

УДК 537.533.9

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ТЕЧЕНИЯ И УСКОРЕНИЯ ПЛАЗМЫ В ТОРЦЕВЫХ И МАГНИТОПЛАЗМОДИНАМИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЯХ ПРИ СИЛЬНОМ ЭФФЕКТЕ ХОЛЛА

© 2021 г. О. Н. Миронов*

*Центральный институт авиационного моторостроения им. П.И. Баранова, Москва, Россия***E-mail: holshevnikovaelena@yandex.ru*

Поступила в редакцию 02.11.2020 г.

После доработки 24.03.2021 г.

Принята к публикации 19.05.2021 г.

Рассматриваются некоторые особенности динамики и ускорения плазмы в торцевых и магнито-плазмодинамических ускорителях с внешним осесимметричным магнитным полем, создаваемым соленоидом. Анализ течения плазмы проводится в рамках магнитной газодинамики. Показано, что при сильном эффекте Холла электронная компонента плазмы “вморожена” во внешнее магнитное поле, а линии тока плазмы совпадают с магнитными поверхностями. При этом в идеально проводящей плазме начальные распределения плотности тока и потока массы сохраняются вдоль векторных линий магнитного поля до постепенного распада струи. Это приводит к выносу тока за пределы канала ускорителя и образованию катодной и анодной струй. Вынос тока наблюдается и в эксперименте. Ускорение ионов в рассматриваемых ускорителях происходит под действием градиентов электронного и ионного давления. В случае холодных ионов их ускорение определяется в первом приближении потенциалом ионизации ионов плазмы.

DOI: 10.31857/S0040364421050161

ВВЕДЕНИЕ

Плазменные ускорители различных схем и конструкций находят применение в промышленности для напыления деталей покрытиями, в экспериментальной технике, в космонавтике и т.д. [1]. В данной работе рассматриваются некоторые особенности динамики и ускорения плазмы в торцевых и магнито-плазмодинамических (МПД) ускорителях с внешним осевым магнитным полем, создаваемым соленоидом. В настоящее время такие ускорители плазмы исследуются в России в центре Келдыша [2], а в США в NASA [3]. В иностранной литературе они получили название МПД-ускорителей. Характерной особенностью МПД-ускорителей плазмы является наличие анода, выполненного в виде сопла с расширяющейся частью. Катод при этом располагается на оси ускорителя вблизи горла анода и выполнен из торированного вольфрама. В результате экспериментального исследования рабочего процесса в этих ускорителях были обнаружены некоторые особенности течения и ускорения плазмы в них. К таковым можно отнести существование катодной и анодной струй, наличие токов выноса в расширяющуюся часть сопла и за пределы его, высокие скорости ионов в струе и другие эффекты [4, 5]. Обнаруженные явления не получили в литературе должного физического объяснения. Следует отметить, что в приближении идеальной проводимости

плазмы общий анализ процессов ускорения ионов в газовых разрядах с различными магнитными полями был проведен в работах А.И. Морозова, Л.С. Соловьева и К.В. Брушлинского [6]. В работах данных авторов удалось установить, что непрерывное ускорение ионов до высоких энергий возможно за счет создания в плазме электрического поля или градиента электронного давления. Однако авторами не проведено сравнения теории с экспериментом. Настоящая статья посвящена анализу наблюдаемых в экспериментах эффектов в торцевых и МПД-ускорителях плазмы с осевым магнитным полем. Анализ проводится в приближении идеальной проводимости плазмы в рамках двухжидкостной магнитной газодинамики.

ОСОБЕННОСТИ МПД-УСКОРИТЕЛЕЙ

Существенной особенностью торцевых и МПД-ускорителей является расположение источника плазмы внутри канала ускорителя на оси его симметрии. Это видно из рис. 1, на котором приведена техническая схема ускорителя, взятая из работы [7].

Физическая схема работы МПД-ускорителя с распределением внешнего магнитного поля внутри ускорителя и на выходе из него представлена на рис. 2. Кроме силовых линий магнитного поля, на рис. 2 условно показаны линии тока дугового

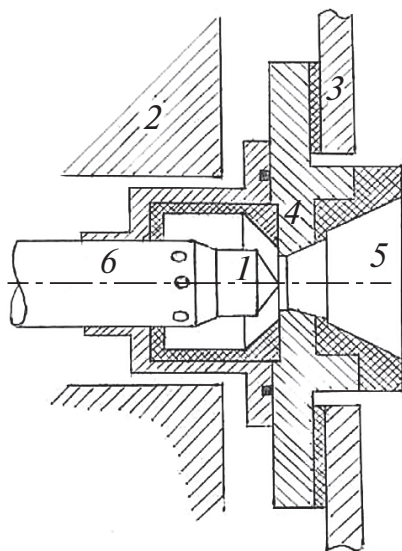


Рис. 1. Схема МПД-ускорителя: 1 – катод, 2 – соленоид, 3 – монтажный фланец из мягкого железа, 4 – анод, 5 – изолятор из нитрида бора, 6 – трубка подачи газа.

