2 E_0^2 m_e^{-1} / [(\omega_c - \omega)^2 + v_e^2]. \end{aligned} \quad (9)$$

Как следует из (8), под действием электрического поля право-поляризованной микроволны при учёте столкновений электрон вращается по окружности с частотой СВЧ-поля. Магнитный момент тока, переносимого вращающимся по круговой орбите электроном, совершающим вынужденные колебания с частотой электромагнитной волны, может быть представлен в виде, аналогичном (4): $\vec{\mu} = -e^4 E_0^2 / (2m_e^3 \tilde{\Omega}_r^4) \vec{B}$, $\tilde{\Omega}_r^4 = \omega \omega_c [(\omega_c - \omega)^2 + v_e^2]$. Мощность, поглощаемая электроном P^r и энергия ε_{\perp}^r , приобретаемая им между столкновениями достигают максимальных значений при резонансе $\omega_c = \omega$, когда максимален радиус его орбиты: $r_{\max} = eE_0 \times (m_e \omega v_e)^{-1}$.

Расчёт порогового значения напряжённости СВЧ-поля и среднеквадратичного значения мощности магнетрона СВЧ-генератора

Для вычисления порогового значения напряжённости электрического поля СВЧ-разряда и мощности СВЧ-генератора, необходимой для зажигания и поддержания разряда в ИК ускорителя, определим время, необходимое электрону для достижения энергии ионизации в рамках *нерезонансной, столкновительной* модели поглощения им энергии СВЧ волны. В процессе ионизации невозбуждённых атомов аргона электронным ударом энергия электрона ε удовлетворяет уравнению:

$$d\varepsilon/dt = N_E - I_{Ar}^* / \tau_i - \Delta\varepsilon v_e, \quad (10)$$

где N_E – мощность, поглощаемая электроном в поле СВЧ-волны, I_{Ar}^* – энергия возбуждения атома аргона, $\tau_i = 1/v_i$ – время между неупругими (ионизация атома) столкновениями, $\Delta\varepsilon = (2m_e/M_{Ar})\varepsilon$ – энергия потерь электрона в упругих столкновениях, M_{Ar} – масса атома аргона. Для линейно-поляризованной микроволны N_E определяется правой частью формулы (5), а для микроволны правой круговой поляризации правой частью первой формулы (9). В рассматриваемом диапазоне давлений (10^{-3} – 10^{-2} Торр) справедливо неравенство $m_e v_e / M_{Ar} \ll v_e \ll f$, ($v_e \sim v_{en} \sim 10^7$ – $10^8 \ll \ll 2,45 \times 10^9 \text{ с}^{-1}$) и упругими потерями энергии электрона можно пренебречь. Полагая в (10) $d\varepsilon/dt = 0$ (условие стационарности), выразим время, необходимое электрону для ионизации нейтрального атома: $\tau_i = I_{Ar}^* / N_E$. В разрядах низкого давления диффузионные потери электронов определяют время их нахождения в ИК. Для поддержания разряда необходимо, чтобы время ионизации атомов электронами было не больше времени потерь электронов на стенках ИК. В этом случае число электронов, появляющихся в результате ионизации, будет больше числа электронов, теряемых в процессе диффузии. Корректность использования уравнения диффузии при описании движения электронов к стенкам ИК подтверждается малостью отношений $r_e/a \sim 0,001$ и $\lambda_e/l \sim 0,1$. Здесь $r_e = \langle V_e \rangle / \omega_c = \lambda_e / (\omega_c \tau_e)$ и $\lambda_e = (n_n \sigma_{en})^{-1}$ – соответственно радиус ларморовской орбиты

и длина свободного пробега электрона, находящегося внутри цилиндрического СВЧ-резонатора, используемого для возбуждения поперечно-электрической моды TE_{112} (плоской микроволны правой круговой поляризации) на частоте $f = 2,45$ ГГц. Геометрические размеры резонатора: радиус $a = 0,049$ м и длина $l = 0,18$ м связаны соотношением [8]:

$$f = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{\chi}{a}\right)^2 + \left(\frac{2\pi}{l}\right)^2}, \quad \chi = 1,841.$$

