ВЕСТНИК НАЦИОНАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО ЯДЕРНОГО УНИВЕРСИТЕТА «МИФИ», 2023, т. 12, № 4, с. 233–242

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ И КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

УДК 519.6, 533.6

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРАНСЗВУКОВЫХ СВЕРХАЛЬФВЕНОВСКИХ МГД-ТЕЧЕНИЙ С УСКОРЕНИЕМ В УЗКИХ КОАКСИАЛЬНЫХ КАНАЛАХ В ПРИСУТСТВИИ ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

***Т.Р. Калимуллин*[1,*]*, *Е.В. Степин*[2]**
[1]*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, 115409, Россия*
[2]*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, 125047, Россия*
**e-mail: t.r.kalimullin@mail.ru*

Поступила в редакцию: 27.09.2023
После доработки: 13.10.2023
Принята к публикации: 17.10.2023

Статья посвящена численным исследованиям течений плотной горячей плазмы в коаксиальных каналах плазменных ускорителей. Плазма рассматривается как сплошная электропроводящая среда, поведение которой описывается в терминах магнитной газодинамики (МГД). В работе используется математическая модель с нестационарными уравнениями «идеальной» одножидкостной магнитной газодинамики, полученная в квазиодномерном приближении. Целью работы является исследование влияния геометрии канала ускорителя в форме сопла и внешнего продольного магнитного поля на параметры установившихся во времени трансзвуковых сверхальфвеновских ускорительных МГД-течений, представляющих наибольший прикладной интерес в разработке плазменных двигателей. Продемонстрировано, что продольное магнитное поле вызывает вращение потока и незначительно снижает ускорительные характеристики канала. Установлено, что расположение «перетяжки», где достигается минимальное сечение канала, практически не влияет на входные и выходные значения потока, но существенным образом сказывается на параметрах потока внутри области канала. Показано, что геометрия канала влияет на величину критического продольного магнитного поля, соответствующего границе сверхальфвеновского режима течения.

Ключевые слова: плазменные двигатели; математическое моделирование; численное моделирование; магнитная газодинамика; продольное магнитное поле; геометрия канала.
DOI: 10.26583/vestnik.2023.270

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность работы

Математическое моделирование и численные исследования играют важную роль в современной науке и технике, так как сокращают затраты на проведение натурных физических экспериментов. В частности, вычислительные модели для плазменной техники на данный момент являются одним из основных объектов исследования в цикле разработки и ввода этих изделий в эксплуатацию.

Одними из примеров такой техники являются плазменные двигатели, которые исследовались с 60-х гг. прошлого века [1] и с 1971 г. используются в космических аппаратах для корректировки траектории полета, стабилизации движения, а более мощные разновидности могут применяться как маршевые двигательные установки для ближних и дальних космических перелетов [2]. Основным конструкционным элементом этих двигателей являются плазменные ускорители.

Рассматриваемые ускорители используют в качестве топлива вещество в состоянии плазмы, вследствие чего имеют ряд преимуществ в сравнении с реактивными двигателями, использующими в качестве рабочего вещества атомарные газы. Эти преимущества, в первую очередь, связаны с тем, что в плазменных двигателях в кинетическую энергию выходного потока преобразуется не только энергия, полученная из химических реакций горения топлива, но и электромагнитная энергия системы.

Одним из примеров таких мощных ускорителей, демонстрирующих рекордные показатели тяги, удельного импульса и скорости истекающего плазменного потока, является квазистационарный сильноточный плазменный ускоритель (КСПУ) [3], спроектированный по идеям [4] и инициативе А.И. Морозова – одного

из пионеров советской плазменной техники. Принцип его работы основан на ускорении плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях [5].

При построении математической модели процессов в таком ускорителе плазма рассматривается как сплошная электропроводящая среда и может быть описана в терминах механики сплошных сред. Правомерность такого подхода обеспечивается диапазоном параметров плазменного потока (в первую очередь, концентрации частиц), наблюдаемых при работе ускорителя, а именно: число Кнудсена $\mathrm{Kn} \ll 1$, т.е. длина свободного пробега частиц плазмы много меньше характерного размера системы. Таким образом, инструментом исследования настоящей работы является математическая модель с уравнениями «идеальной» (без учета диссипативных эффектов: теплопроводность, магнитная и газодинамическая вязкости) одножидкостной (электронная и ионная компонента имеют единые макроскопические параметры) магнитной газодинамики (МГД) [6].

Некоторые из разрабатываемых прототипов КСПУ используют в своей работе также внешнее магнитное поле [7], которое создается за счет внешних источников, например, установку можно поместить внутрь соленоида. Во внешнем поле классификация МГД-течений усложняется, и в ней можно выделить следующие классы течений: сверхальфвеновский и доальфвеновский [8]. При этом в зависимости от отношения скорости потока к одной из характерных скоростей сигнала в плазме (быстрой и медленной магнитозвуковой и альфвеновской скоростям звука), существует целый спектр возможных типов МГД-течений, которые могут возникать в канале ускорителя. Так, например, в работе [9] был численно исследован процесс установления типов течения, близких к альфвеновскому. Отмечается также [8], что существует предельное (критическое) значение продольного магнитного поля, при котором происходит переход сверхальфвеновского режима течения на доальфвеновский. В приложениях наиболее интересно рассматривать сверхальфвеновский трансзвуковой режим МГД-течения с ускорением, реализуемый в коаксиальных каналах типа сопла, в которых происходит переход скорости потока через скорость быстрого магнитного звука.

