

На правах рукописи

Козлов Андрей Николаевич

**МГД-модели физических процессов
в плазменных ускорителях**

01.02.05 - Механика жидкости, газа и плазмы

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва, 2013

Работа выполнена в Институте прикладной математики им. М.В. Келдыша
Российской академии наук

Официальные оппоненты:

Ильгисонис Виктор Игоревич
доктор физико-математических наук, профессор,
Главный учёный секретарь
НИЦ “Курчатовский институт”

Гасилов Владимир Анатольевич
доктор физико-математических наук, профессор,
заведующий отделом ИПМ РАН

Зимин Александр Михайлович
доктор технических наук, профессор,
начальник лаборатории МГТУ им. Н.Э. Баумана

Ведущая организация: Государственный научный центр Российской Федерации
Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований (ТРИНИТИ)

Защита состоится “ 17 ” октября 2013 г. в 11 часов на заседании
Диссертационного совета Д 002.024.03 при Институте прикладной математики
им. М.В. Келдыша РАН по адресу: 125047, г. Москва, Миусская пл., д. 4

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИПМ им. М.В. Келдыша

Автореферат разослан “ ____ ” _____ 2013 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,

д. ф.-м. н.

Змитренко Н.В.

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Диссертация посвящена развитию моделей магнитной газодинамики и исследованиям физических процессов в коаксиальных плазменных ускорителях (КПУ), предложенных А.И. Морозовым¹⁻³. Рассмотрены неравновесные процессы на фронте ионизации, высокоскоростные трансзвуковые потоки низкотемпературной плазмы, приэлектродные процессы, компрессионные течения плазмы и динамика ионов примесей в КПУ, а также в магнитоплазменных компрессорах (МПК) и квазистационарных плазменных ускорителях (КСПУ). Представлены разработанные автором теоретический подход в изучении процессов на фронте ионизации и основы теории нового направления исследований динамики потоков плазмы в КСПУ при наличии продольного магнитного поля.

Простейший коаксиальный плазменный ускоритель¹⁻³ схематично состоит из двух коаксиальных электродов (см. рис. 1), подсоединенных к электрической цепи. На вход системы непрерывно подается газ, который ионизируется в межэлектродном промежутке. Между электродами в плазме протекает ток \mathbf{j} , имеющий преимущественно радиальное направление. В свою очередь электрический ток, протекающий в осевом направлении по внутреннему электроду, порождает азимутальное магнитное поле H_φ . За счет

силы Ампера $\frac{1}{c} [\mathbf{j}, \mathbf{H}]$ плазма ускоряется вдоль оси системы. Геометрия канала представляет собой сопло. Аналогично газодинамическому соплу в канале плазменного ускорителя при правильной организации процесса реализуется трансзвуковое течение так, что в наиболее узкой части канала происходит переход скорости потока через скорость быстрой магнитозвуковой волны.

Магнитоплазменные компрессоры (см., например,¹⁻³ и [2,18]) отличаются от КПУ геометрией электродов, обеспечивающих схождение потока плазмы на оси системы и формирование области компрессии на выходе из ускорителя.

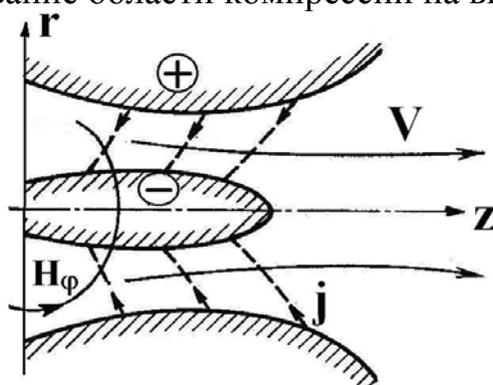


Рис. 1. Механизм ускорения плазмы в КПУ с азимутальным магнитным полем

¹ Морозов А.И. Введение в плазмодинамику. М.: Физматлит, 2-е изд., 2008. 613 с.

² Морозов А. И. Плазмодинамика. // Энциклопедия низкотемпературной плазмы. / Под ред. В.Е. Фортова. М.: Наука, 2000. Вводный том III. Раздел IX, С. 383-574.

³ Морозов А.И. Физические основы космических электрореактивных двигателей. М.: Атомиздат, 1978. 326 с.

Несколько малых коаксиальных плазменных ускорителей могут быть использованы в качестве первой ступени большой ускорительной системы КСПУ (см. ^{1,2,4-7} и [2]). В первой ступени осуществляется ионизация и предварительное ускорение плазмы. Вторая ступень представляет собой большой коаксиальный плазменный ускоритель. В экспериментальных исследованиях КПУ, КСПУ и МПК отмечалась высокая степень устойчивости и азимутальной симметрии потоков.

В течение 80-х и 90-х годов в рамках государственной программы в ряде научных центров под руководством академика А.П.Александрова и профессора А.И. Морозова были созданы лаборатории и разработаны КСПУ различных модификаций. В настоящее время исследования КСПУ, МПК и их приложений продолжаются в ГНЦ РФ Троицком институте инновационных и термоядерных исследований (ТРИНИТИ), Институте Физики Плазмы ННЦ ХФТИ НАН (г. Харьков) и Институте молекулярной и атомной физики НАН (г. Минск).

Новое направление исследований связано с введением в систему дополнительного продольного магнитного поля (см., например, [12] и рис.2) для предотвращения приэлектродных нерегулярностей. Наличие продольного поля приводит к вращению плазмы, и предшествующие исследования являются частным случаем в отсутствие вращения. Создание эффективных ускорителей, способных генерировать потоки достаточно плотной высокоскоростной плазмы

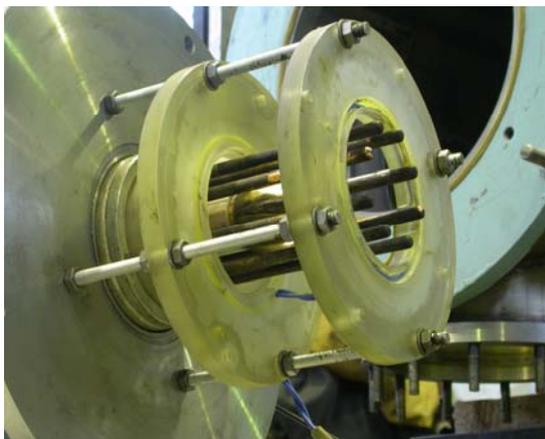


Рис. 2а. Внешний вид КСПУ с продольным магнитным полем

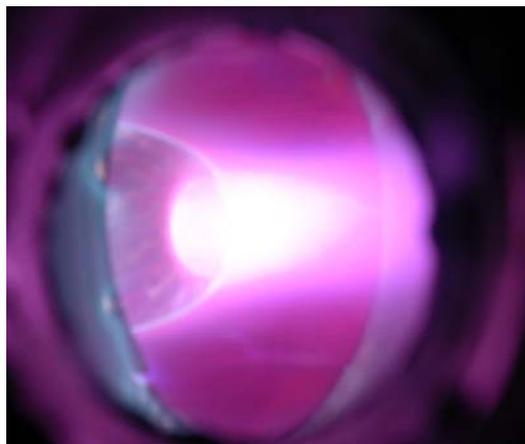


Рис. 2б. Поток плазмы из ускорителя

⁴ Морозов А.И. Принципы коаксиальных (квази)стационарных плазменных ускорителей (КСПУ). // Физика плазмы. 1990. Т. 16, № 2. С. 131-146.