разряда, измеренные в работе [8] при индукции магнитного поля у вершины катода $b = 0.125$ Тл и $b = 0.320$ Тл и полном токе разряда $J = 250$ А, при вкладываемой мощности в разряд 25 кВт.

С увеличением индукции магнитного поля у катода с 0.125 до 0.320 Тл распределение долей тока, протекающих в анодной и катодной струях и в области угловой точки (на рис. 2 скруглена), практически не изменяется [8]. Измерения токов Холла на выходе из ускорителя и в пределах катодной и анодной струй показали их отсутствие до расстояния 19.05 см от среза анода [8]. Далее измерения токов в струях не проводились. Границами струй являются силовые линии магнитного поля, а ток J поперек линий магнитного поля протекает в некоторой области вниз по потоку плазмы от сечения $x = 19.05$ см. Значительное влияние на распределение токов в струе плазмы оказывает давление в камере, в которую истекает струя, т.е. противодавление. В работе [8] при расходе аммиака $G = 0.02$ г/с давление в камере было 0.05 Торр.

Рассматриваемые ускорители плазмы могут работать как на газах, так и на щелочных металлах. Пусть источник плазмы вырабатывает однократно ионизированную плазму. Будем рассматривать течение квазинейтральной плазмы во внешнем магнитном поле соленоидов. Состав плазмы считается замороженным, а плазма невязкой и нетеплопроводной. Обычно магнитное поле у катода такое, что выполняются условия $R_{ij} \geq R_l \gg R_{ei}$, где R_{ij} , R_{ei} – ларморовские радиусы ионов и электронов, а R_l – характерный поперечный размер канала. Например, в [7] при работе на аргоне была измерена температура электронов T_e на расстоянии 5.08 см

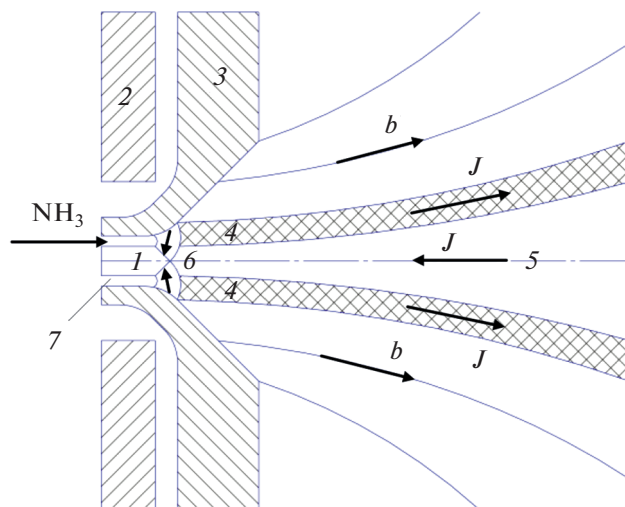


Рис. 2. Физическая схема работы МПД-ускорителя: 1 – катод; 2 – обмотка, создающая магнитное поле; 3 – охлаждаемый водой анод; 4 – анодная струя дуги (0.15J); 5 – катодная струя дуги (0.15J); 6 – область протекания основной доли тока дуги (0.85J) и ионизации рабочего тела; 7 – подача газа (аммиак).

от анода при индукции магнитного поля у катода 0.15 Тл. Она оказалась равной $T_e = 52000$ К при полном токе разряда $J = 500$ А и расходе аргона $G = 8 \times 10^{-6}$ кг/с. Если принять T_e у катода равной 52000 К, то $R_{ei} = 0.034$ мм. Диаметр горла анода равен 1.91 см, а выходной диаметр сопла анода 2.54 см, т.е. $R_l = 1.91$ см намного больше R_{ei} . Температура ионов в работе [7] не измерялась. Можно показать, что для таких R_{ei} параметр Холла для электронов $\omega_e \tau_{ei} \gg 1$, где ω_e – циклотронная частота, а τ_{ei} – время между столкновениями электронов с ионами. В случае однократно ионизированной плазмы при $\omega_e \tau_{ei} \gg 1$ течение плазмы в канале МПД-ускорителей описывается следующей системой уравнений [6]:

$$\operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) = 0, \quad \operatorname{div} \mathbf{j} = 0, \quad dq_i = dh_i - \frac{dp_i}{nm_i}, \quad (1)$$

$$dq_e = dh_e - \frac{dp_e}{nm_e},$$

$$\frac{\mathbf{j}}{\sigma} = -\nabla \varphi + \mathbf{v} \times \mathbf{B} - \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{ne} + \frac{\nabla p_e}{ne}, \quad (2)$$

