

УДК 621.384.6, 533.9, 51-73, 537.525.99

Математическая модель импульсного плазменного двигателя с предионизацией геликонным разрядом

Кузенов В.В.*, Рыжков С.В. Фролко П.А.***, Шумаев В.В.******

*Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана,
МВТУ имени Н.Э. Баумана, 2-я Бауманская ул., д.5, стр.1, Москва, 105005, Россия*

**e-mail: vik.kuzenov@gmail.com*

***e-mail: svryzhkov@bmstu.ru*

****e-mail: sstifler@ya.ru*

*****e-mail: shumaev@student.bmstu.ru*

Аннотация

В рамках математической модели импульсного плазменного двигателя и системы предионизации рабочего газа на основе разряда геликонного типа, выполнен расчет основных электрофизических характеристик импульсного коаксиального магнитоплазменного ускорителя. В дополнение к известным работам произведен учет ударной волны перед сгустком плазмы и его переменность массы, предложено использовать индуктор для формирования и ускорения компактного плазмоида.

Ключевые слова: геликонный разряд, математическая модель, ионизация, неоднородные электрические и магнитные поля, коаксиальный импульсный магнитоплазменный ускоритель.

Введение

Представленная работа посвящена разработке приближенной математической модели (ПММ) перспективного безэлектродного электрореактивного двигателя (ЭРД) с высокочастотной (ВЧ) ионизацией, который носит название геликонный двигатель [1-3]. Как известно [1-5], основными преимуществами данного типа двигателя можно считать относительно высокий (по сравнению с другими ЭРД) ресурс работы, возможность использования различных рабочих тел. Такого типа геликонные источники плазмы в настоящее время разрабатываются также для изучения процессов взаимодействия плазмы с веществом в системах магнитного и магнитно-инерционного удержания горячей плазмы [6-8].

По сравнению с другими рассматриваемые ЭРД могут применяться в качестве двигателей коррекции и ориентации геостационарного или низкоорбитального (с массой менее 100 кг) космического аппарата, а также маршевых двигателей. Для этого типа двигателя для предионизации используется ВЧ разряд, помещенный во внешнее магнитное поле. Экономичность, высокая надежность и низкая себестоимость такого рода разрядов позволяет с высокой степенью эффективности

использовать их в области ускорительной техники, в различных вакуумно-плазменных технологиях и т.д. При этом в них отсутствует контакт плазмы с металлическими электродами, наблюдаются относительно небольшие температуры электронов, невысокий потенциал плазмы относительно стенок, ограничивающих разряд.

1. Описание задачи

Схематичное изображение коаксиального магнитоплазменного ускорителя (КМПУ) с указанием всех необходимых обозначений показано на рис. 1 [9]. Из данного рисунка следует, что ускорительный канал КМПУ построен по принципу «труба в трубе», т.е. представляет собой пространственную область между двумя трубами различного диаметра (цилиндрическим и центральным электродами), которые расположены одна внутри другой.

Цилиндрический электрод (рис. 1), имеет вид трубы постоянного сечения и обладает большим диаметром ($2R_2$), чем центральный электрод (расположенный на оси симметрии КМПУ), который также является трубой, но меньшего диаметра ($2R_1$). Кроме того, в конструкцию ускорителя входит соленоид (индуктор), состоящий из системы витков (с диаметром $2R_1$) с круговым поперечным сечением.