⁵ Волошко А.Ю., Гаркуша И.Е., Морозов А.И., Соляков Д.Г., Терешин В.И., Царенко А.В., Чеботарев В.В. Исследование локальной картины течения плазмы в двухступенчатом КСПУ. // Физика плазмы. 1990. Т.16, № 2. С. 168-175.

⁶ Белан В.Г., Золотарев С.П., Левашов В.Ф., Майнашев В.С., Морозов А.И., Подковыров В.Л., Скворцов Ю.В. Экспериментальное исследование квазистационарного плазменного ускорителя, питаемого от индуктивного и емкостного накопителей. // Физика плазмы. 1990. Т.16, № 2. С. 176-185.

⁷ Ананин С.И., Асташинский В.М., Баканович Г.И., Костюкевич Е.А., Кузмицкий А.М., Маньковский А.А., Минько Л.Я., Морозов А.И. Исследование процессов формирования плазменных потоков в квазистационарном сильноточном плазменном ускорителе (КСПУ). // Физика плазмы. 1990. Т.16, № 2. С. 186-196.

($n \approx 10^{14} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $V \approx 10^6 \div 10^8 \text{ см/с}$) с высоким энергосодержанием, является одной из актуальных задач науки и техники (см., например, ¹⁻⁹) и представляет интерес для решения задач инжекции в термоядерные установки, реализации новых технологий и с целью разработки перспективных мощных электрореактивных плазменных двигателей (ЭРПД).

Данный круг задач актуален для многих плазмодинамических устройств (см., например, ^{1, 10}), таких как стационарные плазменные двигатели (СПД) (см., например, ¹⁻³ и [5,37]), ионные двигатели, эрозионные (абляционные) импульсные плазменные двигатели (АИПД) ¹¹, двигатели с анодным слоем и трехэлектродные торцевые ускорители, плазмотроны, импульсные пушки, импульсные плазменные ускорители, торцевые сильноточные двигатели (ТСД), магнитоплазменные двигатели (МПД), МГД-генераторы. Одним из успешных устройств является СПД, предложенный А.И. Морозовым. Скорость истечения из СПД составляет примерно 10 км/с , расход топлива незначительный, порядка 10^{-3} г/с , и тяга на уровне одного ньютона. Соизмеримую с СПД скорость истечения имеют детонационные двигатели (см, например, ¹²).

Малые значения тяги характерны для большинства существующих плазменных двигателей. В обычных жидкостных или твердотопливных ракетных двигателях, а также в ядерных ракетных двигателях ¹³, скорость истечения топлива, как правило, не превышает $3 \div 5 \text{ км/с}$, а тяга мощных двигателей может достигать 10^5 ньютонов. В простейших плазменных ускорителях скорость истечения плазмы более $20 \div 30 \text{ км/с}$. Рекордные значения 400 км/с получены в двухступенчатом КСПУ, оценка тяги в котором соизмерима с тягой ракетных двигателей. При этом топливом для проточных систем ЭРПД может служить любой газ, в том числе, атмосферный.

⁸ Климов Н.С., Подковыров В.Л., Житлухин А.М., Архипов Н.И., Сафронов В.М., Барсук В.А., Позняк И.М., Loarte A., Merola M., Linke J. Воздействие интенсивных импульсных потоков плазмы на защитные материалы внутрикамерных компонентов термоядерного реактора. // Ядерная физика и инжиниринг. 2010. Т. 1, № 3. С. 210-219.

⁹ Tereshin V.I., Bandura A.N., Byrka O.V., Chebotarev V.V., Garkusha I.E., Landman I., Makhraj V.A., Neklyudov I.M., Solyakov D.G., Tsarenko A.V. Application of powerful quasi-steady-state plasma accelerators for simulation of ITER transient heat loads on divertor surfaces. // Plasma Phys. Contr. Fusion. 2007. V. 49. P. A231-A239.

¹⁰ Энциклопедия низкотемпературной плазмы. / Под ред. В.Е. Фортова. М.: Наука, 2000. Вводный том II. С. 5-392. Вводный том IV. С.154-218, С. 291-331.

¹¹ Антропов Н.Н., Богатый А.В., Дьяконов Г.А., Любинская Н.В., Попов Г.А., Семенихин С.А., Тютин В.К., Хрусталеv М.М., Яковлев В.Н. Новый этап развития абляционных импульсных плазменных двигателей в НИИ ПМЭ. // Вестник ФГУП «НПО им. С.А. Лавочкина». 2011. № 5. С. 30-40.

¹² Левин В.А., Марков В.В., Хмелевский А.Н. Теоретическое и экспериментальное исследование работы пульсирующего детонационного двигателя. // Химическая физика. 2005. Т. 24, № 7. С. 37-43.

¹³ Демянко Ю.Г., Конюхов Г.В., Коротеев А.С., Кузьмин Е.П., Павельев А.А. Ядерные ракетные двигатели. Под ред. А.С. Коротеева. М: ООО "Норма информ", 2001. 416 с.

Таким образом, **актуальность работы** определена потребностью исследований плазмодинамических процессов в КСПУ.

Цели диссертационной работы. С плазменными ускорителями связаны исследования принципиальных вопросов плазмодинамики и различных явлений и процессов. К ним относится ионизация газа и ускорение плазмы, динамика трансзвуковых потоков, взаимодействие потоков плазмы с поверхностью материалов и приэлектродные процессы, компрессионное сжатие плазмы, динамика примесей, перенос излучения. Научные цели диссертации включают разработку основ теории процессов на фронте ионизации и течений плазмы в КСПУ при наличии дополнительного продольного магнитного поля, разработку и применение соответствующих физико-математических моделей.

Методика исследований. В плазменных ускорителях для достаточно плотной плазмы теоретические и численные исследования процессов проводятся в рамках МГД-уравнений (см., например, ^{1-3,14,15}) с учетом различных процессов, включая электропроводность и теплопроводность, эффект Холла и перенос излучения (см., например, ¹⁶⁻¹⁷). При необходимости система МГД-уравнений дополняется уравнением кинетики ионизации и рекомбинации ¹⁸, а также уравнением электрической цепи.