$$\rho(\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p. \quad (3)$$

К этим уравнениям для замыкания системы следует добавить уравнения электродинамики Максвелла. В уравнениях (1)–(3) $\mathbf{B} = b + b_i$, где b – индукция внешнего магнитного поля, b_i – индукция поля, индуцированного протекающим по плазме током; \mathbf{j} – плотность тока, $p = p_i + p_e$; $n = n_e = n_i$; $\rho \mathbf{v} = n(m_i \mathbf{v}_i + m_e \mathbf{v}_e)$; $\rho = n(m_i + m_e)$;

q_i, q_e — количество тепла, подведенного к единице массы ионного и электронного газа; h_i, h_e — энтальпии ионного и электронного газа; n — концентрация частиц. Остальные обозначения в уравнениях (1)–(3) общепринятые. Из оценки членов в законе Ома следует, что плазму можно считать идеально проводящей, если в ней выполняются следующие условия:

$$\frac{|\mathbf{j} \times \mathbf{B}| \sigma}{ne|\mathbf{j}|} \sim \omega_e \tau_{ei} \sin \beta \gg 1, \quad (4)$$

$$\frac{\nabla p_e \sigma}{ne|\mathbf{j}|} \sim \frac{\omega_e \tau_{ei} p_e \rho v^2}{|\mathbf{j}| |\mathbf{B}| R_l \rho v^2} \approx \frac{\omega_e \tau_{ei}}{SM_e^2} \gg 1. \quad (5)$$

Здесь β — угол между \mathbf{j} и \mathbf{B} ; $S = \frac{|\mathbf{j}| |\mathbf{B}| R_l}{\rho v^2}$ — параметр магнитогиродинамического взаимодействия; $M_e = \frac{v}{a_e}$, $a_e = \sqrt{\frac{k}{m_i} T_e}$ — скорость ионного звука, k — постоянная Больцмана.

Кроме того, величина джоулевой диссипации должна быть мала по сравнению с величиной работы электромагнитной силы:

$$\frac{v(\mathbf{j} \times \mathbf{B}) \sigma}{j^2} = \frac{|\mathbf{j} \times \mathbf{B}| \sigma}{ne|\mathbf{j}| m_i} \sim \frac{\omega_e \tau_{ei} \sin \beta}{\xi}, \quad (6)$$

где $\xi = \frac{m_i J}{eG}$ — параметр обмена [6].

Электрическая проводимость полностью ионизованной плазмы в магнитном поле оценивалась по формулам, приведенным в [9]:

$$\sigma_1 = 1.98 \frac{ne^2}{m_e v_{ei}} = 5.6 \times 10^{-8} n_e \tau_{ei},$$

$$\sigma_2 = \frac{n_e e^2}{m_e v_{ei} (1 + \beta^2)}, \quad \sigma_3 = \frac{n_e e^2}{m_e v_{ei} (1 + \beta^2)} \beta.$$

Здесь σ_1 — проводимость, параллельная магнитному полю; σ_2 — проводимость, перпендикулярная магнитному полю; σ_3 — холловская компонента проводимости; $\beta = \omega_e \tau_{ei}$ — параметр Холла для электронов.

Средняя частота электрон-ионных столкновений рассчитывалась по формуле

$$v_{ei} = \frac{4}{3} n_e \left(\frac{2\pi k T_e}{m_e} \right)^{1/2} \left(\frac{e^2}{4\pi \epsilon k T_e} \right)^2 \ln \lambda.$$

Здесь $\epsilon = 8.854 \times 10^{-12}$ Ф/м — электрическая постоянная.

Практические расчеты v_{ei} и $\tau_{ei} = 1/v_{ei}$ проводились по формулам, приведенным в работе [10].

Оценим параметры $\omega_e \tau_{ei}$, S , число Маха ионов M , σ_1 для МПД-ускорителя, работающего на литии [11]. В этой работе выполнено наиболее полное из-

мерение локальных параметров (T_e, T_i, n_e, b, v_i) в струе плазмы на расстоянии 90 см от торца анода при $G = 0.019$ г/с, $J = 350$ – 450 А, $b = 0.1$ Тл у торца анода, $U = 39$ В, $R_l = 1.9$ см — диаметр полого катода. Заметим, что литий подавался в этой работе через полый катод в сопло в виде пара. Кроме того, в работе [11] дана оценка локальных параметров у катода. Время между столкновениями электронов с ионами τ_{ei} или частота электрон-ионных столкновений v_{ei} рассчитывались по С.И. Брагинскому [10] и $\tau_{ei} = 2.7 \times 10^{-8}$ с для $n_e = 10^{13}$ см $^{-3}$, $T_e = 4$ эВ; а для $n_e = 10^{14}$ см $^{-3}$, $T_e = 4$ эВ у катода $\tau_{ei} = 3 \times 10^{-9}$. При этом параметр Холла у катода и электрическая проводимость соответственно $\omega_e \tau_{ei} = 930$, $\sigma_1 = 1.5 \times 10^4$ См/м для $n_e = 10^{13}$ см $^{-3}$; а для $n_e = 10^{14}$ см $^{-3}$ $\omega_e \tau_{ei} = 104.4$, $\sigma_1 = 1.67 \times 10^4$ См/м. В струе плазмы на расстоянии 90 см от торца анода как измерено в [11] $n_e = 2 \times 10^{12}$ см $^{-3}$, $T_e = T_i = 2$ эВ при $b = 0.1$ Тл и $G = 0.019$ г/с, параметр Холла $\omega_e \tau_{ei} = 870$, т.е. много больше единицы.