Представленные в работе результаты получены для модели МГД-течений в квазиодномерном приближении (см., например, [10]), которая позволяет оценить качественные закономерности и количественные характеристики потока вдоль оси ускорителя, осредняя их зависимость по поперечному сечению канала, при этом предполагается, что нижняя граница канала является постоянной. Численные исследования влияния криволинейной геометрии нижней границы канала на параметры установившихся во времени МГД-течений представлены в работе [11]. С расчетами двумерных осесимметричных МГД-течений рассматриваемого типа можно ознакомиться в работе [12], где обращено внимание на существенное влияние ориентации профиля одного из электродов на характеристики ускоряемого плазменного потока. В статье [13] представлены результаты расчетов компрессионных МГД-течений, возникающих в канале с укороченным центральным электродом, а также исследовано влияние внешнего продольного магнитного поля на параметры компрессии потока.

Цель работы

Данная работа посвящена численному исследованию влияния геометрии электродов и внешнего продольного магнитного поля на трансзвуковые сверхальфвеновские ускорительные МГД-течения в узких коаксиальных каналах плазменных ускорителей типа сопла, при этом основное внимание уделяется нераскрытым ранее вопросам о влиянии расположения «перетяжки» канала, в которой достигается его минимальное сечение, на параметры ускорения потока и величину критического продольного магнитного поля, при котором сверхальфвеновский режим течения меняется на доальфвеновский.

Объект моделирования

Объектом моделирования является коаксиальный канал плазменного ускорителя длины L, образованный двумя коаксиальными электродами с геометрией $r_1(z)$ и $r_2(z)$, подключенными к внешнему источнику электрического тока (рис. 1) [9].

Плазма, являясь электропроводящей средой, замыкает образованную электрическую цепь, и в ней возникает разрядный ток плотности j. Втекающий в центральный электрод электрический ток создает азимутальное магнитное поле $\mathbf{H}_\perp$, которое при взаимодействии с током $\mathbf{j}$ вызывает ускорение потока за счет силы Ампера $\mathbf{F}_\parallel = (1/c)\,\mathbf{j} \times \mathbf{H}_\perp$. Внешнее продольное магнитное поле $\mathbf{H}_\parallel$ при взаимодействии с тем же

током $\mathbf{j}$ вызывает вращение потока с силой $\mathbf{F}_\perp = (1/c)\,\mathbf{j} \times \mathbf{H}_\parallel$.

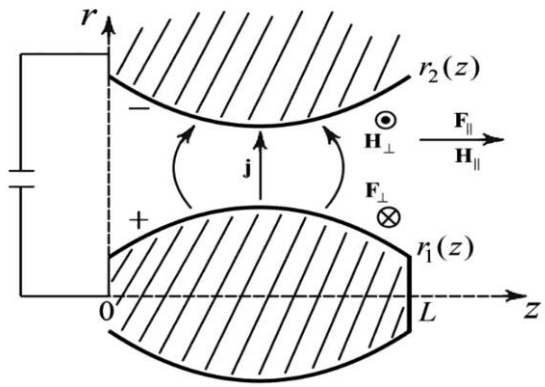


Рис. 1. Схема канала ускорителя в цилиндрических координатах (r, φ, z). Сечение плоскостью $\varphi = \text{const}$

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Постановка задачи

Рассматриваем систему уравнений «идеальной» одножидкостной магнитной газодинамики, которая замыкается уравнением состояния идеального газа [10]:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) = 0 \\ \rho\left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\cdot\nabla)\mathbf{v}\right) = -\operatorname{grad} p + \mathbf{j}\times\mathbf{H} \\ \rho\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + (\mathbf{v}\cdot \operatorname{grad}\varepsilon)\right) + p\operatorname{div}\mathbf{v} = 0 \\ \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \operatorname{rot}(\mathbf{v}\times\mathbf{H}), \end{cases} \quad (1)$$

где $p = (\gamma - 1)\rho\varepsilon$, $\mathbf{j} = \operatorname{rot}\mathbf{H}$.

Магнитное поле должно удовлетворять условию соленоидальности

$$\operatorname{div}\mathbf{H} = 0.$$

Система (1) представлена в безразмерных переменных. Единицами измерения являются характерные для постановки задачи физические параметры процесса:

$$\rho_{\text{unit}} = \rho_0, H_{\text{unit}} = H_0,$$

$$v_{\text{unit}} = \frac{H_0}{\sqrt{4\pi\rho_0}}, p_{\text{unit}} = \frac{H_0^2}{4\pi},$$

где ρ_0 – плотность плазмы на входе в канал; H_0 – характерное значение напряженности магнитного поля на входе в канал. Скорость и давление измеряются в магнитных единицах.

В работе исследуются трансзвуковые сверхальфвеновские течения, у которых на входе в канал скорость плазмы меньше быстрой магнитозвуковой скорости, а на выходе – больше.

Для быстрой магнитозвуковой скорости имеет место следующее выражение [9]:

$$C_f = \sqrt{\frac{1}{2}\left(C_T^2 + C_{Alfz}^2 + C_{Alf\phi}^2\right) + \frac{1}{2}\sqrt{\left(C_T^2 + C_{Alfz}^2 + C_{Alf\phi}^2\right)^2 - 4C_T^2 C_{Alfz}^2}},$$

где $C_T^2 = \gamma p/\rho$ – квадрат тепловой скорости звука; $C_{Alfz}^2 = H_z^2/\rho$, $C_{Alf\phi}^2 = H_\phi^2/\rho$ – квадрат продольной и азимутальной составляющих альфвеновской скорости сигнала соответственно.

Для корректной постановки задачи также необходимо ввести дополнительные граничные и начальные условия. Для численного моделирования интересующих нас трансзвуковых сверхальфвеновских МГД-течений с ускорением достаточно задать граничные условия только на входе в канал: все характеристики системы уравнений входят на левой и выходят из правой границы области определения задачи [10].

В качестве граничных условий на входе в канал выступают известные параметры втекающего в ускоритель плазменного потока, а на электродах учитываются условия непроницаемости для плазмы и магнитного поля.