Теории аксиально-симметричных течений плазмы посвящены обзоры и монографии (см., например, ^{1-3, 19-20}), а также ряд статей (см., например, [1,2,6,11]). Существенная роль в разработке КСПУ и понимании происходящих процессов отводится численным моделям. Основы численного моделирования процессов в КСПУ были заложены в ИПМ им. М.В. Келдыша РАН профессором К.В. Брушлинским, под руководством которого сформировалось научное направление по математическому моделированию различных задач плазмодинамики и плазмостатики ^{21,22}. Численным исследованиям динамики потоков в ускорителях посвящен ряд публикаций, в том числе, с участием автора (см., например, [1-4,7-11,13-17,32,34]).

¹⁴ Куликовский А.Г., Любимов Г.А. Магнитная гидродинамика. М.: Физматгиз, 1962. 246 с. (2-е изд. М.: Логос, 2005. 328 с.)

¹⁵ Брагинский С.И. Явление переноса в плазме. // Вопросы теории плазмы. / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. вып. 1. С. 183-272.

¹⁶ Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.

¹⁷ Четверушкин Б.Н. Математическое моделирование задач динамики излучающего газа. М.: Наука, 1985. 304 с.

¹⁸ Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 375 с.

¹⁹ Морозов А.И., Соловьев Л.С. Стационарные течения плазмы в магнитном поле. // Вопросы теории плазмы. / Под ред. М.А.Леонтовича. М.: Атомиздат. 1974, вып. 8. С.3-87.

²⁰ Ватажин А.Б., Любимов Г.А., Регирер С.А. Магнитогидродинамические течения в каналах. М.: Физматлит, 1970. 672 с.

²¹ Брушлинский К.В., Морозов А.И. Расчет двумерных течений плазмы в каналах. // Вопросы теории плазмы./Под ред. М.А.Леонтовича. М.: Атомиздат.1974, вып.8. С.88-163.

²² Брушлинский К.В. Математические и вычислительные задачи магнитной газодинамики. М.: Бином. Лаборатория знаний, 2009. 200 с.

Инициатором разработок ряда магнитных ловушек для удержания плазмы, нескольких поколений плазменных ускорителей и СПД являлся А.И. Морозов. Работы в данных направлениях проводились в тесном сотрудничестве и взаимодействии с НИЦ «Курчатовский институт», ГНЦ РФ ТРИНИТИ, НИЯУ МИФИ, Институтом Физики Плазмы ННЦ ХФТИ НАН, Институтом молекулярной и атомной физики НАН, МИРЭА, МГТУ им. Н.Э. Баумана, МАИ, Механико-математическим факультетом МГУ им. М.В. Ломоносова.

МГД-уравнения являются уравнениями смешанного типа. При отсутствии диссипаций они представляют собой квазилинейную систему дифференциальных уравнений гиперболического типа. В процессе численного решения гиперболической части использовались разные численные методы. При наличии всех трех компонент магнитного поля в численных моделях в общем случае требуется согласование разностных аналогов операторов (см., например, ²³). Важным фактором в МГД-моделях является также сохранение свойства соленоидальности магнитного поля. В представленных численных моделях осесимметричных течений плазмы используется вектор потенциал \mathbf{A} магнитного поля так, что $\mathbf{H} = \text{rot} \mathbf{A}$ и соотношение $\text{div} \mathbf{H} \equiv 0$ выполнено тождественно. Численным методам решения математических задач и теории разностных схем посвящен ряд монографий и обзоров (см., например, ²³⁻³²).

Большинство исследований в диссертации проведено с помощью FCT-метода с коррекцией потоков ³⁰ для решения гиперболической части уравнений. Учет проводимости и теплопроводности, обуславливающих параболическую часть, осуществляется с помощью разных подходов (см., например, ³²⁻³⁴). В работе, как правило, использовался потоковый вариант метода прогонки ³³.

²³ Самарский А.А., Тишкин В.Ф., Фаворский А.П., Шашков М.Ю. Операторные разностные схемы. // Дифференциальные уравнения. 1981. Т.17, №7. С.1317-1327.

²⁴ Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я., Крайко А.Н., Прокопов Г.П. Численное решение задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.

²⁵ Четверушкин Б.Н. Кинетические схемы и квазигазодинамическая система уравнений. М.: Макс Пресс. 2004. 328 с.

²⁶ Калиткин Н.Н. Численные методы. М.: Наука, 1978. 512 с.

²⁷ Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные методы решения задач газовой динамики. М.: Наука, 1980. 352 с.

²⁸ Днестровский Ю.Н., Костомаров Д.П. Математическое моделирование плазмы. М.: Наука, 1982. 320 с.

²⁹ Елизарова Т.Г. Квазигазодинамические уравнения и методы расчета вязких течений. М.: Научный мир, 2007. 351 с.

³⁰ Оран Э., Борис Д.П. Численное моделирование реагирующих потоков. М.: Мир, 1990. 320 с.

³¹ Куликовский А.Г., Погорелов Н.В., Семенов А.Ю. Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений. М.: Физматлит, 2001. 608 с.

³² Галанин М.П., Савенков Е.Б. Методы численного анализа математических моделей. М.: Изд. МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2010. 591 с.

³³ Дегтярев Л.М., Фаворский А.П. Потоковый вариант метода прогонки для разностных задач с сильно меняющимися коэффициентами. // ЖВМ и МФ. 1969. Т.9, № 1. С.211-218.

³⁴ Жуков В.Т. Явно-итерационные схемы для параболических уравнений. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Мат. моделир. физических процессов. 1993. № 4. С. 40-46.

Исследование динамики ионов примесей в потоке и расчеты траекторий частиц основаны на ранее разработанном методе пробных частиц [1,25,44].

Математический аппарат магнитной газодинамики основан на различных модификациях системы МГД-уравнений, отвечающих классической системе, а также двухжидкостной модели с учетом эффекта Холла. Учет тех или иных диссипативных факторов и различных процессов обусловлен деталями постановки задач. МГД-уравнения, основанные на законах сохранения и обладающие большим запасом прочности, используются для решения самых разнообразных задач плазмостатики и плазмодинамики.

Научная новизна и ценность исследований. В ИПМ им. М.В. Келдыша автором диссертации были разработаны новые модели различного уровня сложности и созданы соответствующие компьютерные коды, предназначенные для комплексного исследования процессов в КСПУ. На основе разработанных моделей сформировались новые направления исследований и получены новые результаты, отраженные в диссертации. Кроме того, проведенные исследования обеспечили решение научной проблемы теоретического обоснования нового класса установок КСПУ с дополнительным продольным магнитным полем.