Усредняя уравнение диффузии электронов по объёму ИК, получим уравнение баланса электронов при формировании разряда:

$$dn_e/dt = (v_i - v_d - v_a - v_r) \times n_e, \quad (11)$$

где v_d – частота диффузионных потерь, v_a – частота прилипания, v_r – частота рекомбинации. При давлениях (10^{-3} – 10^{-2} Торр) справедливы неравенства [9]: $v_a \ll v_i$, $v_r \ll v_i$ и порог зажигания разряда, определяемый уравнением (11), принимает вид: $v_i = v_d$, где $v_d = D_{||} / \Lambda_m^2$, $D_{||} = \lambda_e^2 v_e / 3$, $\Lambda_m^{-2} = \left[1 + (\omega_c \tau_e)^2\right]^{-1} \times (2,405/a)^2 + (\pi/l)^2$, $\omega_c \tau_e \gg 1$, где $D_{||}$ – коэффициент диффузии вдоль магнитного поля, Λ_m – эквивалентная диффузионная длина для цилиндра при наличии продольного магнитного поля [10]. Таким образом, возможность пробега определяется условием: $N_E / I_{Ar}^* = D_{||} / \Lambda_m^2 \approx D_{||} (\pi/l)^2$, из которого, используя (9), находится пороговое значение амплитуды напряженности электрического поля микроволны правой круговой поляризации:

$$E_0 = \left(\frac{m_e I_{Ar}^* \times \lambda_e^2 \pi^2}{3l^2 e^2} \times \left[(\omega_c - \omega)^2 + v_e^2 \right] \right)^{1/2} \sim (12) \\ \sim 5,7 \times 10^3 \text{ В/м.}$$

Мощность, которую необходимо подвести к резонатору для зажигания и поддержания разряда, определяется скоростью выделения джоулева тепла в ИК: $P = N_E \times n_e V_{cam} \sim 300$ Вт, где $V_{cam} \sim 1,4 \times 10^{-3} \text{ м}^3$ – объём разрядной камеры. Максимальное значение концентрации заряженных частиц в ИК $n_n^{\max} \sim 7 \times 10^{16} \text{ м}^{-3}$ ($n_n^{\max} = \varepsilon_0 m_e \omega^2 / e^2$) оценивается из условия от-

ражения электромагнитной волны от области ионизованного газа, когда плазменная частота ω_p превышает частоту высокочастотного поля ω ($\omega_p > \omega$).

Оценка величины поглощаемой электроном энергии микроволнового излучения в зоне ЭЦР

В области ЭЦР при давлениях меньших 10^{-4} Торр ($v_{en}, v_{ei} \ll \omega$) реализуется *резонансный бесстолбовительный* механизм нагрева электронов, характерный непрерывной передачей энергии от СВЧ-поля к электронам. Решив уравнение движения электрона в поле плоской линейно-поляризованной микроволны при $v_e = 0$ (отсутствие столкновений) с начальным условием $\mathbf{V} = 0$ при $t = 0$, энергию электрона, обусловленную его движением в плоскости xOy , перпендикулярной оси симметрии, можно представить в виде [10]:

$$\varepsilon_{\perp} = e^2 E_x^2 \left[2m_e (\omega - \omega_c)^2 \right]^{-1} \times \sin^2 \left[(\omega - \omega_c) t / 2 \right]. \quad (13)$$

Формула (13) применима при любых $\omega \gg v_e$, $\omega \neq \omega_c$. При условии циклотронного резонанса $\omega_c = \omega$, переходя к пределу в правой части (13) при $\omega_c \rightarrow \omega$, получим:

$$\varepsilon_{\perp} = e^2 E_x^2 t^2 / 8m_e, \quad d\varepsilon_{\perp} / dt = e^2 E_x^2 t / 4m_e, \quad (14)$$