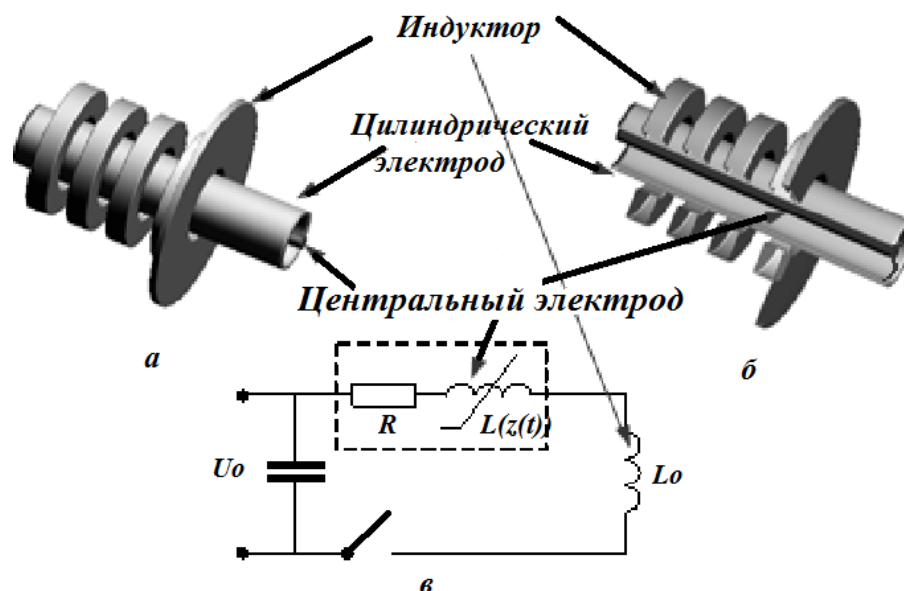


Рис. 1. Модельная конфигурация КМПУ, система “индуктор - ускоряемая плазменная струя”: а) модель проводящей части плазменного ускорителя, б) сечение плазменного ускорителя, в) электротехническая схема замещения КМПУ

Математическая модель работы [9] не учитывает возникновения ударной волны перед сгустком плазмы, а также изменение масса плазмы с течением времени. Индуктор, входящий в конфигурации КМПУ работы [9], служит для уменьшения термического взаимодействия плазмы со стенками рабочего канала КМПУ. В нашем же случае, индуктор может быть электрически развязан с ускорителем и выполняет две функции: 1) создания симметризованного компактного плазмоида (диска), что решает проблему азимутальных неустойчивостей; 2) предварительного ускорения и вбрасывания (в рабочий канал КМПУ) плазменного сгустка.

Кратко опишем принцип работы предлагаемого КМПУ. После подачи напряжения U_0 от емкостного источника питания на центральный и

цилиндрический электроды КМПУ происходит их электрическое замыкание с помощью проводящего плазменного сгустка, геометрически представляющего собой плазменный диск. Этот плазменный диск создаётся путем пробоя газа (после подачи напряжения U_0) и взаимодействия импульсного тока индуктора с кольцевым вихревым током в плазменном образовании, что, в свою очередь, приводит к возникновению электромагнитной силы, действующей на плазменный сгусток и обеспечивающей его первоначальное ускорение и втекание в ускорительный канал КМПУ. Далее плазменный сгусток электромагнитным способом сжимается и доускоряется в направлении оси симметрии. При этом электродинамическое ускорение плазменного сгустка в канале КМПУ основано на взаимодействии, описываемом законом Ампера, магнитного поля электрического контура с токонесящим плазменным сгустком.

Т.к. создание экспериментального стенда для исследования электрофизических характеристик КМПУ стоит очень дорого, то в качестве первоначальной задачи можно рассматривать создание ПММ, в рамках которой будет исследован импульсный плазменный двигатель и система предионизации рабочего газа на основе геликонного разряда.

2. Приближенная математическая модель коаксиального импульсного плазменного двигателя

В общем случае математическое описание системы “КМПУ–ускоряемый плазменный сгусток” возможно на основе решения уравнения электрического контура, трехмерных нестационарных уравнений магнитной гидродинамики и уравнений Максвелла с учетом соответствующих термодинамических уравнений состояний. Решение такой задачи связано с большими математическими и вычислительными трудностями, требует большого времени разработки программы и больших вычислительных ресурсов. Поэтому исследование процессов, происходящих в КМПУ, целесообразно свести к расчету переходных процессов в электротехнической схеме замещения.

Основное допущение, положенное в основу построения схемы замещения, заключается в том, что проводимость материала ускоряемого плазменного сгустка полагалась бесконечной ($\sigma = \infty$). Такое приближение будет оправдано в том случае, если глубина диффузионного проникновения магнитного поля в плазму материала ускоряемого сгустка $\delta_g(t)$ будет меньше, чем толщина области занятой плазмой δ на стадии её эффективного ускорения, а уровень джоулевых потерь энергии в ускоряемой плазме будет значительно меньше, чем её кинетическая энергия. Величина омических потерь энергии в ускоряемой плазме, как правило, не велики и

в самых “энергонапряженных” режимах их доля не превышает 3÷5% от начальной энергии емкостного источника питания.

Вторым допущением модели КМПУ является то, что при расчете магнитного поля используется приближенность задания геометрии индуктора, которая представляется в виде системы концентрически расположенных N колец, по каждому из которых протекает одинаковый ток $J(t)$, сосредоточенный в геометрическом центре поперечного сечения витка (пренебрегаем пространственным распределением плотности тока в поперечном сечении витка).

Расчет электромагнитной силы F_q , действующей на ускоряемую плазму, осуществляется на основе общего выражения, приведенного в работе [10, 11]:

$$F_q = \frac{1}{2} J^2 \sum_{ij} \frac{\partial L_{ij}}{\partial z} = \frac{1}{2} J^2 \frac{\partial L}{\partial z},$$

где J – ток в круговом витке индуктора или, что тоже самое, ток в электрическом контуре системы ускорения, L – суммарная индуктивность всей системы электромагнитного ускорения КМПУ.