Научная и практическая значимость. Представленные в диссертации новые результаты важны для понимания физики процессов в КСПУ и определяют пути дальнейшей модернизации плазменных ускорителей.

Научная ценность диссертационной работы состоит в разработке нового теоретического подхода в изучении течений ионизирующегося газа и основ теории нового направления исследований динамики потоков плазмы в КСПУ при наличии дополнительного продольного магнитного поля.

Практическая значимость работы связана с разработкой различных моделей и комплексными исследованиями, которые использованы в практических приложениях, направленных на модернизацию КСПУ.

На защиту выносятся следующие положения:

1. Модели течений ионизирующегося газа в канале ускорителя и неравновесная природа процессов на фронте ионизации, выявленная в рамках МГД-уравнений, дополненная уравнением кинетики ионизации и рекомбинации. Основы теории процесса ионизации и структура фронта ионизации в канале плазменного ускорителя с азимутальным магнитным полем.
2. Основы теории стационарных двумерных осесимметричных течений плазмы в канале КСПУ при наличии дополнительного продольного магнитного поля, разработанные с помощью МГД-модели с учетом эффекта Холла для идеально проводящей плазмы в приближении плавного канала. Влияние продольного магнитного поля на эффект Холла.
3. Двумерная численная модель осесимметричных течений плазмы в канале при наличии продольного магнитного поля, основанная на классических МГД-уравнениях с учетом конечной проводимости среды. Динамические характеристики вращающихся потоков плазмы в канале ускорителя.
4. Течения плазмы при использовании различных газов: сравнение интегральных характеристик потоков в канале и компрессионных течений на выходе из плазменного ускорителя с азимутальным магнитным полем.

5. Особенности компрессионных потоков плазмы при наличии продольного магнитного поля. Эффект генерации магнитного поля на конической ударной волне - пример гидромагнитного или МГД-динамо.
6. МГД-модель двумерных осесимметричных течений плазмы с учетом эффекта Холла и тензора проводимости среды.
 - а) Приэлектродные процессы в канале ускорителя с непроницаемыми эквипотенциальными электродами. Сопоставление теоретических, расчетных и экспериментальных данных, определяющих возникновение явления кризиса тока за счет эффекта Холла. Условие стационарности течений плазмы в отсутствие приэлектродных неустойчивостей, предшествующих кризису тока. Влияние продольного магнитного поля.
 - б) Динамика плазмы в режиме ионного токопереноса с проницаемыми электродами. Отсутствие приэлектродных неустойчивостей для данного режима. Влияние продольного поля на протекание плазмы через электроды. Формирование токовых слоев для сильного продольного поля.

Обоснованность и достоверность результатов обеспечивается использованием моделей различного уровня сложности и применением хорошо зарекомендовавших себя вычислительных методов. Верификация моделей и решений осуществлялась на основе сопоставления результатов расчетных исследований, полученных в разных моделях, включая аналитические построения. Использовались средства внутреннего контроля, в том числе сравнение результатов расчетов, полученных на разных сетках. Валидация моделей и результатов исследований проводилась путем сопоставления с имеющимися экспериментальными данными. Результаты исследований обсуждались на многочисленных конференциях и семинарах.

Апробация работы. Результаты работы докладывались на семинарах Института прикладной математики им. М.В. Келдыша; Троицкого института инновационных и термоядерных исследований (ГНЦ ТРИНИТИ); Механико-математического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова; Института механики МГУ им. М.В. Ломоносова (семинар по механике сплошных сред под рук. А.Г. Куликовского, В.П. Карликова и О.Э. Мельника), а также на следующих конференциях, школах и съезде: Международной конференции по неравновесным процессам в соплах и струях (Истра, 2000; Санкт-Петербург, 2002; Самара, 2004; Санкт-Петербург, 2006); Международной конференции по вычислительной механике и современным прикладным программным системам (Истра, 2001; Владимир, 2003; Алушта, 2009); Всероссийской научной конференции “Краевые задачи и математическое моделирование” (Новокузнецк, 2001, 2004, 2006); Международной конференции «Уравнения состояния вещества» (Эльбрус, 2002, 2006, 2008); Международной конференции “Plasma Physics and Controlled Fusion” (Алушта, Крым, Украина, 2002, 2004, 2006, 2008, 2010, 2012); Всероссийской конференции “Аэродинамика и газовая динамика в XXI веке”, посвященной 80-летию академика Г.Г. Черного (Москва, МГУ им. М.В. Ломоносова, 2003); Международной конференции “Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики” (Алушта, Крым, Украина, 2003, 2004, 2005,

2006, 2007, 2008); Всероссийской конференции “Теоретические основы и конструирование численных алгоритмов для решения задач математической физики с приложением к многопроцессорным системам” посвященная памяти К.И.Бабенко (Дюрсо, 2004); Международной конференции ”Воздействие интенсивных потоков энергии на вещество” (Эльбрус, 2005, 2007, 2009); Международной конференции AIAA “Plasmadynamics and Lasers” (США, 2006); школе-семинаре по Магнитоплазменной аэродинамике (Институт высоких температур РАН, 2008, 2009, 2010); Международной конференции “Современные проблемы вычислительной математики и математической физики” (МГУ им. М.В. Ломоносова, 2009); Всероссийской конференции “Математика в приложениях”, приуроченной к 80-летию академика С.К. Годунова (Новосибирск, 2009); Всероссийской научной конференции “Фундаментальные и прикладные вопросы механики и процессов управления”, посвященная 75-летию со дня рождения академика В.П. Мясникова (Владивосток, 2011); Всероссийском съезде по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики (Нижний Новгород, 2011).

Личный вклад автора. Основные работы проведены и опубликованы автором на протяжении последних 10 – 12 лет. Исследования включали физическую и математическую постановку задач, разработку моделей, применение вычислительных методов, составление компьютерных кодов, расчеты и анализ результатов. Большинство работ опубликовано без соавторов. В некоторых совместных работах личный вклад автора являлся определяющим.

Реализация и внедрение результатов работы. На протяжении многих лет исследования выполнялись в рамках научных планов ИПМ им. М.В. Келдыша РАН и программ Президиума РАН, поддерживались грантами Российского фонда фундаментальных исследований, в которых автор выступал в качестве исполнителя (7 проектов) и руководителя (№ 06-02-16707_a; № 12-02-90427_Укр_a). Результаты исследований использовались для обоснования и разработки концепции КСПУ нового поколения. В рамках проекта РФФИ № 06-02-16707_a в ТРИНИТИ была сконструирована и реализована новая экспериментальная установка КСПУ с продольным магнитным полем [12]. Проведенные эксперименты подтвердили возможность функционирования установки в качестве одной из возможных модификаций КСПУ.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения и списка цитируемой литературы, который включает 323 наименования. Диссертация содержит 273 страницы, 66 рисунков и 3 таблицы.