В качестве начальных условий могут выступать любые, так как основной интерес представляет стационарный режим течения. Однако они должны обеспечивать начальный разгон плазмы.

Квазиодномерное приближение

Обсуждаемая модель рассматривается в квазиодномерном приближении, которое применяется для исследования течения газа и плазмы в узких каналах переменного сечения с небольшим относительно его длины поперечным размером.

Суть приближения состоит в том, что оно достаточно строго описывает зависимость свойств течения от продольной координаты вдоль канала и не учитывает детали их зависимости от поперечных координат, допуская усреднение по поперечному сечению [10]. В результате независимой пространственной переменной является только одна – продольная координата.

Тогда система уравнений «идеальной» одножидкостной магнитной газодинамики (1) в квазиодномерном приближении будет иметь вид

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho S}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_z S}{\partial z} = 0, \\ \frac{\partial \rho v_z S}{\partial t} + \frac{\partial \left(\rho v_z^2 + p + \frac{H_\phi^2}{2}\right) S}{\partial z} = \\ = \left(p + \frac{H_\phi^2}{2}\right) \frac{dS}{dz} \\ \frac{\partial \rho v_\phi S}{\partial t} + \frac{\partial (\rho v_\phi v_z - H_z H_\phi) S}{\partial z} = 0, \\ \frac{\partial \rho \varepsilon S}{\partial t} + \frac{\partial \rho \varepsilon v_z S}{\partial z} + p \frac{\partial v_z S}{\partial z} = 0, \\ \frac{\partial H_\phi S}{\partial t} + \frac{\partial (v_z H_\phi - v_\phi H_z) S}{\partial z} = 0, \end{cases} \quad (2)$$

где $S(z)$ – площадь поперечного сечения, выраженная в безразмерных переменных.

В рассматриваемой модели поток продольного магнитного поля $H_z S = \text{const}$, и его следует считать заданным.

Система замыкается следующим уравнением состояния:

$$p = (\gamma - 1)\rho\varepsilon = \frac{\beta}{2}\rho T. \quad (3)$$

В уравнении (3) фигурирует безразмерный параметр $\beta = 8\pi p_0 / H_0^2$ – отношение газового и магнитного давлений. Стоит отметить, что этот параметр классически встречается при моделировании процессов в плазменной технике и позволяет оценить совокупное влияние термодинамической и электромагнитной природы процесса на исследуемое явление.

Граничные и начальные условия

Как было отмечено ранее, граничные условия задаются только на входе в канал и выглядят следующим образом:

$$\rho = 1,\ v_\phi = 0,\ \varepsilon = \frac{\beta}{2(\gamma-1)},\ H_\phi = 1.$$

Граничные условия на электродах (верхней и нижней границе) уже были учтены при выводе системы уравнений (2).

Начальные же условия для квазиодномерной модели могут быть любыми, так как рассматривается нестационарная задача, в ходе решения которой осуществляется выход на стационарный режим течения. Однако эти условия должны обеспечивать начальный разгон плазмы. Поэтому начальные условия задаются следующим образом:

$$H_\phi = (1 - 0.9z).$$

Метод расчета

Численное решение поставленной задачи будет строиться на основе метода коррекции потоков по Борису–Буку [14, 15], реализуемого в три этапа:

- транспортно-диффузионный;
- антидиффузионный;
- коррекционный.

На первом этапе используется разностная схема низкого порядка точности и вводится численная диффузия. Для уменьшения эффекта искусственной вязкости применяется алгоритм антидиффузии. При этом она является причиной усиления уже имеющихся максимумов и минимумов, а также причиной появления новых «нефизичных» экстремумов, что нивелируется на третьем этапе коррекцией потоков.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Верификация модели

Предваряя последующие численные исследования о влиянии геометрии канала и внешнего продольного магнитного поля на параметры исследуемых МГД-течений, в работе была проведена верификация рассматриваемой выше математической модели и реализация ее численного алгоритма решения в программном коде. Для этого были использованы результаты расчетов стационарной модели, построенной на базе первых интегралов системы (2) при $\partial/\partial t \equiv 0$, т.е. на базе законов сохранения [16].

На рис. 2 приведены результаты расчетов стационарной задачи (пунктирная линия) и нестационарной задачи (сплошная линия) при