Типичные для МПД-ускорителей значения характерных параметров плазмы у катода $n_e = n_i = 10^{13}$ см $^{-3}$, $T_e = 4$ эВ, $b = 0.2$ Тл, $J = 350$ – 450 А, $G = 0.02$ г/с, $R_l = 0.2$ см, $v = 10^4$ м/с.

Для них получаются следующие оценки основных параметров при работе на литии: $\omega_e \tau_{ei} = 930$, $\xi = 0.9$, $M = 10$, $S = 8$, $\sigma_1 = 10^4$ См/м. Из оценок основных параметров видно, что условия (4)–(6), при которых плазму можно считать идеально проводящей, достаточно хорошо выполняются в торцевых и МПД-ускорителях плазмы.

Оценим теперь основные параметры для МПД-ускорителя при работе на аргоне [7]. Схема ускорителя приведена на рис. 1. Для типичных значений характерных величин у катода $G = 0.02$ г/с, $J = 300$ и 500 А, $b = 0.15$ и 0.3 Тл на расстоянии 10 см от торца анода при $M = 3$ получаются следующие оценки основных параметров: $\omega_e \tau_{ei} = 48$ ($n_i = 10^{14}$ см $^{-3}$, $T_e = 3$ эВ), $S = 9.5$ ($J = 500$ А, $b = 0.15$ Тл), $\xi = 10.4$, $v_i = 7500$ м/с, $\tau_{ei} = 1.8 \times 10^{-9}$ с, $\sigma_1 = 10^4$ См/м.

При уменьшении расхода аргона до $G = 0.008$ г/с при $J = 500$ А, $b = 0.15$ Тл у катода на расстоянии 10 см от торца анода для $M = 3$ получаются следующие оценки параметров: $\omega_e \tau_{ei} = 88$ ($n_i = 10^{13}$ см $^{-3}$, $T_e = 4.5$ эВ), $S = 18$ ($J = 500$ А, $b = 0.15$ Тл), $S = 18$ ($J = 500$ А, $b = 0.15$ Тл), $\xi = 26$, $v_i = 9900$ м/с, $\tau_{ei} = 3.1 \times 10^{-8}$ с, $\sigma_1 = 1.7 \times 10^4$ См/м.

Из оценок основных параметров видно, что условия (4)–(6), когда плазму в МПД-ускорителях можно считать идеально проводящей, хорошо выполняются и при работе на аргоне. В работе [7] указано, что число Маха ионов M изменяется от 3 до 6, но параметры разряда, при которых получены числа $M \geq 3$, не приводятся. Поэтому в данной статье принято $M = 3$.

ОСОБЕННОСТИ ТЕЧЕНИЯ И УСКОРЕНИЯ ПЛАЗМЫ

Для течения плазмы в осесимметричном канале в цилиндрической системе координат при $\frac{\partial}{\partial \theta} = 0$, $\mathbf{v}\{v, w, u\}$, $\mathbf{b}\{b_r, -b_\theta, b_x\}$, $\mathbf{j}\{-j_r, -j_\theta, -j_x\}$ из закона Ома (2) в проекции на азимутальную координату получим

$$v_e b_x - u_e b_r = 0, \quad (7)$$

$$\left(\frac{e}{m_i} \rho u + j_x\right) b_r - \left(\frac{e}{m_i} \rho v + j_r\right) b_x = 0. \quad (8)$$