Теоретические [11] и экспериментальные [12] исследования позволяют говорить о том, что существенное влияние на процесс ускорения плазменного ступка, оказывают теплофизические параметры газов, которые заполняют канал импульсного плазменного ускорителя. Так, например [12], максимальная скорость движения плазменного поршня имеет некий предел, который обусловлен сопротивлением окружающей среды и уменьшением ускорения плазмы при

вовлечении в движение части материалов, испаренных с электродов технической системы. Далее будем считать [12], что масса ускоряемой плазмы изменяется за счет абляции электродов под действием её собственного широкополосного излучения и процессов вовлечения в движение плазмы, первоначально заполняющей ускорительный канал КМПУ, торможение плазменного сгустка осуществляется за счет давления сжатого в головной ударной волне окружающего газа. Для $J \geq 300$ кА величина коэффициента α слабо зависит от величины тока J и находится в диапазоне значений $\alpha \approx (2 \div 5) \times 10^{-12}$ кг/(А²·с) [13].

Исходная система уравнений, соответствующая модельной конфигурации системы “КМПУ–ускоряемый плазменный сгусток” и описывающая динамику электромагнитного ускорения (с идеально проводящими свойствами) с использованием емкостного накопителя энергии C_0 , имеет вид:

– уравнение электротехнического контура:

$$L \frac{dJ}{dt} = - \left(R + V \frac{dL}{dz} \right) J + U, \quad \frac{dU}{dt} = - \frac{J}{C_0}.$$

– уравнение движения ускоряемого плазменного сгустка:

$$M \frac{dV}{dt} + V \frac{dM}{dt} = F_q = \frac{J^2}{2} \left(\frac{dL}{dz} \right) - P_2 F, \quad \frac{dz}{dt} = V,$$

$$\frac{dM}{dt} = \alpha J^2 + F \cdot M_{\Sigma} \left(n_i^{\Sigma} + n_a^{\Sigma} \right) V - \pi R_2^2 M_{\Sigma} \left(n_i^{\Sigma} + n_a^{\Sigma} \right) V, \quad F = \pi (R_2^2 - R_1^2), \quad V_{3\sigma} = \sqrt{\frac{\gamma k T}{M_{\Sigma}}},$$

где C_0 – емкость конденсаторного источника питания системы “КМПУ–ускоряемый плазменный сгусток”, U – напряжение на емкостном накопителе в момент времени t ,

$L = L_0 + L_1 + L_2 - L_{B3} + L_3$ – суммарная индуктивность эквивалентного электротехнического контура, включающая постоянные составляющие L_0 (индуктивность емкостного накопителя и подводящих шин), L_1 (суммарная индуктивность витков с током, входящих в индуктор), L_2 (суммарная взаимная индуктивность всех i -ых и j -ых контуров, составляющих индуктор), переменные во времени составляющие $L_{B3}(t)$ (индуктивность системы “индуктор–ускоряемое тело”) и $L_3(t)$ (индуктивность КМПУ), $R = R_0 + R_{инд} + R_{уск}$ – суммарное активное сопротивление, подводящих шин (R_0), индуктора ($R_{инд}$) и ускорительного канала ($R_{уск}$), $\frac{dz}{dt} = V$, $M(t)$ – скорость и масса ускоряемого плазменного сгустка. Отдельно отметим, что слагаемое $(dM/dt)dz/dt = VdM/dt$ ответственно за изменение массы.

Из соотношения для сильной ($P_2 \gg P_1$) ударной волны следуют выражения:

$$P_2 = \frac{1}{1 - \rho_1/\rho_2} \rho_1 V^2, \quad \rho_2 = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \rho_1, \quad \text{где } \rho_2, \rho_1 - \text{плотности окружающего газа за и}$$

перед фронтом головной ударной волны.

С помощью формулы рассчитаем индуктивность $L_3(t)$ коаксиальной системы КМПУ и её погонную индуктивность ℓ (индуктивность единицы длины КМПУ) [14]:

$$L_3(t) = \ell z, \quad \ell = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \left(\frac{R_2}{R_1} \right),$$

где R_2, R_1 – радиусы центрального и наружного электродов соответственно, z – продольная координата КМПУ, вдоль которой распространяется ускоряемый плазменный сгусток.