где t – время взаимодействия электрона с линейно-поляризованной СВЧ-волной. При $\omega_c = \omega$ и $v_e = 0$ энергия электрона может быть вычислена в результате непосредственного решения системы уравнений:

$$\begin{aligned} dV_x / dt + \omega_c V_y &= -e / m_e \times E_x \sin \omega_c t, \\ dV_y / dt - \omega_c V_x &= 0. \end{aligned} \quad (15)$$

Частное решение (15), удовлетворяющее начальным условиям $V_x = V_y = 0$ при $t = 0$ принимает вид: $V_x = -eE_x t \sin \bar{t} / 2m_e$, $V_y = eE_x t / 2m_e \times (\cos \bar{t} - \bar{t}^{-1} \sin \bar{t})$, $\bar{t} = \omega_c t$ и, вычислив $\varepsilon_{\perp} = m_e (V_x^2 + V_y^2) / 2$ при $t \gg 1/\omega_c$, получим (14). Траектория движения электрона при $V_z > 0$, проекция которой на плоскость xOy

представляет собой спираль Архимеда, изобразена на рисунке 2. Линейно-поляризованная электромагнитная волна, распространяющаяся вдоль магнитного поля, представима в виде суперпозиции двух волн – право-поляризованной и лево-поляризованной, распространяющихся в том же направлении. Право-поляризованная микроволна, распространяющаяся вдоль оси симметрии, создаёт наилучшие условия ЭЦР в точке пересечения оси Oz с ЭЦР-поверхностью. Интерпретация резонансного бесстолбовительного нагрева электронов при распространении вдоль магнитного поля плоской СВЧ-волны правой круговой поляризации приводится в работе [11]. В точке пересечения оси Oz с ЭЦР-поверхностью электрическое поле волны непрерывно ускоряет электрон, вращаясь вокруг оси Oz с электронно-циклотронной частотой ω_c . Доплеровский сдвиг изменяет условие резонанса релятивистского электрона, движущегося вдоль оси Oz со скоростью V_z , и гармонической электромагнитной волны: $\omega_{\text{dop}} = \omega - k \times V_z$. Однако в условиях экспериментов [4] скорости электронов $V_z \sim 1,5 \times 10^6$ м/с, $k \times V_z / \omega \sim 5 \times 10^{-3}$, $\omega_{\text{dop}} \approx \omega$. Также не учитывается релятивистский эффект изменения массы, приводящий к возрастанию резонансного значения магнитного поля. Лево-поляризованная волна не влияет на нагрев электронов, так как она создаёт условия резонанса лишь при фиксированном значении концентрации электронов $n_e = \varepsilon_0 m_e \omega^2 / e^2$, $\omega = \omega_p$, где ω_p – плазменная частота [12].

Отметим, что при выводе формулы (14) рассматривалось движение электрона в электрическом поле плоской линейно-поляризованной микроволны, распространяющейся вдоль однородного стационарного магнитного поля. Определим, как изменится эта формула при распространении в том же направлении *право-поляризованной* по кругу плоской микроволны, решив систему уравнений (7) при отсутствии столкновений $v_e = 0$ и условии циклотронного резонанса $\omega_c = \omega$. Уравнения (7) принимают вид:

$$\begin{aligned} \frac{dV_x}{dt} + \omega_c V_y &= \frac{eE_0}{m_e} \sin \omega_c t, & V_x &= \frac{dX}{dt} \\ \frac{dV_y}{dt} - \omega_c V_x &= -\frac{eE_0}{m_e} \cos \omega_c t, & V_y &= \frac{dY}{dt}. \end{aligned} \quad (16)$$