$$\beta = 1, H_z S = 0.1, S = 2(z - 0.5)^2 + 0.5.$$

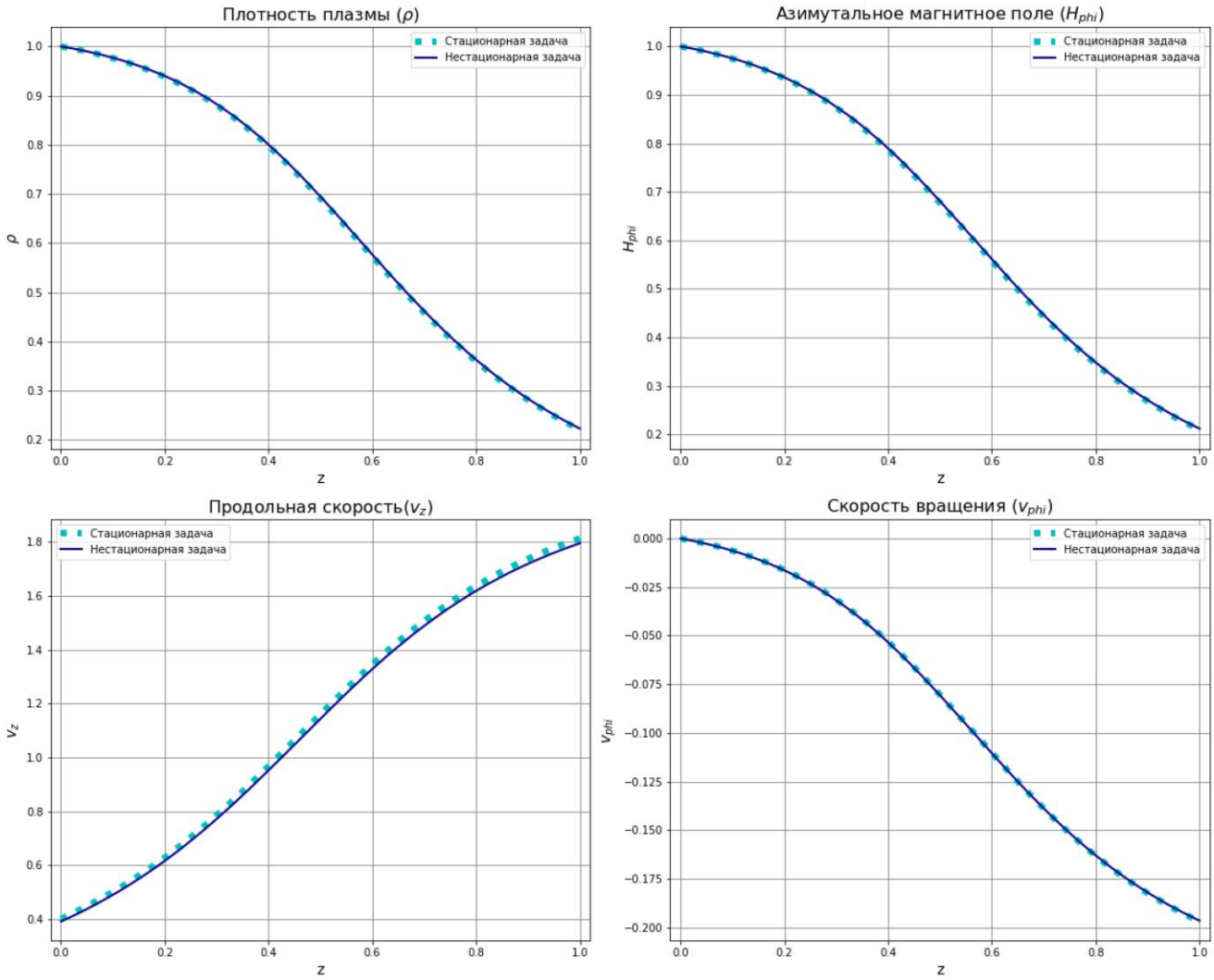


Рис. 2. Верификация численной модели

Как видно из рисунка, результаты сходятся в пределах погрешности метода расчета, что говорит о корректности выбора модели, реализации численного метода и работы написанного алгоритма.

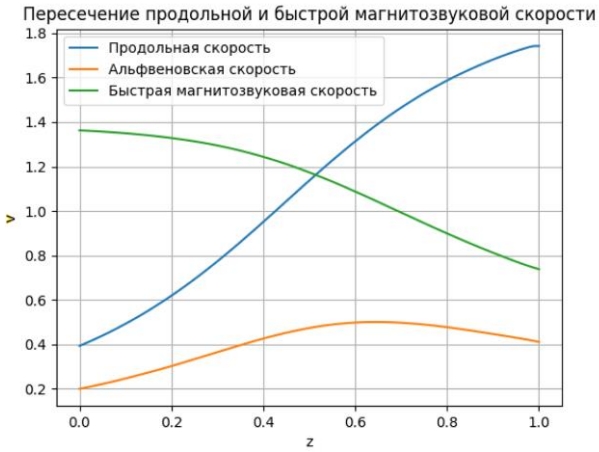


Рис. 3. Скорость плазмы и характерные скорости сигнала

С другой стороны, адекватность модели и полученных численных результатов также следует из соблюдения требования перехода продольной скорости плазмы через быструю магнитозвуковую скорость точно в центре канала, где достигается его минимальное сечение (рис. 3).

Исследование влияния внешнего продольного магнитного поля

Следующий этап проверки адекватности полученной модели и ее численной реализации заключался в исследовании зависимости параметров рассматриваемых трансзвуковых сверхальфвеновских МГД-течений с ускорением от величины внешнего продольного магнитного поля.

Для параметра $\beta = 1$ и различных значений потока внешнего продольного магнитного поля $H_z S$ в рассматриваемой геометрии канала

$S = 2(z-0.5)^2 + 0.5$ были построены распределения основных макроскопических параметров плазмы (рис. 4).