Величина L_1 , входящая в выражения для суммарной индуктивности, определена по методике [15]:

$$L_1 = \sum_{k=1}^N L_k, \quad L_k = \mu_0 R_k \left(\ln \frac{8R_k}{g} - 2 \right),$$

где N – число витков в индукторе, R_k – радиус геометрического центра k -ого витка с током, g – среднее геометрическое расстояние витка от самого себя, определяемого с помощью следующего соотношения:

$$\ln g = \frac{1}{(a+c)^2} \left\{ a^2 \ln(a) + c^2 \ln(c) + ac \ln(a^2 + c^2) + (a+c) \operatorname{arctg} \frac{a}{c} + a(a+c) \operatorname{arctg} \frac{c}{a} - \frac{3}{2}(a+c)^2 \right\},$$

где a, c – высота и ширина витка с током в индукторе.

Величина L_2 находится с помощью выражений:

$$L_2 = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N L_{ij}, \quad i \neq j,$$

$$L_{ij} = \mu_0 \sqrt{R_i R_j} \left[\left(\frac{2}{k_{ij}} - k_{ij} \right) K - \frac{2}{k_{ij}} E \right],$$

$$K(k_{ij}) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sqrt{1 - k_{ij}^2 \sin^2 \theta}} - \text{эллиптический интеграл 1-го рода,}$$

$$E(k_{ij}) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - k_{ij}^2 \sin^2 \theta} d\theta - \text{эллиптический интеграл 2-го рода,}$$

где $k_{ij} = \left(\frac{4R_i R_j}{(R_i + R_j)^2 + 4(z_i - z_j)^2} \right)^{1/2}$, $z_i = z_1 + \Delta Z_N (i-1)$, $i = \overline{1, N}$, $\Delta Z_N = \frac{z_N - z_1}{N-1}$.

Величина $L_{B3}(t)$ взаимной индуктивности системы “индуктор - ускоряемая электромагнитным способом плазма” определяется из соотношений:

$$L_{B3}(t) = \sum_{i=1}^N L_i, \quad L_i = \begin{cases} \mu_0 \sqrt{R_i R} \left[\left(\frac{2}{k_i} - k_i \right) K - \frac{2}{k_i} E \right] \cdot z \leq z, \\ 0, & z_i > z \end{cases}$$

здесь $k_i = \left(\frac{4R_{int} R}{(R_{int} R)^2 + 4(z_i - z)^2} \right)^{1/2}$, $R_{int} = \frac{R_1 + R_2}{2}$ – радиус тороидального

вихревого тока в плазме, ускоряемой в канале КМПУ.

Начальные условия для продольной координаты $z(t=0)$, скорости плазменного сгустка $V(t=0)$, массы ускоряемой плазмы $M(t=0)$, тока $J(t=0)$ и напряжения $U(t=0)$ в электрической цепи при решении задаются следующим образом: $z(t=0) = 0$, $V(t=0) = V^2$, $M(t=0) = 0$, $J(t=0) = 0$, $U(t=0) = U_0$.

Данные уравнения зависят от пяти безразмерных параметров $q_1 = \frac{\ell^2 C_0^2 U_0^2}{2m_0 L_0}$,

$$q_2 = R_0 C_0 \omega_0, \quad q_3 = \frac{C_0}{2} \left(\frac{L_0}{\ell} \omega_0 \right)^2 \rho_1 F, \quad q_4 = \frac{\alpha (C_0 U_0 \omega_0)^2}{M_0 \omega_0}, \quad q_5 = \frac{FM \Sigma n_0 V_0}{M_0}$$
 и в безразмерных

переменных могут быть представлены следующим образом:

$$\tilde{z} = \frac{\ell}{L_0} z, \quad \tilde{U} = \frac{U}{U_0}, \quad \tilde{t} = \omega_0 t, \quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}}, \quad \tilde{V} = \frac{V}{V_0}, \quad V_0 = \frac{\omega_0 L_0}{\ell}, \quad \tilde{L} = \frac{L}{L_0}, \quad \tilde{M} = \frac{M}{M_0},$$

$$\frac{d^2 \tilde{z}}{d\tilde{t}} + \left(\frac{d\tilde{M}}{d\tilde{t}} \right) \frac{d\tilde{z}}{d\tilde{t}} = q_1 \left(\frac{d\tilde{U}}{d\tilde{t}} \right)^2 - q_3 \left(\frac{d\tilde{z}}{d\tilde{t}} \right)^2,$$

$$\frac{d}{d\tilde{t}} \left[\tilde{L} \frac{d\tilde{U}}{d\tilde{t}} \right] + q_2 \frac{d\tilde{U}}{d\tilde{t}} = -\tilde{U}, \quad \frac{d\tilde{M}}{d\tilde{t}} = q_4 \left(\frac{d\tilde{U}}{d\tilde{t}} \right)^2 + q_5 \cdot \left(n_i^{\square} + n_a^{\Sigma} \right) \tilde{U},$$

$$\tilde{z}(0) = 0, \quad \left. \frac{d\tilde{z}}{d\tilde{t}} \right|_{\tilde{t}=0} = 0, \quad \tilde{U}(0) = 1, \quad \left. \frac{d\tilde{U}}{d\tilde{t}} \right|_{\tilde{t}=0} = 0.$$

Отметим, что при математическом описании КМПУ необходимо определить величины электротехнических параметров U_0 , R_0 , C_0 , L_0 , ℓ_0 , M_0 электродинамической модели ускорителя.