Решив систему (16), определим компоненты скорости электрона, удовлетворяющие начальным условиям $V_x = V_y = 0$, $V_z = V_0$, поглощаемую мощность P^c и энергию ε_{\perp}^c , приобретаемую электроном при движении:

$$\begin{aligned} V_x &= eE_0 t \sin \omega_c t / m_e, \\ V_y &= -eE_0 t \cos \omega_c t / m_e, \quad V_z = V_0, \\ P^c &= -e\vec{E}\vec{V}_{\perp} = e^2 E_0^2 t / m_e, \\ \varepsilon_{\perp}^c &= m_e V_{\perp}^2 / 2 = e^2 E_0^2 t^2 / 2m_e. \end{aligned} \quad (17)$$

Для проведения качественной оценки величины кинетической энергии, приобретаемой электроном от *право-поляризованной* по кругу плоской микроволны, в процессе его *бесстолкновительного* нагрева при $E_0 = 5,7 \times 10^3$ В/м, используем выражение для ε_{\perp}^c в формуле (17), уточнив время взаимодействия частицы с волной. Оно ограничено рядом причин: столкновения, нелинейность, неоднородность системы, приводящих к нарушению условий резонанса. Главным фактором, нарушающим процесс эффективной передачи электрону энергии микроволны, является неоднородность магнитного поля, приводящая к нарушению резонанса даже внутри области ЭЦР. Влияние столкновений электронов с другими частицами и ограниченное время пребывания электрона в резонансной зоне оценивались для сравнения с главной причиной нарушения резонанса. Значение параметра t в формуле для ε_{\perp}^c (17) выбиралось из условия: $t = \min(\tau_e, t_1, \delta^{-1})$. Здесь t_1 и $\delta = \max|\omega_c - \omega|$ – соответственно время пребывания электрона и расстройка частот в зоне ЭЦР. В условиях экспериментов [4] $\tau_e = v_e^{-1} \sim 3 \times 10^{-8}$ с, $\delta^{-1} \sim 6 \times 10^{-9}$ с, $t_1 = l_1 / V_1 \sim 2 \times 10^{-8}$ с, $l_1 \sim 0,03$ м протяжённость зоны ЭЦР, $V_1 \sim 1,5 \times 10^6$ м/с значение осевой компоненты скорости электрона в зоне ЭЦР. При возможных значениях $t(\delta)$ получим $\varepsilon_{\perp} \sim 60\text{--}200$ эВ.

Легко проверить, что формулы (5), (6) и (14), определяющие нагрев электрона в линейно-поляризованной микроволне, взаимосвязаны. Выражения для кинетических энергий электрона $\langle \varepsilon_{\perp} \rangle_{T_d}$ и ε_{\perp} совпадают, если в формуле (6) перейти к пределу при $\omega_c \rightarrow \omega$,

$v_e/\omega \rightarrow 0$, $4v_e^2\omega_c^2/\Omega^4 \rightarrow 1$, а в формуле (14) положить $t = 1/v_e$. Аналогичное заключение можно сделать о совпадении предела $(d\varepsilon_{\perp}/dt)_{T_d}$ в формуле (5) при $\omega_c \rightarrow \omega$, $v_e/\omega \rightarrow 0$ и $d\varepsilon_{\perp}/dt$ – скорости передачи энергии от волны к электрону при циклотронном резонансе в формуле (14), приняв $t = 1/v_e$. Подобным образом взаимосвязаны формулы (9) и (17), определяющие нагрев электрона в *право-поляризованной* по кругу микроволне. В работе [13] упоминался столкновительный механизм нагрева электронов в плоской микроволне с правовращающейся поляризацией. Приведённая (стр. 92) без вывода формула для высокочастотной мощности, поглощаемой электроном P_r/N_e , не совпадает с P^r (9).