Из (4) следует, что \mathbf{v}_e параллельно \mathbf{b} , т. е. электроны в рассматриваемых системах при $\omega_e \tau_{ei} \gg 1$ движутся вдоль силовых линий внешнего магнитного поля и выносятся за пределы канала ускорителя. Если ввести функцию потока для внешнего магнитного поля $\Phi = \int_0^r b_x r dr$, то из азимутальной компоненты уравнения движения следует, как это показано в [6], что вдоль линии тока сохраняется величина:

$$wr + \frac{e}{m_i} \Phi = \text{const}. \quad (9)$$

Полученный интеграл является аналогом известной теоремы Буша [12] для изменения углового момента заряженных частиц в аксиально-симметричных магнитных полях. Согласно соотношению (9), циркуляция скорости плазмы $\Gamma = \int_0^{2\pi} wr d\beta$ может изменяться только при изменении магнитного потока вдоль линии тока плазмы. Поэтому, если в начальной точке любой линии тока угловая скорость плазмы равна нулю, то и везде в потоке вдоль этой линии тока $\Phi = \text{const}$, т. е. линии тока совпадают с векторными линиями магнитного поля. В этом случае движение плазмы в целом происходит вдоль линий магнитного поля, так что $\frac{dr}{dx} = \frac{b_r}{b_x} = \frac{u}{v}$, и можно говорить о “вмороженности” полностью ионизованной плазмы в магнитное поле.

Можно показать, что для идеально проводящей плазмы в любом сечении магнитной трубки, являющейся трубкой тока, сохраняется величина

$$\frac{e}{m_i} \Psi + J = \text{const}, \quad (10)$$

где $\Psi = \int_0^r \rho u r dr$, $J = \int_0^r j_x r dr$ – с точностью до постоянного множителя 2π расход массы и электрический ток через поперечное сечение магнитной трубки. Действительно, вследствие отсутствия в потоке источников массы и электрического тока можно согласно уравнениям

$$\frac{\partial \Psi}{\partial r} = \rho u r, \quad \frac{\partial \Psi}{\partial x} = -\rho v r, \quad \frac{\partial J}{\partial r} = j_x r, \quad \frac{\partial J}{\partial x} = -j_r r$$

ввести функции потока массы Ψ и электрического тока J , которые в осесимметричном течении удовлетворяют уравнениям $\text{div}(\rho \mathbf{v}) = 0$ и $\text{div} \mathbf{j} = 0$. Подставим выражения для ρv , ρu , j_x , j_r через соответствующие функции тока в (7). При этом (7) примет вид

$$\left(\frac{e}{m_i} \frac{\partial \Psi}{\partial r} + \frac{\partial J}{\partial r}\right) b_r + \left(\frac{e}{m_i} \frac{\partial \Psi}{\partial x} + \frac{\partial J}{\partial x}\right) b_x = 0,$$

или при $\frac{\partial}{\partial \theta} = 0$

$$\mathbf{b} \cdot \nabla \left(\frac{e}{m_i} \Psi + J\right) = 0. \quad (11)$$

Полученное соотношение означает, что вдоль векторных линий магнитного поля сохраняется интеграл (10). Из (11) также следует, что в идеально проводящей плазме начальные распределения плотности тока и потока массы сохраняются в потоке вдоль векторных линий магнитного поля. Для магнитной силовой трубки с площадью начального сечения, равной площади источника плазмы (в торцевых системах площадь торца катода, через который подается весь расход массы), в любом поперечном сечении из (11) будем иметь

$$\frac{e}{m_i} G + J = \text{const}. \quad (12)$$

Здесь $G = 2\pi \int_0^R \rho u r dr$ – расход массы через магнитную трубку; $J = 2\pi \int_0^R j_x r dr$ – ток разряда, протекающий в магнитной трубке. Если везде в потоке $w = 0$, $v \parallel b$ и, следовательно, магнитная трубка будет совпадать с трубкой тока, то интеграл (12) будет сохраняться и в пределах трубки тока. Применительно к торцевым и МПД-ускорителям сохранение интеграла (12) вдоль магнитной силовой трубки приводит к выносу тока за пределы канала ускорителя и образованию катодной струи. В пределах этой струи протекает практически весь ток разряда и сосредоточена вся масса подаваемого в канал газа или пара. При этом предполагается, что весь газ или пар в ускоритель подается через катод, у которого происходит его полная ионизация. В

струю частиц из окружающего пространства не поступает, и в самой струе заряженных частиц не образуется. Важно отметить, что образование катодной струи и вынос тока за пределы канала ускорителя в торцевых и МПД-системах наблюдаются и в эксперименте [4, 5].

Выполнение в МПД-ускорителях соотношения (12) приводит, вообще говоря, к невозможности протекания тока поперек векторных линий магнитного поля. Однако в реальных условиях при работе торцевых и МПД-систем интеграл (12) обычно сохраняется на некотором начальном участке катодной струи. Кроме того, индукция магнитного поля за пределами канала ускорителей плазмы быстро уменьшается. При неглубоком вакууме (10^{-4} – 10^{-2} Торр) в области, где $n_a = n_i$ (n_a – концентрация частиц в окружающем пространстве), становятся существенными процессы упругих и неупругих столкновений ионов и электронов струи плазмы с атомами остаточного газа. При этом в уравнениях необходимо учитывать члены с джоулевой диссипацией и с объемной ионизацией газа. В случае глубокого вакуума ($p \leq 10^{-4}$ Торр) в струе плазмы возникают колебательные процессы, которые приводят к переносу тока поперек линий магнитного поля.