Сопротивление индуктора $R_{\text{инд}}$ находим по следующей формуле:

$$R_{\text{инд}} = \sum_{i=1}^N \frac{2\pi R_i}{\sigma a c},$$

где σ – проводимость металла витков индуктора.

Активное сопротивление ускорительного канала $R_{\text{уск}}$ задается выражением:

$$R_{\text{уск}} = \frac{z}{\sigma \pi} \left(\frac{1}{R_1^2} + \frac{1}{(R_2 + \delta)^2 - R_2^2} \right),$$

где δ – толщина наружного электрода.

КПД электромагнитного ускорения η определяется по формуле:

$$\eta = \frac{MV^2(t = t_{\infty})}{W},$$

где $V(t=t_\infty)$ – скорость ускоряемого плазменного сгустка на момент времени t_∞ окончания тока в электрической цепи, W – энергия, содержащаяся в начальный момент времени $t = 0$ в источнике энергии.

Удельный импульс I может быть представлен в виде:

$$I = \frac{f}{\dot{M}},$$

где \dot{M} – массовый расход.

Приближенная математическая модель, описывающая процессы предионизации геликонным разрядом, процессы возбуждения и поглощения объемных собственных волн в плазме ВЧ-источника ионов с внешним магнитным полем приведена в работах [16, 17].

3. Расчет основных параметров

На рис. 2-5 показаны отдельные результаты расчетов, выполненных с помощью разработанной выше математической модели коаксиального магнитоплазменного ускорителя. Эти результаты соответствуют следующим параметрам геликонного разряда: рабочая частота антенны 13,56 МГц, $P_{hel} = 100$ Вт, рабочий газ – Ar, $P = 1$ мТорр, $R = 7,5$ см, $L = 20$ см.

При этом геометрические и электротехнические характеристики КМПУ имеют следующие значения: наружный и внутренние радиусы ускорительного канала и витков индуктора $R_2 = 7,5$ см, $R_1 = 5$ см, продольная длина индуктора $L = 0,6$ см,

число витков индуктора 2, напряжение и емкость конденсаторной батареи $U_0 = 5$ кВ, $C_0 = 5$ мФ.

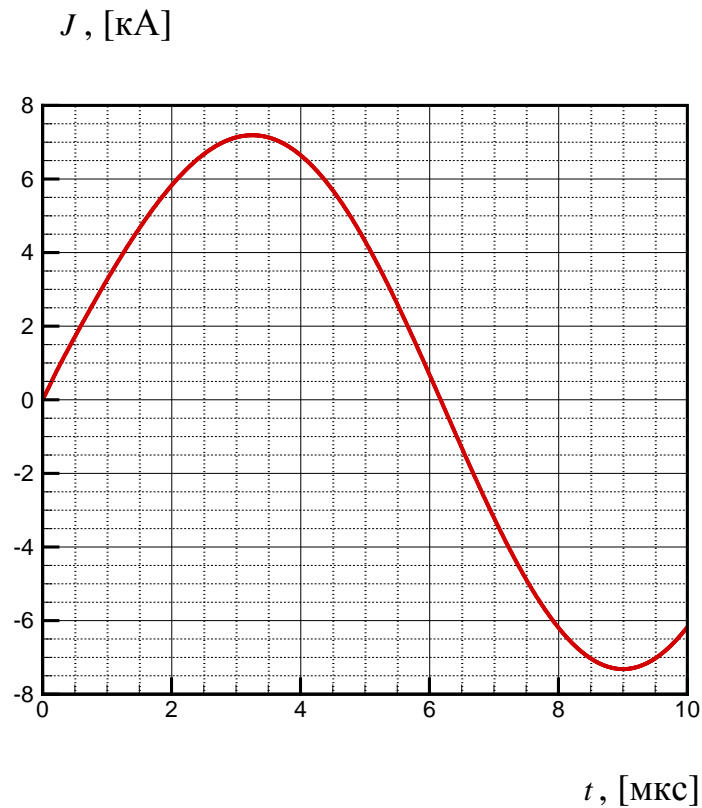


Рис. 2. Зависимость тока J в электрической цепи КМПУ от времени t

Из рис. 2 следует, что ток J в электрической цепи КМПУ достигает своего первого максимума ($J_1 \approx 7$ кА) в момент времени $t_1 \approx 3$ мкс и в дальнейшем затухает до минимума ($J_2 \approx -7$ кА, $t_2 \approx 9$ мкс). Графическая зависимость показывает, что ток обращается на 6 с. Обращает на себя внимание, что ток падает до значения -7 кА, а скорость при этом остается практически без изменений.