Оценка скорости истечения плазмы из магнитного сопла. Сравнение с экспериментом

После прохождения горла анода, выйдя из зоны ЭЦР, замагниченные электроны и незамагниченные холодные однозарядные ионы аргона попадают в область выходного магнитного сопла, где за срезом анода СВЧ-излучение пренебрежимо мало. Пространственное распределение магнитного поля в магнитном сопле удовлетворяет условию адиабатического расширения идеально проводящей плазменной струи, если магнитное поле мало изменяется на расстояниях $\sim r_e$, т. е. выполняется неравенство: $r_e |\nabla B / B| \ll 1$. Далее будем считать, что это условие выполнено, и электроны, двигаясь вдоль силовых линий расходящегося магнитного поля ($\omega_c \tau_e \gg 1$), увеличивают под действием силы $F_{\parallel} = -\mu \nabla_{\parallel} B$ продольную составляющую направленной скорости V_{\parallel} при неизменном магнитном моменте $\mu = mV_{\perp}^2 / 2B$, теряя поперечную компоненту скорости V_{\perp} . При движении плазменной струи в направлении убывания магнитного поля происходит трансформация ε_{\perp} энергии поперечного движения электронов в ε_{\parallel} энергию направленного движения вдоль оси системы. Электроны, обладая более высокой подвижностью чем ионы, стремятся оторваться от них, двигаясь к выхо-

ду из магнитного сопла. Такое движение сопровождается возникновением пространственного заряда, и в результате приводит к формированию амбиполярного электрического поля, поддерживающего квазинейтральность струи. Именно амбиполярное поле сдерживает быстрые электроны и ускоряет медленные ионы вниз по потоку. Этот процесс является причиной трансформации тепловой энергии электронов в энергию направленного движения ионов. Для оценки максимальной скорости холодных ионов в неизотермической плазменной струе рассмотрим качественно течение плазмы сразу за горлом анода в расширяющейся части магнитного сопла [14]. Вычисления проводились в приближении идеально-проводящей плазмы в рамках двухжидкостной магнитной гидродинамики. Электроны в магнитном сопле ($\omega_c \tau_e \gg 1$) движутся вдоль силовых линий магнитного поля, циклотронное вращение не учитывается при моделировании движения сплошной среды. Далее используются следующие обозначения: ϕ – электрический амбиполярный потенциал, q_i , q_e – количество тепла, подведённого к единице массы ионной и электронной компонент, h_i , h_e – энтальпия единицы массы ионной и электронной компонент, V_i массовая скорость ионов. Отметим, что для идеально проводящей плазмы $dq_e = 0$. Вдоль линий тока электронов, совпадающих с магнитными силовыми линиями, для идеально проводящей, невязкой и нетеплопроводящей плазмы (течение изотропическое) сохраняется величина: $m_e h_e - e\phi = const_1$, и изменение потенциала плазмы ϕ в магнитном сопле определяется изменением энтальпии электронов вдоль линии тока. Аналогично для ионов при $dq_i = 0$ вдоль линий тока плазмы сохраняется величина [15]: $M_{Ar} V_i^2 / 2 + M_{Ar} h_i + e\phi = const_2$. Выразив $e\phi = m_e h_e - const_1$, получим, что вдоль трубки тока сохраняется сумма: $M_{Ar} V_i^2 / 2 + M_{Ar} h_i + m_e h_e = const$. Ускорение ионов в приближении идеально-проводящей плазмы происходит под действием градиентов давления электронов и ионов. Пусть в начальном сечении трубки тока $T_e = T_{e0}$, $T_i = T_{i0}$, $M_{Ar} h_{i0} = 5/2 kT_{i0}$, $m_e h_{e0} = 5/2 kT_{e0}$, $V_{i0} = 0$, а в конечном сечении $T_e = T_i = T_f$, $M_{Ar} h_{if} = 5/2 kT_f$,

$m_e h_{ef} = 5/2 kT_f$, T_f – равновесная температура в струе после расширения, получим для скорости ионов после расширения в магнитном сопле:

$$V_i = \sqrt{\frac{5k}{M_{Ar}} (T_{e0} + T_{i0} - 2T_f)},$$

и максимальное значение для холодных ионов

$$V_i^c = \sqrt{\frac{5kT_{e0}}{M_{Ar}}}. \text{ При } kT_{e0} \sim 60 \text{ эВ, } M_{Ar} = 6,69 \times 10^{-26} \text{ кг } V_i^c \approx 27 \text{ км/с.}$$