3. Установим теперь, за счет каких процессов происходит ускорение плазмы в магнитном сопле. Из закона Ома (2) и первого закона термодинамики для электронов можно показать, что в случае идеально проводящей плазмы ($dq_e = 0$) вдоль линий тока электронов, совпадающих с магнитными силовыми линиями, сохраняется величина

$$\varphi - \frac{m_e}{e} h_e = \text{const.} \quad (13)$$

Следовательно, изменение потенциала плазмы φ в магнитном сопле определяется изменением энтальпии электронов вдоль линии тока. Аналогично из уравнения движения плазмы (3) и первого закона термодинамики для ионов в случае $dq_i = 0$ следует [6], что вдоль линий тока плазмы сохраняется величина

$$\frac{v^2}{2} + h_i + \frac{e}{m_i} \varphi = \text{const.} \quad (14)$$

Она будет сохраняться и вдоль силовой линии магнитного поля и при $w = 0$. Величину потенциала φ при “вмороженности” плазмы в магнитное поле ($w = 0$), т.е. когда $v \parallel b \parallel u_e$, можно исключить из (14) с помощью (13). В этом случае вдоль линии тока и вдоль силовой линии магнитного поля будет сохраняться величина

$$\frac{v^2}{2} + h_i + \frac{m_e}{m_i} h_e = \text{const.} \quad (15)$$

Из (15) следует, что в торцевых и МПД-ускорителях при “вмороженности” плазмы в магнитное поле ускорение ионов в струйке тока происходит под действием градиентов ионного и электронного давления. Реакция при этом приложена к катоду ускорителей. Если в начальном сечении струйки тока $T_e = T_{e0}$, $T_i = T_{i0}$, $h_{i0} = \frac{5}{2} \frac{k}{m_i} T_{i0} + \frac{e}{m_i} U_i$, где U_i – потенциал ионизации, а в конечном сечении $T_e \approx T_i = T$ и плазма является однократно ионизованной, то максимальная скорость ионов, которую они могут приобрести при расширении в магнитном поле, будет

$$u = \sqrt{2} \left(\frac{5}{2} \frac{k}{m_i} T_{i0} + \frac{5}{2} \frac{k}{m_i} T_{e0} - \frac{5}{2} \frac{k}{m_i} T \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (16)$$

Максимальная скорость ионов в случае, если они холодные ($T_{e0} \gg T_{i0}$), согласно (16), будет определяться выражением

$$u = \sqrt{5 \frac{k}{m_i} (T_{e0} - T)}.$$

В области преимущественного протекания ионизационных процессов и наличия термодинамического равновесия в плазме, например у катода, температура электронов в первом приближении для одноатомных газов может быть определена из соотношения $\frac{e}{m_i} U_i = \frac{5}{2} \frac{k}{m_i} T_{e0}$. Тогда максимальная скорость ионов плазмы будет равна

$$u = \sqrt{2 \frac{e}{m_i} U_i}. \quad (17)$$

Для двухатомных газов нужно учитывать энергию диссоциации молекул E_d . Формулу для расчета скорости ионов на оси струи с учетом энергии диссоциации молекул можно получить из уравнения энергии для одной частицы газа

$$\frac{1}{2} m_i u_i^2 = \frac{1}{2} m_i u_0^2 + E_d + e U_i + e U_{i2}.$$

Здесь u_i – скорость ионов в струе; u_0 – скорость атомов или молекул у катода; E_d – энергия диссоциации молекул; $e U_i, e U_{i2}$ – энергии одно- и двукратной ионизации газа. Для скорости ионов на оси струи из уравнения энергии при однократной ионизации газа и $n_i = n_e$ получаем

$$u_i = \sqrt{2} \left(\frac{u_0^2}{2} + \frac{E_d}{m_i} + \frac{e U_i}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (18)$$

В данной формуле считается, что у катода в пределах струи происходит полная диссоциация молекул и полная однократная ионизация атомов. Как измерено в [13], осевые скорости всех ионов и атомов на расстоянии 0.5 см от торца

Таблица.

| Источник | Рабочее тело | x , см | J , А | G , мг/с | ξ | b_k , Тл | Измеренная u_i , м/с | Расчетная u_i , м/с |
|----------|-----------------|----------|---------|------------|-------|------------|------------------------|-----------------------|
| [7] | Ar | 10.2 | 300 | 8 | 15.5 | 0.15 | | 8700 |
| | | | 500 | | 25 | 0.3 | 9900 | |
| [11] | Li | 4.5 | 475 | 19 | 1.8 | 0.05 | 20000 | 12200 |
| | | | | | 2.3 | 0.3 | 12000–16000 | 12200 |
| [15] | Ar | 5.5 | 650 | 220 | 1.23 | 0.1 | 9000 | 8700 |
| [16] | Cs | 6 | 500 | 100 | 6.9 | | 2400 | 2370 |
| | | | | | 11 | | | |
| [14] | NH ₃ | 9.5 | 300 | 10 | 5.3 | 0.1 | 15000 | 14700 |
| | | | | | 12.3 | 0.5 | | |
| [17] | NH ₃ | 5 | | 20 | | 0.09 | 22000 | 22000 |