Содержание работы

Во **введении** обсуждается современное состояние исследований плазменных ускорителей, обосновывается актуальность, формулируются цели работы и положения, выносимые на защиту, изложены методы исследований, аргументируется научная новизна и обсуждается практическая значимость проведенных исследований, приводятся сведения об апробации работы.

В **первой главе** представлена иерархия численных моделей течений ионизирующегося газа и рассмотрены процессы, происходящие на фронте

ионизации в канале плазменного ускорителя с азимутальным магнитным полем. Процесс ионизации происходит в небольших ускорителях¹⁻³, в которых разрядный ток не превышает 100 кА. Численное моделирование течений в каналах (см., например,^{1-3,21,22} и [1,2,4,19,35,36,43]) сыграло существенную роль в изучении свойств потоков ионизирующегося газа. В ускорителях процесс ионизации сопровождается резким падением плотности среды в отличие от процессов в ионизирующих ударных волнах. При определенных условиях фронт ионизации является устойчивым образованием. В ряде случаев наблюдается развитие периодических режимов в процессе ионизации газа^{1-3,21,22} и [27]. Аналогичные пульсирующие режимы наблюдаются в расчетах Т-слоев³⁵ и в МГД-течениях с выключением электропроводности³⁶.

В разделе 1.1 осуществляется вывод модифицированной системы МГД-уравнений, которая единым образом описывает переход от слабоионизованной среды к плазме. В основе модели течений ионизирующегося газа лежат уравнения переноса трёхкомпонентной среды¹⁵, состоящей из атомов, электронов и ионов, а также уравнений Максвелла для электромагнитного поля, в которых пренебрегаем инерцией электронов $m_e \ll m_i = m_a = m$ и током смещения. Учитывая параметры среды, можно считать, что скорости компонент равны между собой $\mathbf{V}_a = \mathbf{V}_i = \mathbf{V}_e = \mathbf{V}$. Возможное незначительное превышение электронной температуры T_e над T_i и T_a не является существенной деталью исследований. Соответственно полагаем, что $T_a = T_i = T_e = T$.

В результате преобразований приходим к следующей системе

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \mathbf{V} &= 0; & \rho \frac{d \mathbf{V}}{d t} + \nabla P &= \frac{1}{c} [\mathbf{j}, \mathbf{H}] \\ \rho \frac{d \varepsilon}{d t} + P \operatorname{div} \mathbf{V} &= \frac{\mathbf{j}^2}{\sigma} - \operatorname{div} \mathbf{q} + Q_{mp} - Q_{uzl} & (1) \\ \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} &= \operatorname{rot} [\mathbf{V}, \mathbf{H}] - c \operatorname{rot} \frac{\mathbf{j}}{\sigma}; & \mathbf{j} &= \frac{c}{4\pi} \operatorname{rot} \mathbf{H}; & \frac{d}{d t} &= \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{V}, \nabla) \\ \rho &= m(n_a + n_i); & P &= (1 + \alpha) k_B n T = (\gamma - 1) \rho \varepsilon; & \mathbf{q} &= -\kappa \nabla T \end{aligned}$$

Данную систему (см., например,^{21,22} [1,2,4,29-31]) вместе с известными способами определения α , σ , ε и κ следует рассматривать как обобщение классической магнитной газодинамики¹⁴ на случай частично ионизованной плазмы. Система (1) лежит в основе трех моделей процесса ионизации с различными способами определения степени ионизации.

³⁵ Тихонов А.Н., Самарский А.А., Заклязьминский Л.А., Волосевич П.П., Дегтярев Л.М., Курдюмов С.П., Попов Ю.П., Соколов В.С., Фаворский А.П. Нелинейный эффект образования самоподдерживающегося высокотемпературного электропроводного слоя газа в нестационарных процессах магнитной гидродинамики. // ДАН СССР. 1967. Т. 173, № 4. С. 808-811.

³⁶ Бармин А.А., Глинов А.П., Куликовский А.Г. Возникновение периодических режимов в стационарных сверхзвуковых МГД-течениях вследствие выключения электропроводности среды. // Известия АН СССР. МЖГ. 1985. № 4. С. 138-149.

В отличие от классической МГД-динамики давление P и внутренняя энергия ε содержат степень ионизации $\alpha = n_e / n$. Здесь $n = n_a + n_i$ и $\rho = m(n_a + n_i)$ - концентрация и плотность тяжелых частиц для квазинейтральной среды $n_e = n_i$. В общем случае внутренняя энергия содержит дополнительные слагаемые, позволяющие учесть влияние тех или иных факторов, в частности, потери энергии на ионизацию, пропорциональные цене иона $\varepsilon_R = \zeta I$, где $I = 13.56 \text{ эВ}$ - потенциал ионизации атома водорода. Внутренняя энергия на единицу массы в уравнениях (1) задается в виде $\varepsilon = c_v T(1 + \alpha) + \zeta \alpha I / m$. В этом разделе приводятся оценки применимости соответствующих приближений, формулы для расчета электропроводности и теплопроводности среды, переноса излучения и потерь энергии на излучение. В частности, электропроводность трехкомпонентной среды определяется формулой $\sigma = \frac{e^2 n_e \tau_e}{m_e} = \frac{e^2 n_e}{m_e \nu_e}$, где τ_e и $\nu_e = 1/\tau_e$ - характерное время и частота столкновений электронов с другими частицами. Последняя складывается из частот столкновений с атомами и ионами (см., например,^{14,15}) $\nu_e = \nu_{ea} + \nu_{ei}$; $\nu_{ea} = \langle V_e \rangle S_{ea}^* n_a$; $\nu_{ei} = \langle V_e \rangle S_{ei}^* n_i$; где S_{ea}^* и S_{ei}^* - эффективные сечения столкновений электрона с атомами и ионами.

В разделе 1.2 даны безразмерная форма МГД-уравнений и основные безразмерные параметры задачи, участвующие в численных моделях. В качестве единиц измерения могут быть выбраны соответствующие размерные величины, например, длина канала либо его части L , такие термодинамические величины, как характерная концентрация или плотность газа на входе в канал ускорителя n_0 ($\rho_0 = m n_0$), а также температура T_0 . Одной из единиц измерения электромагнитных величин является характерная величина азимутального магнитного поля на входе в канал H_0 , которая определяется разрядным током в системе J_p , так что $H_0 = 2 J_p / c R_0$, где R_0 - характерный радиус канала. С помощью данных величин формируются единицы: давления - $P_0 = H_0^2 / 4\pi$, скорости - $V_0 = H_0 / \sqrt{4\pi\rho_0}$, времени - $t_0 = L / V_0$, электрического поля - $E_0 = H_0 V_0 / c$ и тока в плазме $j_0 = c H_0 / 4\pi L$. К безразмерным параметрам относятся отношение характерного газового давления к магнитному $\beta = 8\pi P_0 / H_0^2$ ($P_0 = k_B n_0 T_0$) и $\nu = 1 / \text{Re}_m = c^2 / 4\pi L V_0 \sigma$ - магнитная вязкость, обратно пропорциональная магнитному числу Рейнольдса.