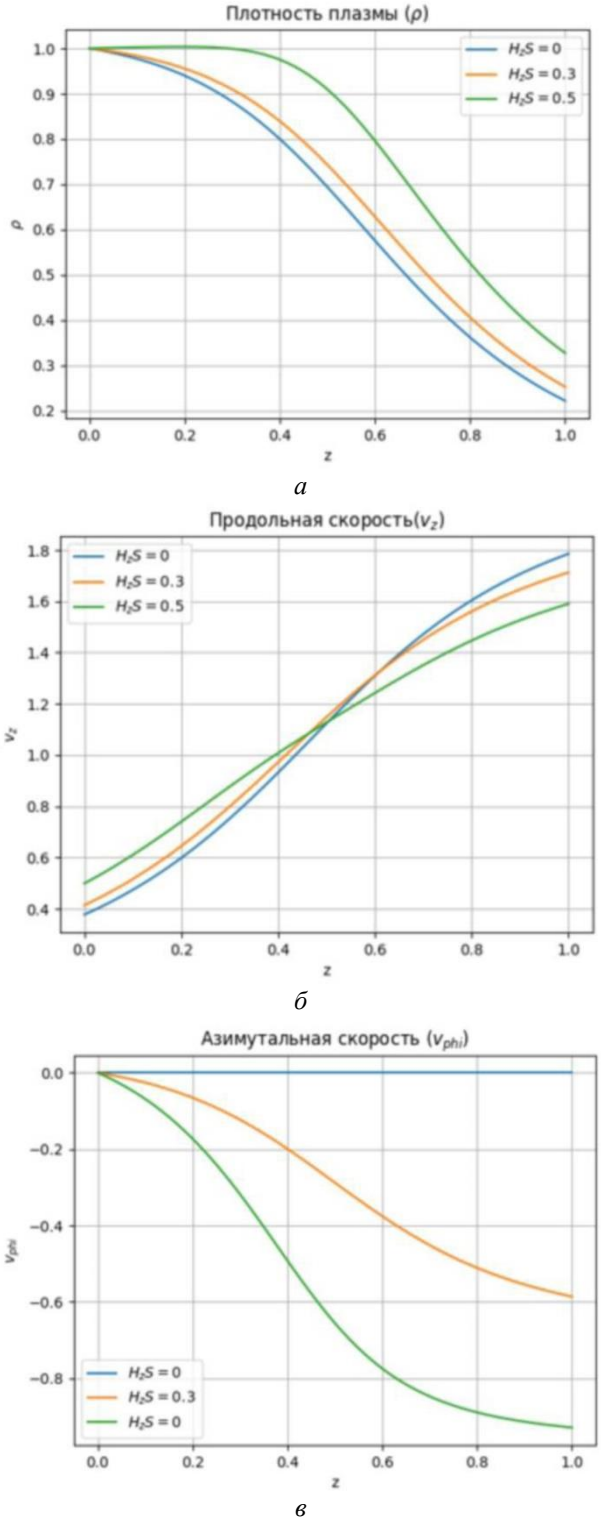


Рис. 4. Распределение вдоль канала: *а*) плотности плазмы; *б*) продольной скорости плазмы; *в*) азимутальной скорости плазмы при различных значениях продольного поля

Видно, что продольное магнитное поле вызывает вращение плазменного потока (рис. 4,*в*) и уменьшает расход тепловой энергии, соответствующий интенсивности падения плотности вдоль оси канала (рис. 4,*а*). В совокупности это вызывает перераспределение накопленной энергии в системе, и ускорительные характеристики канала, которые выражаются в разности выходной и входной скоростей потока, падают (рис. 4,*б*).

В серии расчетов определено критическое значение внешнего продольного магнитного поля $(H_zS)_{cr} \approx 0.52$, при котором исследуемый трансзвуковой сверхальфвеновский режим течения еще устанавливается (рис. 5).

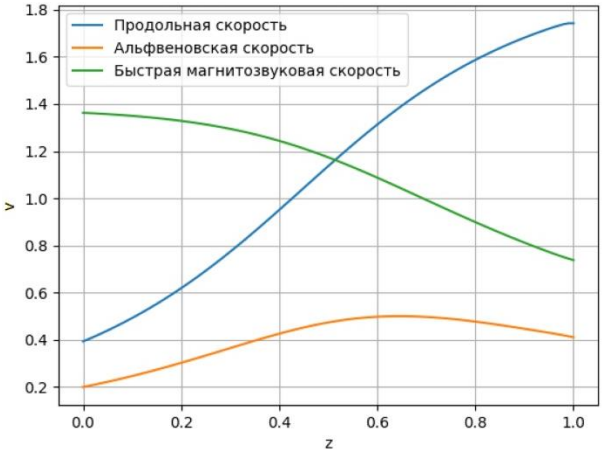


Рис. 5. Распределение скоростей вдоль канала при критическом значении внешнего продольного магнитного поля

При $H_zS > (H_zS)_{cr}$ режим течения меняется со сверхальфвеновского на доальфвеновский, что, с одной стороны, требует задание дополнительных граничных условий на выходе из канала, а с другой стороны, выходит за рамки поставленных в настоящей работе задач.

Обозначенные результаты и выводы совпадают с полученными ранее в аналогичных исследованиях [9].

Исследование влияния геометрии канала

Одной из задач настоящей работы является исследование зависимости распределения параметров плазмы от геометрии канала, а именно, от расположения «перетяжки/перемычки», где достигается минимальное его сечение. Рассмотренные конфигурации представлены на рис. 6.