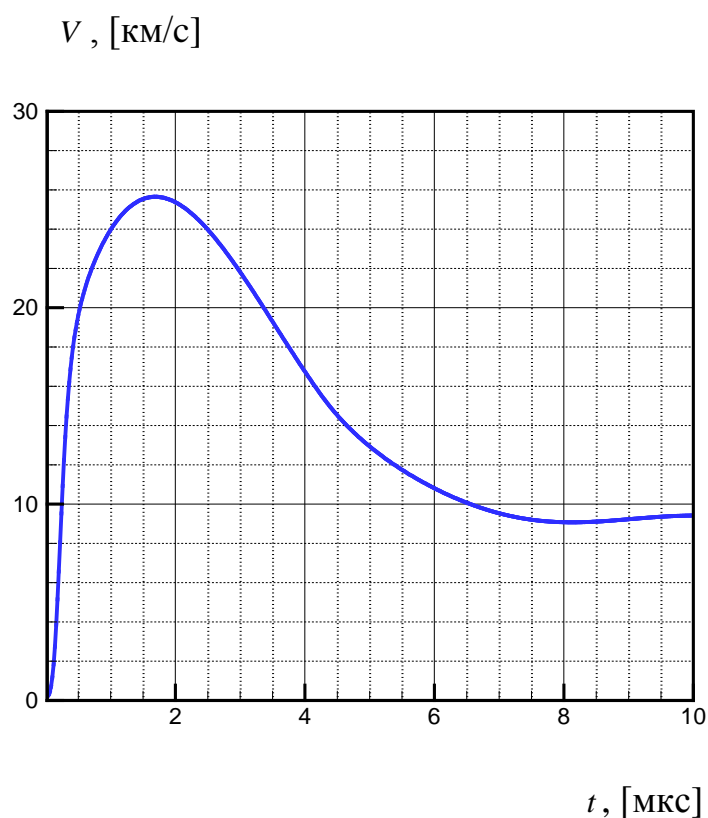


Рис. 3. Зависимость скорости V плазменного сгустка от времени t

Скорость V , представленная на рис. 3, имеет относительный максимум $V \approx 25$ км/с, достигаемый в момент времени $t \approx 1,5$ мкс. И, несмотря на симметричный ток, с течением времени t скорость V плазменного сгустка уменьшает свое значение до уровня $V \approx 10$ км/с.

На рис. 4 и рис. 5 показаны графические зависимости ускоряющей силы F_q и продольной координаты z плазменного сгустка от времени t . Из рис. 4 и рис. 5 следует, что максимальный прирост ускоряющей силы F_q имеет место для диапазона времени $t \in [0; 0,5]$ мкс и пространственной координаты $z \in [0; 5]$ мм. Т.к. координата плазменного сгустка относительно не велика, то в данном диапазоне

времен увеличение скорости происходит в основном за счет взаимодействия импульсного тока индуктора и кольцевого вихревого тока в плазменном образовании, что, в свою очередь, приводит к возникновению электромагнитной силы, действующей на плазменный сгусток и обеспечивающей его ускорение.