В экспериментах [4] использовался рабочий газ Ar при давлениях в ИК $p \sim 10^{-5} - 10^{-2}$ Торр. Источником СВЧ-плазмы служил магнетрон мощностью 900 Вт, работавший на частоте $f = 2,45$ ГГц в квазиимпульсном режиме, который создавал электрическое поле в резонаторе напряженностью до 30 кВ/м. Измерения локальных параметров плазменного потока осуществлялись методом снятия зондовых вольтамперных характеристик [16]. Момент зажигания СВЧ-разряда определялся при обработке осциллограмм тока с зонда. Оказалось, что после включения СВЧ-магнетрона стационарное течение плазмы устанавливалось за время порядка 4×10^{-3} с. Было определено, что при давлении большем 10^{-3} Торр в ИК реализуется объёмный разряд в результате преобладания нерезонансного столкновительного механизма поглощения СВЧ-энергии, а при давлении меньшем 10^{-4} Торр доминирует резонансный бесстолкновительный механизм ЭЦР, и плазма эффективно образуется только в области сужения анода в зоне ЭЦР, где $|\omega_c - \omega| \ll \omega$. В отсутствие постоянного положительного напряжения на аноде ускорителя измеренная средняя концентрация электронов за срезом сопла составляла $n_e \sim 10^{16} \text{ м}^{-3}$ и уменьшалась до 10^{15} м^{-3} на расстоянии 20 см от среза. Экспериментально установленная направленная скорость струи была порядка 10 км/с. Для увеличения скорости истечения плазмы планируется оптимизировать конфигурацию магнитного поля, создаваемого многосекционным соленоидом [17] с целью уменьшения как расходимости силовых линий, так и поперечной составляющей градиента магнитной индукции. В [13] отмечено, что профиль магнитного поля определяет про-

пространственную протяжённость области ЭЦР и эффективность ускорения плазменного потока в магнитном сопле. Как следует из формулы: $V_{gr} = V_{\perp}^2 / (2\omega_c B_z) \partial B_z(r) / \partial r$, дрейфовая скорость градиентного дрейфа электронов поперёк силовых линий V_{gr} пропорциональна величине поперечного градиента магнитной индукции, который и способствует оттоку электронов на анод. Вследствие этого уменьшается амбиполярное электрическое поле, формирующееся в магнитном сопле и ускоряющее ионы в тепловых ускорителях.

Заключение

Предложена новая модель маломощного плазменного двигателя для коррекции орбит и ориентации лёгких космических аппаратов с использованием ЭЦР. Теоретически обосновано повышение диамагнетизма плазменных образований при создании необходимой магнитной конфигурации и соответствующем подборе параметров ускорителя. В рамках нерезонансной «столкновительной» модели выведена формула для магнитного момента, обусловленного движением электрона по криволинейной траектории под действием поля СВЧ-волны и показано, что при соответствующем выборе начальных условий (в момент включения СВЧ-источника) он вращается по эллиптической орбите с частотой высокочастотного поля. Выведены формулы, определяющие энергию электрона и среднюю скорость нарастания его тепловой энергии в рамках нерезонансной «столкновительной» модели поглощения плазмой энергии микроволнового излучения вне зоны ЭЦР при условии $v_{en} \gg v_{ei}$ и давлениях 10^{-3} – 10^{-2} Торр. Аналогичные формулы получены в рамках резонансной «безстолкновительной» модели поглощения плазмой энергии микроволнового излучения в области ЭЦР при давлениях меньших 10^{-4} Торр ($v_{en}, v_{ei} \ll \omega$). Определены условия ($\omega_c \rightarrow \omega$, $v_e/\omega \rightarrow 0$, $t = 1/v_e$), при которых эти формулы переходят друг в друга. Качественно рассмотрев процессы ионизации и диффузии, вычислены пороговое значение напряжённости электрического поля ($E \sim 5,7$ кВ/м) СВЧ-разряда и мощности СВЧ-генератора ($P \sim 300$ Вт), необходимой для за-