анода равны и составляют 2500 м/с. При этом $\frac{u_0^2}{2} = 3.125 \times 10^6 \frac{\text{М}^2}{\text{с}^2}$. Значения E_d и U_i взяты из справочника [14]. Так как энергия диссоциации NH₃ на N и H в литературе не найдена, а есть для NH и H₂, то расчеты скорости ионов азота по формуле (18) велись для NH. При этом предполагается, что аммиак сначала диссоциирует на NH и H₂, а затем на N и H.

Полученное выражение находит подтверждение и в эксперименте. Это видно из таблицы, в которой дано сравнение расчетной и измеренной на оси катодной струи скорости ионов плазмы. В таблице x – расстояние от выходного сечения ускорителя до точки, в которой проводились измерения скорости, b_k – индукция магнитного поля у катода. Эксперименты [13] показывают, что величина измеренной скорости ионов на оси струи проходит через максимум. При этом увеличение скорости обусловлено расширением плазмы в катодной струе и взаимодействием токов с внешним магнитным полем, а уменьшение скорости – взаимодействием ионов с нейтральным газом, охлаждением электронов и рекомбинацией ионов с электронами. Сравнение теории и эксперимента проводилось для максимальной скорости ионов на оси струи. Расчет скорости выполнялся по формулам (17) и (18). В работах, приведенных в таблице, скорость ионов измерялась зондовыми [7] и спектроскопическими методами. Вне струи и в струе плазмы ускорение ионов может происходить и за счет электрического поля Холла $E = bj \sin \beta$. Здесь b – индукция магнитного поля в струе, j – плотность тока, β – угол между векторами \mathbf{b} и \mathbf{j} .

Как видно из таблицы, в большинстве случаев расчетная скорость ионов на оси струи совпадает с измеренной. В работе [7] измерялась скорость ионов не только на оси, также радиальное распределение скорости измерялось в пределах

струи за анодом. Из данных [7] следует, что скорость ионов, а следовательно, и плазмы остается постоянной в пределах радиуса анода. Это свидетельствует о существовании катодной и анодной струй в МПД-ускорителях и ускорении плазмы в их пределах. Измерение скорости зондовым методом, как отмечается в [7], приводит к большим ошибкам измерения. Поэтому к полученным в [7] значениям скорости ионов нужно относиться с большой осторожностью.

Впервые показано, что скорость холодных ионов на оси в пределах катодной струи при сильном эффекте Холла определяется потенциалом ионизации газа, и ее можно рассчитать по формуле (17). При работе на литии [11] измеренная скорость ионов на оси струи превышает расчетную. Это может быть связано с двукратной ионизацией атомов лития, потенциал которой равен 75.6 В. Однако вычисленная по (17) скорость ионов лития равна 59000 м/с, т.е. превышает расчетную. Так как работа МПД-ускорителей с полым катодом мало изучена, то превышение измеренной скорости над расчетной можно объяснить высокой температурой электронов и ионов в полном катоде, а также большим падением потенциала в полном катоде. Тем более, в [11] отмечается, что большая скорость ионов реализуется, когда разряд в камере ускорителя горит в высоковольтном режиме при $U = 60$ В.

В работе [13] за анодом устанавливался второй соленоид, создающий магнитное поле, соосное с соленоидом ускорителя. Распределение скорости плазмы по радиусу струи измерялось на расстояниях $x = 5.5$ см и 20.5 от торца анода. Давление в камере, в которую истекала струя аргона, было высоким и равнялось 0.76 Торр. Кроме того, измерялось распределение по радиусу скорости вращения плазмы ω на расстояниях: $x = 0.5$ см от анода (перед вторым соленоидом), $x = 10.5$ см от анода (после второго соленоида) и $x = 20.5$ см от торца анода. Работа выполнена в институте плазменной динамики (ФРГ).