В разделе 1.3 изложена постановка задачи о течении ионизирующегося газа в осесимметричном случае $\partial / \partial \varphi \equiv 0$. При наличии азимутальной компоненты магнитного поля $\mathbf{H} = (0, 0, H_\varphi)$ в цилиндрической системе координат скорость имеет две компоненты $\mathbf{V} = (V_z, V_r, 0)$ и все переменные зависят от r и z . Постановка граничных условий предполагает, что на входе в канал ($z = 0$) осуществляется дозвуковая подача среды с известными значениями плотности

и температуры $\rho(r) = f_1(r)$, $T(r) = f_2(r)$. Без учета уравнения электрической цепи ток поддерживается постоянным и поступает в систему только через электроды, т.е. при $z = 0$ имеем $j_z = 0$ или $r H_\varphi = r_o = const$ ($r_o = R_o / L$).

Граничные условия на электродах $r = r_a(z)$ и $r = r_k(z)$, образующих стенки канала, предполагают эквипотенциальность электродов $E_\tau = 0$ и непроницаемость их поверхности $V_n = 0$.

На выходе для трансзвуковых потоков имеем свободное вытекание плазмы. В средней части канала происходит переход скорости потока через скорость быстрой магнитозвуковой волны или скорость сигнала¹⁻³ при наличии азимутальной компоненты поля: $C_f = \sqrt{C_g^2 + C_A^2}$, $C_g^2 = \gamma P / \rho$, $C_A^2 = H^2 / 4\pi \rho$. На оси системы при изучении компрессионных течений на выходе из ускорителя ставятся условия осевой симметрии: $H_\varphi = 0$, $V_r = 0$. Приведенные граничные условия являются традиционными для численных моделей.

В разделе 1.4 рассмотрена модель течения ионизирующегося газа со скачком проводимости при учете уравнения электрической цепи для расчета осциллограмм тока и напряжения. Слабоионизованному газу перед фронтом ионизации приписывается малая проводимость $\sigma_1 = const$, а за фронтом в плазме имеем спитцеровскую проводимость $\sigma_2 \sim T^{3/2}$. Процесс ионизации моделируется скачком проводимости ($\sigma_1 \ll \sigma_2$) при условии, что температура среды достигает некоторого критического значения T_* , т.е.

$$\frac{1}{\nu} = Re_m = \begin{cases} \sigma_1, & \text{если } T < T_* \\ \sigma_2 = \sigma_{20} T^{3/2}, & \text{если } T \geq T_* \end{cases}$$

При этом степень ионизации α , соответственно и давление, также скачкообразно меняются при достижении температурой значения T_* . Модель была реализована в исследованиях течений ионизирующегося газа в квазиодномерном приближении и в двумерных расчетах (см., например,^{1-3,21,22} [1,2,29,30]) в каналах разной геометрии. Рассмотрим пример течения ионизирующегося газа со скачком проводимости в двумерной постановке задачи, отвечающей экспериментам для малых коаксиальных ускорителей первой ступени КСПУ. Давление газа на входе равно $P_o = 10 \text{ торр}$ при $n_o = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $T_o = 1000^\circ \text{ K}$. Кроме того, заданы $\rho(r) = 1$ и $T(r) = 1$ на входе, $T_* = 10$, $\alpha_{in} = 10^{-4}$, $L = 19 \text{ см}$, $J_o = 45 \text{ кА}$. При этом имеем $\sigma_1 = 0.28$, $\sigma_{02} = 0.23$, $\beta = 0.027$, $V_o = 2.76 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, $t_o = 6.9 \text{ мкс}$. На рис. 3 представлены распределения а) температуры и в) электрического тока в момент времени $t = 71 \text{ мкс}$ ($J = 45 \text{ кА}$) после начала разряда конденсаторной батареи. Линия уровня $T = T_*$ на рис. 3а изображает положение фронта ионизации. В процессе разряда картина течения сохраняется на качественном уровне.

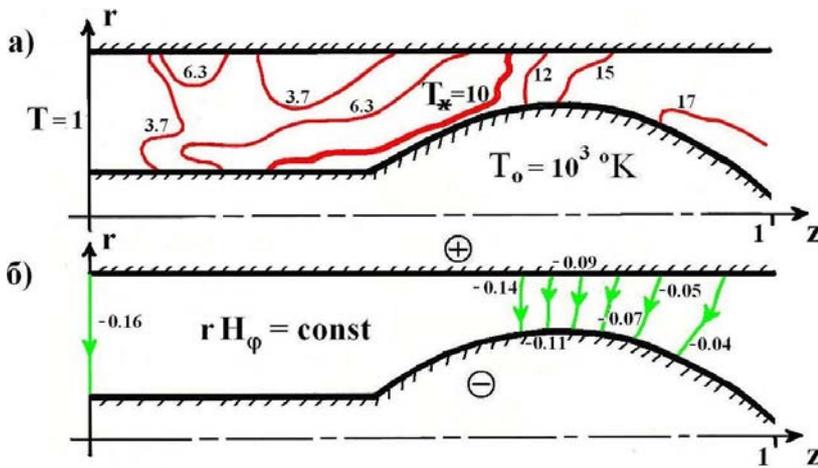


Рис. 3. Изолинии а) температуры и б) электрический ток

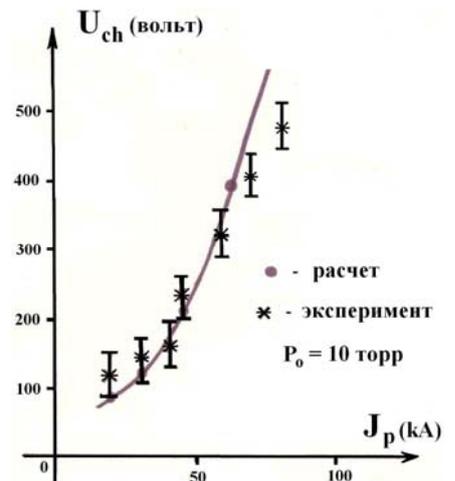


Рис. 4. Вольт-амперная характеристика разряда

Получено хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных для вольт-амперных характеристик разряда (рис. 4): зависимости максимального напряжения на канале от максимального значения разрядного тока в электрической цепи. **Раздел 1.5** посвящен исследованиям течений ионизирующегося газа в приближении локального термодинамического равновесия (ЛТР). При этом уравнение Саха

$$\frac{n_i n_e}{n_a} = K_1(T) = \frac{2 \sum_i}{\sum_a} \left(\frac{m_e k_B T}{2 \pi \hbar^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{I}{k_B T}\right)$$

определяет степень ионизации $\alpha = -K_1(T) / 2n + \sqrt{(K_1(T) / 2n)^2 + K_1(T) / n}$ как функцию температуры и концентрации в любой точке канала. На рис. 5 при тех же значениях исходных параметров и заданных на входе $\rho = 4$ и $T = 0.25$ приведен пример расчета течения ионизирующегося газа в двумерной постановке задачи в модели ЛТР [31]. Для компрессионного течения на выходе из ускорителя, в частности, на оси системы $r = 0$ на расстоянии $z = z_{\text{экс}} = 13 \text{ см}$ от среза канала, были получены экспериментальные данные в ХФТИ, которые соответствуют результатам расчетов (см. таблицу 1).