жигания и поддержания разряда в тепловом неизотермическом ускорителе. В приближении идеально-проводящей плазмы в рамках двухжидкостной магнитной гидродинамики, рассмотрев адиабатическое расширение плазменной струи в магнитном сопле, когда силовые линии магнитного поля совпадают с линиями тока неизотермической плазмы, получена оценка максимальной скорости ионов на выходе из сопла: $V \sim 27$ км/с. Отметим, что результаты экспериментальных измерений скорости ионов, выпускаемых модифицированным МПДУ, качественно согласуются с приведённой оценкой максимальной скорости ионов. В продолжение этой работы, используя метод частиц в ячейке (PIC), планируется провести численные эксперименты, варьируя распределение стационарного магнитного поля для установления пространственной структуры СВЧ-поля, распределения концентрации, температуры и скорости плазменной струи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Jarrige J., Elias P. Q., Cannat F., Packan D. / 33rd International Electric Propulsion Conference. – Washington, D.C. USA, 2013. IEPC-2013. P. 420.
2. Балмашинов А. А., Стёпина С. П., Умнов А. М. / Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2. № 3. С. 224.
3. Porto J. C., Elias P. Q. / 36th International Electric Propulsion Conference. – Vienna, Austria, 2019. IEPC-2019. P. 232.
4. Кубарев Ю. В., Соловьев Е. Г., Ташаев Ю. Н., Черник В. Н. Ускоритель плазмы. Авторское свидетельство SU 1210604 A1 (РФ). 1995.
5. Stepanov D. S., Chebotarev A. V., Shkolnikov E. Ya. / Proc. Int. Conf. «Actual Problems of Electron Devices Engineering». – Saratov, 2016. IEEE Xplore. Vol. 2. P. 7879076.
6. Mascali D., Barbarino S. / Czechoslovak Journal of Physics. 2006. Vol. 56 (Suppl. B). P. B1149.
7. Брагинский С. И. Вопросы теории плазмы / Под ред. Леонтовича М. А. – М.: Атомиздат, 1963. Вып. 1.
8. Астафьев А. М., Альтмарк А. М., Лесив Н. А., Чирцов А. С. / Известия вузов России. Радиоэлектроника. 2023. Т. 26. № 3. С. 122.
9. Бердникова М. М., Вовченко Д. Е., Крашевская Г. В., Курнаев В. А., Ходаченко Г. В., Цвентух М. М. / Вакуумная техника и технология. 2007. Т. 17. № 2. С. 117.
10. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. – М.: Госатомиздат, 1961. С. 142–218.
11. Петрин А. Б. / ТВТ. 2006. Т. 44. № 1. С. 32.
12. Geller R. Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR Plasmas. – Bristol, Philadelphia: Taylor&Francis, 1996.

13. Андреев В. В., Балмашинов А. А., Умнов А. М. / Прикладная физика. 2004. № 6. С. 91.

14. Миронов О. Н. / ТВТ. 2021. Т. 59. № 5. С. 643.

15. Фортон В. Е. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. – М.: Наука /Интерпериодика/, 2000. Т. IV. С. 321–323.

16. Кубарев Ю. В., Котельников В. А., Котельников М. А. / Известия вузов. Электроника. 2021. Т. 26. № 2. С. 132.

17. Tashayev Y. N. / Proceedings 3rd International Conference «Control Systems, Mathematical Modeling, Automation and Energy Efficiency», SUMMA 2021. – Lipeck, 2021. P. 1083 (IEEE Conference, 2021).