Как видно из рисунков, представленных в [13], скорость ионов на оси струи и вблизи нее на расстоянии $x = 5.5$ см от анода достигает максимума и равна 8700 м/с, а затем при увеличении радиуса уменьшается до 0 ($r = 3$ см). В сечении струи $x = 20.5$ см от торца анода осевая скорость ионов также максимальна вблизи оси и приблизительно равна 4250 м/с. Затем по мере увеличения радиуса в этом сечении осевая скорость плазмы уменьшается и достигает 0 при $r = 5$ см. Что касается скоростей вращения плазмы, то они значительно меньше осевых и равны 0 на оси и вблизи нее. Например, в сечениях струи $x = 0.5$ и 10.5 см с увеличением радиуса скорость вращения возрастает и достигает максимума при $r = 1.5$ см в сечении $x = 0.5$ см ($w = 900$ м/с), а в сечении $x = 10.5$ см при $r = 1.5-2.5$ см ($w = 400$ м/с). В сечении $x = 20.5$ см от торца анода скорость вращения плазмы мала и увеличивается по радиусу линейно от 0 на оси струи до 100–150 м/с при $r = 4$ см.

В заключение следует заметить, что необходимо комплексное исследование струи плазмы с определением локальных параметров плазмы, скорости ионов и нейтральных атомов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлены и оценены параметры, при которых плазму в торцевых и МПД-ускорителях можно считать идеально проводящей. Показано, что идеально проводящая плазма при сильном эффекте Холла “вморожена” во внешнее магнитное поле и силовые линии последнего являются линиями тока электронов и ионов. При этом начальные распределения плотности тока и плотности потока массы газа при его однократной ионизации сохраняются в катодной струе до распада струи вне ускорителя. Ускорение ионов в торцевых и МПД-ускорителях происходит за счет градиентов электронного и ионного давления. Если ионы холодные, т.е. их температура существенно ниже температуры электронов, то максимальная скорость ионов в струе плазмы вне ускорителя определяется потенциалом ионизации рабочего тела. В случае работы МПД-ускорителя на двухатомных газах кроме потенциала ионизации при расчете скорости нужно учитывать и энергию диссоциации молекул. Расчетная и измеренная скорости ионов при этом практически совпадают.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Плазменные ускорители / Под ред. Арцимовича Л.А. и др. М.: Изд-во машиностроения, 1973. 311 с.
2. Кубарев Ю.В., Кирдяшев К.П., Смирнов В.А. Выбор и состояние разработки электрореактивных двигателей мегаваттного класса для межпланетных полетов // Пилотируемые полеты в космос. 2013. № 1(6). С. 66.
3. Важенин Н.А., Обухов В.А., Плохих А.П., Попов Г.А. Электрические ракетные двигатели космических аппаратов и их влияние на радиосистемы космической связи. М.: Физматлит, 2012. 431 с.
4. Powers W.E. Measurement of the Current Density Distribution in the Exhaust of an MPD Arcjet // AJAA J. 1966. V. 4. № 3. P. 545.
5. Patrick R.M., Schneiderman A.M. Performance Characteristics of a Magnetic Annular Arc // AJAA J. 1966. V. 4. № 2. P. 283.
6. Вопросы теории плазмы / Под ред. Леонтовича М.А. М.: Атомиздат, 1974. Вып. 8. 384 с.
7. Burlock J., Brockman P., Hess R.V., Brooks D.R. Measurement of Velocities and Acceleration Mechanism for Coaxial Hall Accelerators // AJAA J. 1967. V. 5. № 3. P. 558.
8. Schneiderman A.M., Patrick R.M. Axial Current Distribution in the Exhaust of the Magnetic Annular Arc // AJAA J. 1967. V. 5. № 2. P. 249.
9. Вулс Л.А., Генкин А.Л., Фоменко Б.А. Теория и расчет магнитогазодинамических течений. М.: Атомиздат, 1971. 384 с.
10. Вопросы теории плазмы / Под ред. Леонтовича М.А. М.: Атомиздат, 1963. Вып. 1. 284 с.
11. Fradkin D.B., Blackstock A.W., Roehling D.J., Stratton T.F., Williams M., Liewer K.W. Experiments Using a 25-kw Hollow Cathode Lithium Vapor MPD Arcjet // AJAA J. 1970. V. 8. № 5. P. 886.
12. Алямовский И.В. Электронные пучки и электронные пушки. М.: Сов. радио, 1966. 455 с.
13. Kogelschatz U. Doppler-Shift Measurements of Axial and Rotational Velocities in an MPD Arc // AJAA J. 1970. V. 8. № 1. P. 150.
14. Физические величины. Спр. / Под ред. Григорьева И.С., Мейлихова Е.З. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
15. Beth M.U., Cling M.G. Spectroscopically Measured Profiles of an MPD Arcjet // AJAA J. 1969. V. 7. № 11. P. 2181.
16. Blackstock A.W., Fradkin D.R., Roehling D.J., Stratton T.F. A Cesium MHD Arcjet // J. Appl. Phys. 1968. V. 39. № 7. P. 3201.
17. Sovie R.J., Connolly D.J. A Study of the Axial Velocities in an Ammonia MPD Thruster // AJAA J. 1969. V. 7. № 4. P. 723.