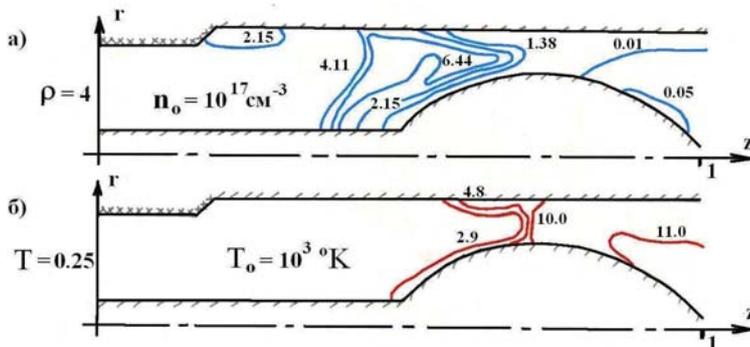


Рис.5. Изолинии а) плотности, б) температуры

Таблица 1. Сравнение расчетных и экспериментальных данных в приближении ЛТР

$z = 13 \text{ см}$ $r = 0$	$n \cdot 10^{-15}$ (см^{-3})	$V \cdot 10^{-6}$ ($\text{см}/\text{с}$)	T (эВ)
Эксперимент	3 - 4	4 - 6	2 - 3
Расчет	2.4	6.0	2.4

Недостатком указанных численных моделей течения ионизирующегося газа в канале является то обстоятельство, что фронт ионизации в расчётах оказался достаточно размытым. Узкий фронт ионизации в соответствии с

экспериментальными данными удалось получить в рамках численной модели [4,36,42], основанной на системе МГД-уравнений для трёхкомпонентной среды, дополненной уравнением кинетики ионизации и рекомбинации.

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div}(n_e \mathbf{V}_e) = n_a n_e \beta_{cm} - n_e^2 n_i \alpha_{cm} + F_e - n_e G_e \quad (2)$$

Данная модель представлена в **разделе 1.6** в рамках квазиодномерного приближения, поскольку в потоках ионизирующегося газа основной интерес представляет зависимость параметров от продольной координаты канала ускорителя, а изменением переменных в поперечном направлении можно пренебречь. Основной вклад в коэффициенты ионизации и рекомбинации вносят ступенчатые процессы, отвечающие переходам электронов на ближайшие энергетические уровни атома и определяемые с помощью модифицированного диффузионного приближения¹⁸:

$$\alpha_{cm}^{-1} = 2 \sum_i n_e \left(\frac{2 \pi m_e k_B T_e}{h^2} \right)^{3/2} \sum_{k \geq 1} \frac{\exp(-E_k / k_B T_e)}{g_k z_{k,k+1}}; \quad \beta_{cm} = \alpha_{cm} K_1$$

Вклад прямой ионизации и рекомбинации, а также фотоионизации и рекомбинации, является не значительным. Представленные в разделе исследования и примеры расчетов (см. например, рис. 6) позволили выявить новые свойства течений ионизирующегося газа и существенно уточнить результаты прежних исследований, в том числе в приближении локального термодинамического равновесия. Оказалось, что правая часть в уравнении (2) или функция D на рис. 6е существенно отличается от нуля в окрестности фронта, что явным образом демонстрирует неравновесную природу процессов на фронте ионизации. В **разделе 1.7** диссертации и **п. 1 основных результатов** автореферата сформулированы выводы к первой главе.

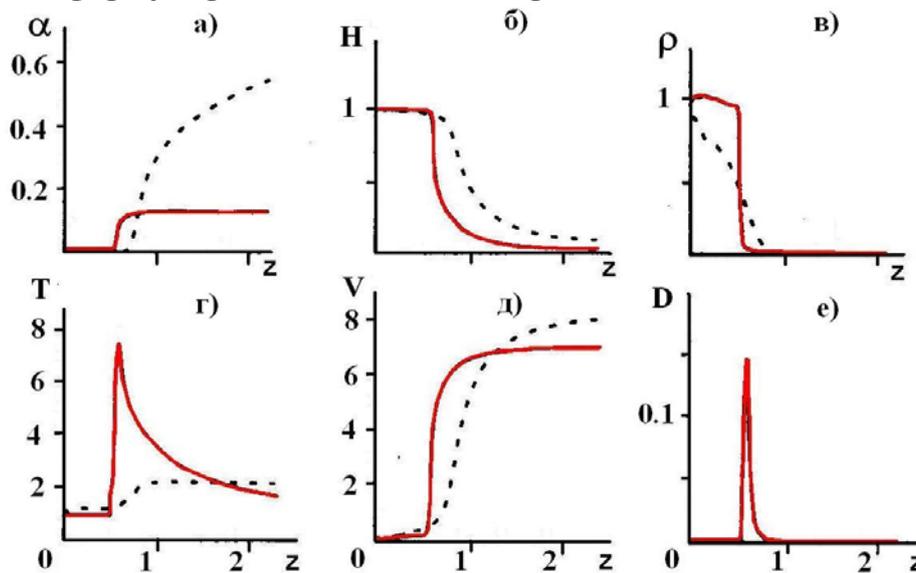


Рис. 6. Распределение параметров в потоке ионизирующегося газа в рамках модифицированного приближения (сплошные кривые) и в случае ЛТР (штриховые линии)

для $n_0 = 2.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T_0 = 4000 \text{ }^\circ\text{K}$, $J_p = 50 \text{ кА}$, $\alpha_{en} = 5 \cdot 10^{-7}$:

- а) степень ионизации, б) магнитное поле, в) плотность, г) температура, д) скорость, е) отклонение от равновесия, где D отвечает правой части уравнения (2)