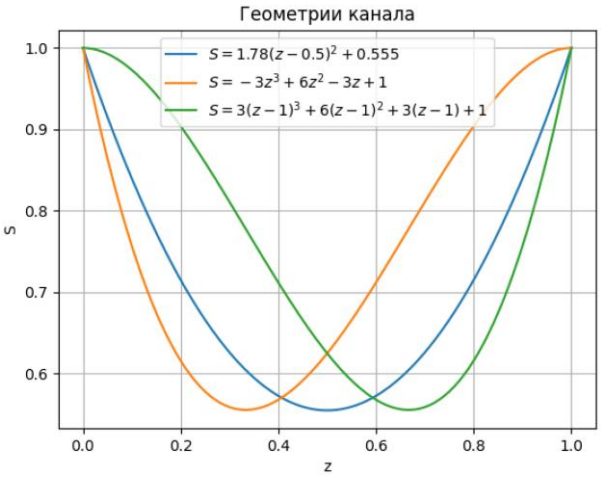
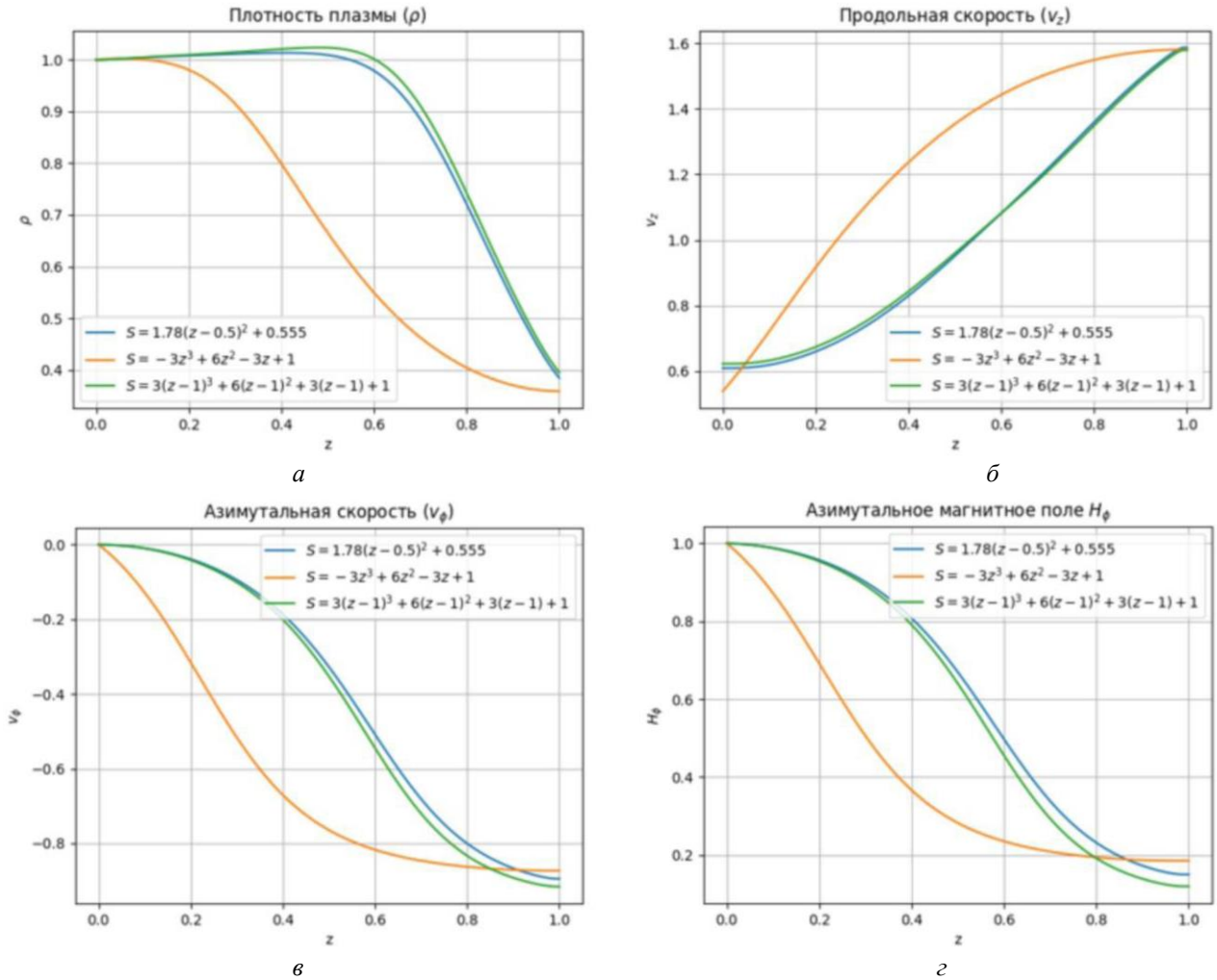


Рис. 6. Рассматриваемые геометрии канала типа сопла

Для параметра $\beta = 1$ и потока внешнего продольного магнитного поля $H_z S$, соответствующего предкритическому режиму течения, в рассматриваемых геометриях канала были построены распределения макроскопических параметров плазмы (рис. 7).

Из рисунков видно, что несмотря на незначительную разницу во входных и выходных значениях параметров ускоряемого плазменного потока, расположение перетяжки существенным образом влияет на характер этих распределений вдоль оси внутри области канала. Интенсивность падения плотности, а значит, и расход тепловой энергии, ярче выражены при смещении «перетяжки» ближе ко входу в канал. Эта же закономерность наблюдается и для напряженности магнитного поля, а значит, расхода электромагнитной энергии. Также расположение «перетяжки» влияет на прирост продольной скорости потока и скорости его вращения вдоль оси канала.



а *б* *в* *г*

Рис. 7. Распределение вдоль канала: а) плотности плазмы; б) продольной скорости плазмы; в) азимутальной скорости плазмы; г) азимутального магнитного поля

Но основной результат состоит в том, что в целом расположение «перетяжки» не влияет на интегральные характеристики исследуемого типа МГД-течения.

Также для каждой рассмотренной геометрии было определено критическое значение потока продольного магнитного поля, при котором режим течения еще остается сверхальфвеновским (табл. 1).

Таблица 1. Критические значения потока продольного магнитного поля

Геометрия	Значение критического потока $(H_z S)_{cr}$
$S = -3z^3 + 6z^2 - 3z + 1$	0.54
$S = 1.78(z - 0.5)^2 + 0.555$	0.58
$S = 3(z-1)^3 + 6(z-1)^2 + +3(z-1) + 1$	0.6

Видно, что величина $(H_z S)_{cr}$ растет при смещении «перетяжки» вправо, т.е. с прикладной точки зрения диапазон допустимых значений продольного магнитного поля расширяется.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе было проведено численное моделирование течений плотной горячей плазмы в каналах плазменных ускорителей. В качестве инструмента исследования была использована начально-краевая задача с уравнениями «идеальной» одножидкостной магнитной газодинамики в квазиодномерной постановке. Численная реализация этой задачи была построена на основе метода коррекции потоков (FCT).

Программная реализация была осуществлена на языке программирования Python 3. Результатами исследования являются серии вычислительных экспериментов о влиянии основных физических и геометрических параметров установки на трансзвуковые сверхальфвеновские МГД-течения с ускорением. Полученные результаты визуализированы и проинтерпретированы с точки зрения физики исследуемого явления и их прикладной значимости.