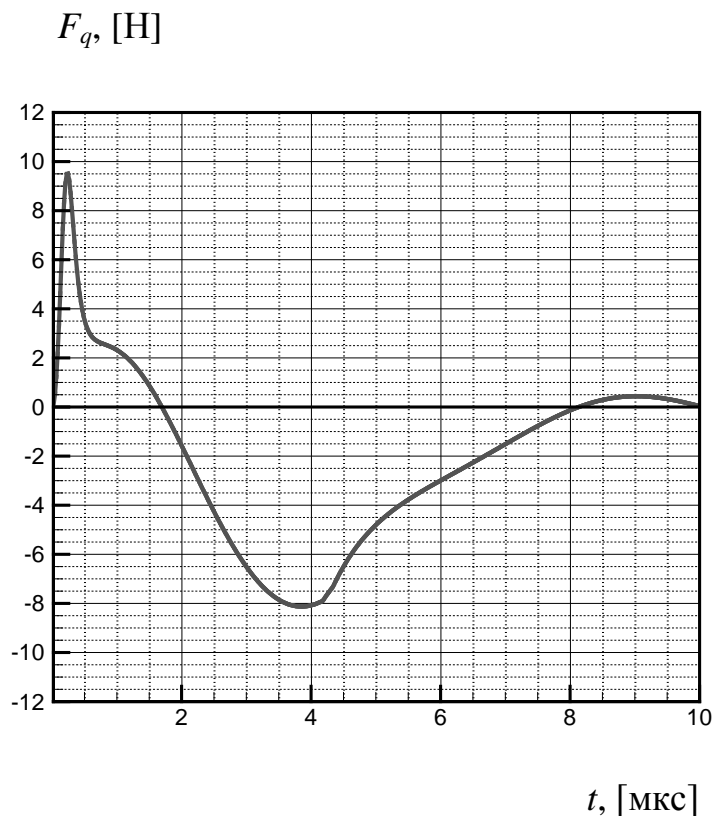


Рис. 4. Зависимость от времени t ускоряющей силы F_q , действующей на плазменный сгусток

В диапазоне времен $t > 0,5$ мкс электродинамическое ускорение плазменного сгустка осуществляется в основном силой Ампера, т.е. за счет взаимодействия магнитного поля электрического контура КМПУ с токнесущим проводником (плазменным сгустком).

Зависимость ускоряющей силы F_q (рис. 4) имеет второй экстремум и достаточно протяженную по времени ($t > 2$ мкс) зону с отрицательным значением силы $F_q < 0$.

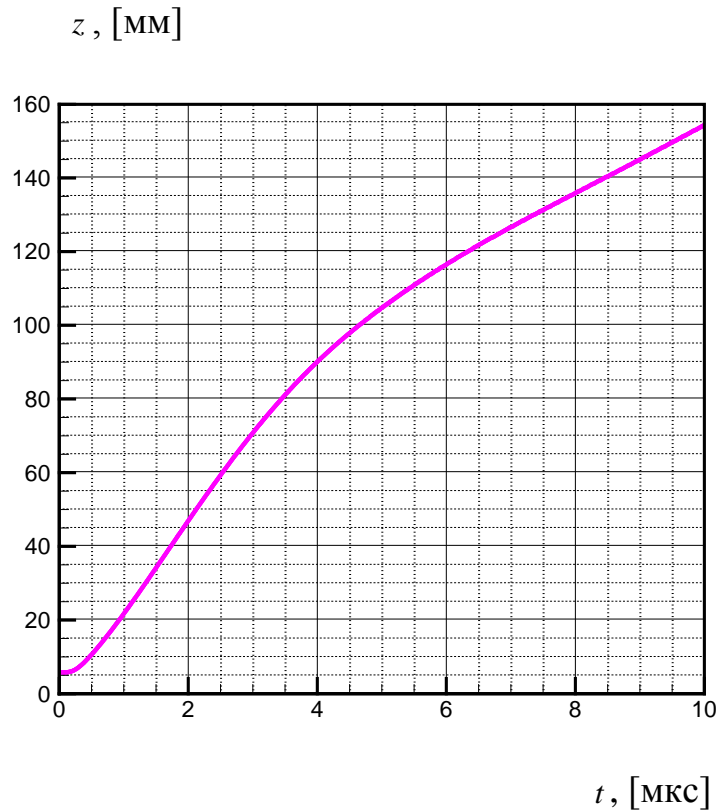


Рис. 5. Зависимость продольной координаты z плазменного сгустка в канале КМПУ от времени t

Проведенные расчет показали, что наиболее существенным фактором, ограничивающим значение скорости V и делающим силу $F_q < 0$ отрицательной является слагаемое вида $\left(\frac{dm}{dt}\right)\frac{dz}{dt}$. Это слагаемое (наряду силой торможения, вызванной образованием ударной волны) ответственно за уменьшение ускорения сгустка за счет присоединения к нему с течением времени плазмы, исходно

заполняющей ускорительный канал КМПУ, а также эрозионных паров материала электродов.

Таким образом, из проведенного обсуждения следует, что длину канала ускорителя следует ограничить величиной $z \approx 40$ мм, где сила $F_q > 0$, а скорость плазменного сгустка достигает максимального значения $V \approx 25$ км/с. Также отметим, что в ускорителях плазмы типа КМПУ для увеличения скорости V движения плазменного сгустка целесообразно организовать в канале ускорителя импульсную подачу рабочего газа (с аксиальным или радиальным напуском).

Для получения необходимых для практических работ пространственных распределений плотностей ионного тока j , температур T_e , T_i , концентраций электронов n_e^Σ и ионов n_i^Σ в газоразрядной камере и на выходе из источника следует разработать более точные математические модели ВЧ-источника плазмы.

Заключение

С целью получения основных электрофизических характеристик коаксиального магнитоплазменного ускорителя в работе разработана его приближенная математическая модель, которая учитывает предиионизацию рабочего вещества геликонным разрядом. Эта математическая модель учитывает наличие ударной волны перед сгустком плазмы и изменение его массы с течением времени, позволяет дать предварительную оценку трансформации одного вида энергии в

другой, а также оценить вклад различных видов энергии, выполнить оценку массы ускоряемого плазменного сгустка.