PACS: 52.50.-b+52.50.Sw+52.75.-d+52.80.-s

The possibility research of microwave plasma generation in a modified magnetoplasmodynamic accelerator

Y. N. Tashayev

Moscow State University of Food Production
11 Volokolamskoe Shosse, Moscow, 125080, Russia
E-mail: tashayevyn@mgupp.ru

Received 28.12.2023; revised 11.03.2024; accepted 16.03.2024

In this article we study the possibility of obtaining high-speed plasma flows using a thermal non-isothermal plasma accelerator of a new type containing a hollow resonator and representing a modified magnetoplasmodynamic accelerator. An electrodeless microwave discharge is used to create and heat plasma. A formula is derived for the magnetic moment caused by the movement of an electron in an elliptical orbit under the electric microwave field action. Formulas are derived that determine the energy of an electron and the average rate of increase of its thermal energy within the framework of a nonresonant “collision” model of microwave energy plasma absorption. The formula of kinetic energy acquired by an electron from a microwave during its collisionless heating is obtained. The threshold value of the electric field strength of the microwave discharge and the power of the microwave generator required for ignition and maintenance of the discharge is determined. Having considered the acceleration of an ideally conducting plasma in a magnetic nozzle, an estimation of the directional plasma flow velocity is obtained. The results of experimental measurements of the ion velocity have been accelerated by the modified MPD were compared with the derived estimation of the maximum ion velocity.

Keywords: Magnetoplasmodynamic accelerator (MPDA), thermal non-isothermal plasma accelerator, microwave discharge, electron cyclotron resonance (ECR), magnetic nozzle.

REFERENCES

1. Jarrige J., Elias P. Q., Cannat F. and Packan D. 33rd International Electric Propulsion Conference. Washington, D.C. USA, 2013. IEPC-2013. P. 420.
2. Balmashnov A. A., Stepina S. P. and Umnov A. M., Usp. Prikl. Fiz. (Advances in Applied Physics) **2** (3), 224 (2014) [in Russian].
3. Porto J. C. and Elias P. Q. 36th International Electric Propulsion Conference. Vienna, Austria, 2019. IEPC-2019. P. 232.

4. Kubarev Yu. V., Soloviev E. G., Tashaev Yu. N. and Chernik V. N. Plasma accelerator. Copyright certificate SU 1210604 A1 (RF). 1995 [in Russian].
5. Stepanov D. S., Chebotarev A. V. and Shkolnikov E. Ya. Proc. Int. Conf. "Actual Problems of Electron Devices Engineering". Saratov, 2016. IEEE Xplore. **2**, 7879076.
6. Mascali D. and Barbarino S., Czechoslovak Journal of Physics **56** (Suppl. B), B1149 (2006).
7. Braginskii S., "Transport processes in a plasma," Reviews of plasma physics Vol. 1, 1965, pp. 205.
8. Astafiev A. M., Altmark A. M., Lesiv N. A. and Chirtsov A. S., News of Russian universities. Radioelectronics **26** (3), 122(2023) [in Russian].
9. Berdnikova M. M., Vovchenko D. E., Krashevskaya G. V., Kurnaev V. A., Khodachenko G. V. and Tsventukh M. M., Vacuum equipment and technology **17** (2), 117 (2007).
10. Brown S., Elementary processes in gas discharge plasma, Moscow, Gosatomizdat, 1961.
11. Petrin A. B., TVT **44** (1), 32 (2006).
12. Geller R., Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR Plasmas, Bristol, Philadelphia: Taylor&Francis, 1996.
13. Andreev V. V., Balmashnov A. A. and Umnov A. M., Applied Physics, № 6, 91 (2004) [in Russian].
14. Mironov O. N., TVT **59** (5), 643 (2021).
15. Fortov V. E., Encyclopedia of low-temperature plasma, Moscow, Nauka /Interperiodika/, 2000, **IV**. pp. 321–323.
16. Kubarev Yu. V., Kotelnikov V. A. and Kotelnikov M. A., News of universities. Electronics **26** (2), 132 (2021).
17. Tashayev Y. N. Proceedings 3rd International Conference "Control Systems, Mathematical Modeling, Automation and Energy Efficiency", SUMMA 2021. Lipesk, 2021. P. 1083. (IEEE Conference, 2021).