Научная новизна работы состоит в исследовании влияния расположения «перетяжки» канала в форме сопла – геометрического места области канала, в котором достигается его минимальное сечение – на параметры ускоряемого плазменного потока и величину критического значения продольного магнитного поля, при котором режим течения меняется со сверхальфвеновского на доальфвеновский.

Установлено, что расположение «перетяжки» не влияет на интегральные характеристики исследуемого типа МГД-течения, а ее смещение к выходу из канала расширяет диапазон допустимых для сверхальфвеновского режима течения значений продольного поля. Полученные результаты имеют несомненную прикладную значимость и могут быть использованы в разработке плазменных двигателей актуального и перспективного назначения, работающих по принципу ускорения плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Морозов А.И., Есипчук Ю.В., Тилинин Г.Н., Трофимов А.В., Шаров Ю.А., Щепкин Г.Я.* Экспериментальное исследование плазменного ускорителя с замкнутым дрейфом электронов и протяженной зоной ускорения // ЖТФ, 1972. Т. 42. Вып. 1. С. 54–63.

2. *Морозов А.И.* Физические основы космических электрореактивных двигателей. М.: Атомиздат, 1978. 328 с.

3. *Морозов А.И.* Введение в плазмодинамику. М.: Физматлит, 2008. 616 с.

4. *Волков Я.Ф., Кулик Н.В., Маринин В.В., Морозов А.И., Соляков Д.Г., Стальцов В.В., Терешин В.И., Тиаров М.А., Цупко Б.Ю., Чеботарев В.В.* Анализ параметров потоков плазмы, генерируемых полноблочным КСПУ Х-50 // Физ. плазмы, 1992. Т. 18. С. 1392.

5. *Морозов А.И.* Принципы коаксиальных стационарных плазменных ускорителей (КСПУ) // Физ. плазмы, 1990. Т. 16. Вып. 2. С. 131–146.

6. *Куликов А.Г., Любимов Г.А.* Магнитная гидродинамика. М.: Логос, 2005. 328 с.

7. *Климов Н.С., Гуторов К.М., Коваленко Д.В., Козлов А.Н., Коновалов В.С., Подковыров В.Л., Ярошевская А.Д.* Спектры излучения в потоках ионизующихся газов для установки КСПУ-Т с продольным полем // Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша, 2022. № 12. 32 с.

8. *Брушлинский К.В., Жданова Н.С.* Стационарные МГД-течения в соплах с внешним продольным магнитным полем // Изв. АН. Механика жидкости и газа, 2004. № 3. С. 135–146.

9. *Styopin E.V.* Numerical simulation of near-Alfven MHD flows relaxation with a longitudinal magnetic field // J. Plasma Physics, 2015. Vol. 81. 905810309.

10. *Брушлинский К.В.* Математические основы вычислительной механики жидкости, газа и плазмы. Долгопрудный: «Интеллект», 2017. 268 с.

11. *Степин Е.В.* Стационарные МГД-течения в коаксиальных каналах криволинейной конфигурации // Вестник Национального исследовательского

ядерного университета «МИФИ», 2015. Т. 4. № 5. С. 407–420.

12. *Брушлинский К.В., Жданова Н.С., Степин Е.В.* Ускорение плазмы в коаксиальных каналах с профилированными электродами и продольным магнитным полем // ЖВМиМФ, 2018. Т. 58. № 4. С. 607–617.

13. *Брушлинский К.В., Степин Е.В*. Численная модель компрессионных течений плазмы в каналах в присутствии продольного магнитного поля // Дифференциальные уравнения, 2019. Т. 55. № 7. С. 929–939.

14. *Boris J.P. and Book D.L.* SHASTA, a fluid transport algorithm that works // Journal of Computational Physics, 1973. Vol. 11. Pp. 38–69.

15. *Оран Э.* Численное моделирование реагирующих потоков. М: Мир, 1990. 660 с.

16. *Ковалева А.С., Калимуллин Т.Р., Степин Е.В.* Математическое моделирование стационарных МГД-течений в узких каналах плазменных ускорителей // IX Международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии», ЛаПлаз-2023; Сборник научных трудов. Москва, Россия: НИЯУ МИФИ, 2023. С. 145.

Vestnik Natsional'nogo issledovatel'skogo yadernogo universiteta «MIFI», 2023, vol. 12, no. 4, pp. 233–242

NUMERICAL SIMULATION OF TRANSONIC SUPER-ALFVENIC MHD FLOWS WITH ACCELERATION IN NARROW COAXIAL CHANNELS IN THE PRESENCE OF A LONGITUDINAL MAGNETIC FIELD

***T.R. Kalimullin*[1*], *E.V. Styopin*[2]**
[1]*National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, 115409, Russia*
[2]*Keldysh Institute of Applied Mathematics, Moscow, 125047, Russia*
**e-mail: kalimullin02@mail.ru*

Received September 27, 2023; revised October 13, 2023; accepted October 17, 2023

The article is devoted to numerical studies of dense hot plasma flows in coaxial channels of plasma accelerators. Plasma is considered as a continuous electrically conducting medium, the behavior of which is described in terms of magnetic hydro dynamics (MHD). The work uses a mathematical model with nonstationary equations of “ideal” single-fluid magnetic hydro dynamics, obtained in a quasi-one-dimensional approximation. The purpose of the work is to study the influence of the geometry of the accelerator channel in the form of a nozzle and the external longitudinal magnetic field on the parameters of steady-state transonic super-Alfvénic acceleration MHD flows, which are of the greatest applied interest in the development of plasma engines. It has been demonstrated that a longitudinal magnetic field causes rotation of the flow and slightly reduces the acceleration characteristics of the channel. It has been established that the location of the “waist”, where the minimum cross-section of the channel is achieved, has practically no effect on the input and output flow values, but significantly affects the flow parameters inside the channel area. It is shown that the channel geometry affects the value of the critical longitudinal magnetic field corresponding to the boundary of the super-Alfvénic flow regime.