Для ускорения плазмы в КМПУ предлагается использовать двухступенчатый способ ускорения. При этом для первой ступени ускорителя использован индуктор, формирующий симметризованный компактный плазмод, обеспечивающий его первоначального ускорения и подачу в рабочий канал КМПУ (для дальнейшего ускорения).

Проведенные расчеты свидетельствуют о том, что наиболее существенным фактором (наряду силой торможения, вызванной образованием ударной волны), ограничивающим величину скорости плазменного сгустка, является присоединенная масса, увеличивающаяся с течением времени.

Работа выполнена в рамках программы фундаментальных исследований РАН и проектной части государственного задания в сфере научной деятельности Министерства образования и науки Российской Федерации № 13.79.2014/К.

Библиографический список

1. Петров А.К. Характеристики модели высокочастотного ионного двигателя с ускорением ионов скачком потенциала двойного слоя // Электронный журнал «Труды МАИ». 2014. № 74. URL: <http://www.mai.ru/science/trudy/published.php?ID=49282> (дата публикации 25.04.14).

2. Цаглов А.И., Лоян А.В., Кошелев Н.Н., Рыбалов О.П. Результаты испытаний безэлектродного электрореактивного двигателя малой мощности с ВЧ ионизацией РТ // *Авиационно-космическая техника и технология*. 2012. № 8. С.212-217.
3. Shinohara S., Tanikawa T., Hada T. et al. High-density helicon plasma sources: basics and application to electrodeless electric propulsion. *Fusion Science and Technology*. 2013. Vol. 63 (1T). P. 164-167.
4. Chen F.F. Ion ejection from a permanent-magnet mini-helicon thruster. *Physics of Plasmas*. 2014. Vol. 21. P. 093511.
5. Shabshelowitz A., Gallimore A.D., Peterson P.Y. Performance of a helicon Hall thruster operating with Xenon, Argon, and Nitrogen. *Journal of Propulsion and Power*. 2014. Vol. 30. P. 664-671.
6. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. Numerical modeling of magnetized plasma compressed by the laser beams and plasma jets. *Problems of Atomic Science and Technology*. 2013. № 1 (83). P. 12-14.
7. Рыжков С.В. Современное состояние, проблемы и перспективы термоядерных установок на основе магнитно-инерционного удержания горячей плазмы // *Известия РАН. Серия Физическая*. 2014. Т. 78, № 5. С. 647-653.
8. Кузенов В.В., Лебо И.Г., Лебо А.И., Рыжков С.В. Физико-математические модели и методы расчета воздействия мощных лазерных и плазменных импульсов на конденсированные и газовые среды. – М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2015.-327с.

9. Сивков А.А., Исаев Ю.Н., Васильева О.В., Купцов А.М. Математическое моделирование коаксиального магнитоплазменного ускорителя // Известия Томского политехнического университета. 2010. Т. 317. №4. URL: http://www.lib.tpu.ru/fulltext/v/Bulletin_TPU/2010/v317/i4/16.pdf (дата обращения 10.04.15).
10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. - М.: Наука, 1992. - 661 с.
11. Колесников П.М. Ускорение плазменного сгустка в коаксиальном ускорителе с эродирующими электродами // Журнал технической физики. 1966. Т. 36. вып.1. С. 80-84.
12. Жуков Б.Г., Резников Б.И., Куракин Р.О., Розов С.И. Влияние плотности газа на движение свободного плазменного поршня в канале рельсотрона // Журнал технической физики. 2007. Т. 77. вып.7. С. 43-49.
13. Дьяков Б.Б., Резников Б.И. Абляция электродов при электродинамическом ускорении // Журнал технической физики. 1989. Т. 59. вып. 6. С. 148-150.
14. Морозов А.И. Введение в плазмодинамику. - М.: Физматлит, 2006. - 576 с.
15. Калантаров П.Л., Цейтлин Л.А. Расчет индуктивностей: Справочная книга. - Л.: Энергоатомиздат, 1986. - 488 с.
16. Кузенов В.В. Разработка оценочной физико-математической модели ВЧ-разряда геликонного типа // Электронный журнал «Физико-химическая кинетика в газовой

динамике». 2014, Т. 15, вып. 6, URL: <http://chemphys.edu.ru/media/files/11-30-002-.pdf>
(дата обращения 01.04.15).

17. Кузенов В.В., Рыжков С.В. Отдельные элементы физико-математической модели геликонного разряда // Прикладная физика. 2015. № 2. С. 37-44.