Keywords: plasma engines; math modeling; numerical modeling; magnetic hydro dynamics; longitudinal magnetic field; channel geometry.

REFERENSES

1. *Morozov A.I., Esipchuk Yu.V., Tilinin G.N., Trofimov A.V., Sharov Yu.A., Shchepkin G.Ya.* Eksperimental'noe issledovanie plazmennogo uskoritelya s zamknutym drejfom elektronov i protyazhennoj zonoj uskoreniya. [Experimental study of a plasma accelerator with closed electron drift and an extended acceleration zone]. ZhTF, 1972. Vol. 42, is. 1. Pp. 54–63 (in Russian).

2. *Morozov A.I.* Fizicheskie osnovy kosmicheskih elektroreaktivnyh dvigatelej [Physical foundations of space electric propulsion engines]. Moscow, Atomizdat Publ., 1978. 328 p. (in Russian).

3. *Volkov Ya.F., Kulik N.V., Marinin V.V., Morozov A.I., Solyakov D.G., Staltsov V.V., Tereshin V.I., Tiarov M.A., Tsupko B. .Yu., Chebotarev V.V.* Analiz parametrov potokov plazmy, generiruemyh polnoblochnym KSPU H-50. [Analysis of parameters of plasma flows generated by full-block KSPU X-50]. Phys. plasma, 1992. Vol. 18. Pp. 1392 (in Russian).

4. *Morozov A.I.* Vvedenie v plazmodinamiku [Introduction to plasmodynamics]. Moscow, Fizmatlit Publ., 2008. 616 p. (in Russian).

5. *Morozov A.I.* Principy koaksial'nyh stacionarnyh plazmennyh uskoritelej (KSPU) [Principles of coaxial stationary plasma accelerators (CSPA)]. Phys. plasma, 1990. Vol. 16, is. 2. Pp. 131–146 (in Russian).

6. *Kulikov A.G., Lyubimov G.A.* Magnitnaya gidrodinamika. [Magnetic hydrodynamics]. Moscow, Logos Publ., 2005. 328 p. (in Russian).

7. *Klimov N.S., Gutorov K.M., Kovalenko D.V., Kozlov A.N., Konovalov V.S., Podkovyrov V.L., Yaroshevskaya A.D.* Spektry izlucheniya v potokah ionizuyushchihsya gazov dlya ustanovki KSPU-T s prodol'nym polem. [Radiation spectra in flows of ionizing gases for the KSPU-T installation with a longitudinal field]. Preprints of the Institute for Problems of Mathematics named after. M.V. Keldysh, 2022. No. 12. 32 p. (in Russian).

8. *Brushlinsky K.V., Zhdanova N.S.* Stacionarnye MGD-techeniya v soplah s vneshnim prodol'nym magnitnym polem. [Stationary MHD flows in nozzles with an external longitudinal magnetic field]. Izv. AN. Mechanics of liquid and gas, 2004. No. 3. Pp. 135–146 (in Russian).

9. *Styopin E.V.* Numerical simulation of near-Alfven MHD flows relaxation with a longitudinal magnetic field. J. Plasma Physics, 2015. Vol. 81. 905810309.

10. *Brushlinskiy K.V.* Matematicheskiye osnovy vychislitel'noy mekhaniki zhidkosti, gaza i plazmy. [Mathematical foundations of computational mechanics of liquid, gas and plasma]. Dolgoprudnyy, Intellekt Publ., 2017. 268 p. (in Russian).

11. *Styopin E.V.* Stacionarnye MGD-techeniya v koaksial'nyh kanalah krivolinejnoj konfiguracii . [Stationary MHD flows in coaxial channels of a curvilinear configuration]. Vestnik NIYaU MIFI, 2015. Vol. 4. No. 5. Pp. 407–420. (in Russian).

12. *Brushlinsky K.V., Zhdanova N.S., Stepin E.V.* Uskorenie plazmy v koaksial'nyh kanalah s profilirovannymi elektrodami i prodol'nym magnitnym polem. [Plasma acceleration in coaxial channels with profiled electrodes and a longitudinal magnetic field]. ZhVMiMF, 2018. Vol. 58. No. 4. Pp. 607–617 (in Russian).

13. *Brushlinsky K.V., Styopin E.V.* Chislennaya model' kompressionnyh techenij plazmy v kanalah v prisutstvii prodol'nogo magnitnogo polya. [Numerical model of compression plasma flows in channels in the presence of a longitudinal magnetic field]. Differential equations, 2019. Vol. 55. No. 7. Pp. 929–939 (in Russian).

14. *Boris J.P. and Book D.L.* SHASTA, a fluid transport algorithm that works. Journal of Computational Physics, 1973. Vol. 11. Pp. 38–69.

15. *Oran E.* Chislennoe modelirovanie reagiruyushchih potokov. [Numerical modeling of reacting flows]. Moscow, Mir Publ., 1990. 660 p. (in Russian).

16. *Kovaleva A.S., Kalimullin T.R., Styopin E.V.* Matematicheskoe modelirovanie stacionarnyh MGD-techenij v uzkih kanalah plazmennyh uskoritelej. [Mathematical modeling of stationary MHD flows in narrow channels of plasma accelerators]. IX International Conference «Laser, Plasma Research and Technologies», LaPlaz-2023; Collection of scientific papers. Moscow, Russia: National Research Nuclear University MEPhI, 2023. P. 145 (in Russian).