Вторая глава посвящена основам теории процесса ионизации в каналах квазистационарных плазменных ускорителей с азимутальным магнитным полем [20,42]. Процесс ионизации имеет ряд отличительных особенностей. Если температура и степень ионизации резко возрастают на фронте ионизации, то плотность среды резко падает в отличие от процессов в ионизирующих ударных волнах (см., например, ^{14,31,37-38}). Это связано с протеканием значительного тока в плазме в окрестности фронта, что приводит к существенному росту скорости. В **разделе 2.1** приведены законы сохранения, дополненные следствием закона Ома и уравнением кинетики ионизации и рекомбинации, при условии, что магнитное и электрическое поля взаимно перпендикулярны и параллельны плоскости стационарного фронта ионизации, а направление движения ортогонально данной плоскости ($\mathbf{H} \perp \mathbf{E} \perp \mathbf{V}$). В декартовой системе координат оси x свяжем с направлением движения. Диссипативными процессами, обусловленными молекулярной вязкостью и теплопроводностью, пренебрегаем. Ограничимся случаем, когда отлична от нуля только магнитная вязкость. Тогда течение в пределах стационарной структуры описывается в безразмерной форме следующей системой [42]

$$\frac{d\alpha}{dx} = \frac{\alpha}{\dot{m}U^3} F_{\beta\alpha}; \quad F_{\beta\alpha} = (1-\alpha)U\tilde{\beta}_{ion} - \alpha^2\tilde{\alpha}_{rec} \quad (3)$$

$$\frac{dH}{dx} = \frac{\dot{m}}{\nu} \varphi; \quad \varphi = HU + \frac{E}{\dot{m}} \quad (4)$$

$$\beta(1+\alpha)T/2 = V(\Gamma - \dot{m}^2 U - H^2/2) \quad (5)$$

$$\alpha = \alpha_0 + F(U, H)/2(\gamma-1)C_1 \quad (6)$$

$$F(U, H) = (\gamma+1)\dot{m}^2 U^2 + \gamma(H^2 - 2\Gamma)U + 2(\gamma-1)(EH/\dot{m} + \mathcal{E})$$

где $U = 1/\rho$, $V = V_x$, $E = E_z$, $H = H_y$, $C_1 = 0.5\beta\zeta T^*$, $\Gamma = \Gamma_x$ - составляющая импульса, $\dot{m} = \rho V$ - поток массы или расход.

Решение задачи о структуре соединяет стационарные состояния, в которых правые части (3) и (4) равны нулю. Перед фронтом газ является слабоионизованным так, что $\alpha \rightarrow 0$. Поскольку $\nu^{-1} \sim \alpha$, правые части уравнений (3) и (4) обращаются в нуль при $\alpha = 0$. Тем самым, состояние нейтрального газа перед фронтом ионизации отвечает одному из стационарных состояний системы уравнений. За фронтом могут быть точки, совпадающие с особыми стационарными точками A_k системы МГД-уравнений, в которых $\frac{d\alpha}{dx} = 0$, $\frac{dH}{dx} = 0$, $\frac{dU}{dx} = 0$. Задача свелась к изучению процессов в трехмерном пространстве (H, U, α) на поверхности Σ , задаваемой формулой (6).

³⁷ Бармин А.А., Куликовский А.Г. Об ударных волнах, ионизирующих газ, находящихся в электромагнитном поле. // ДАН СССР. 1968. Т. 178, № 1. С. 55-58.

³⁸ Попов Ю.П. К расчету магнитогидродинамических ударных волн, ионизирующих газ. // ЖВМ и МФ. 1970. Т. 10, № 5. С. 1238-1246.

Будем считать, что перед фронтом степень ионизации $\alpha = 0$ для значений $H = 1$ и $U = 1$ в безразмерных переменных. В соответствии с выбранной “нормировкой” параметр \mathcal{E} , отвечающий энергии, исключается из рассмотрения. Параметры \dot{m} , E , Γ , β могут быть взяты, например, из численного эксперимента. Продифференцировав (6), с учетом (3) и (4) получим

$$\frac{dU}{dH} = \frac{F_1}{F_2} \quad (7)$$

где $F_1 = G F_{\beta\alpha} - F'_H \varphi$, $F_2 = F'_U \varphi$, $G = 2(\gamma - 1) C_1 v \alpha / \dot{m} U^3$.

В разделе 2.2 обсуждается поведение ряда величин, используемых для изучения структуры фронта ионизации. Согласно соотношению (6) степень ионизации α является однозначной функцией H и U . Поэтому процессы в пространстве (H, U, α) удобно рассматривать в проекции на плоскость (H, U) . На рис. 7 изображены основные кривые, участвующие в исследовании. **Кривая 1** отвечает $\alpha = 0$ согласно (6). **Кривая 2** соответствует МГД-гиперболе $\varphi = 0$ согласно (4). **Кривая 3** на рис. 7 определяет горизонтальную изоклину: $F_1 = 0$ в соотношении (7). Звуковая парабола, представленная **кривой 4** и определяемая соотношением $V_x^2 = \gamma P / \rho$, делит плоскость (H, U) на области дозвукового и сверхзвукового течений. В этом случае имеем $(\gamma + 1) \dot{m}^2 U = \gamma \Gamma - \gamma H^2 / 2$. Звуковая парабола и МГД-гипербола являются вертикальными изоклинами так, что $F_2 = 0$ в уравнении (7). Переход через магнитогазодинамическую скорость звука $V_x^2 = (\gamma P + H^2) / \rho$ характеризуется кривой Жуге (**парабола 5** на рис. 7), задаваемой соотношением $(\gamma + 1) \dot{m}^2 U = \gamma \Gamma + (2 - \gamma) H^2 / 2$. Условию $F_{\beta\alpha} = 0$ в (3) отвечает равновесная **кривая 6**. Наконец, парабола $T = 0$, определяемая соотношением $H^2 + 2 \dot{m}^2 U - 2 \Gamma = 0$, представлена на рис. 7 **кривой 7**.

Стационарные особые точки A_1 и A_2 лежат на МГД-гиперболе. Их точное местоположение определяется пересечением кривых 2 и 6. Из (7) видно, что в этих точках справедливы равенства $F_1 = 0$ и $F_2 = 0$.

Кроме стационарных особых точек A_1 и A_2 может существовать особая точка D_2 , лежащая на звуковой параболе 4. Только в этой точке возможен непрерывный переход через газодинамическую скорость звука. Точное положение точки D_2 определяется пересечением кривых 3 и 4.

В разделе 2.3 представлены типичные поля направлений интегральных кривых и проведен анализ особых точек. В частности, на рис. 8 для $\Gamma = 0.58$; $E = -1.9$; $\beta = 0.15$; $\zeta = 2$; $T^* = 39.13$ и $\dot{m} = 0.12$ дано распределение поля единичных векторов $\vec{\tau} = \left(\vec{i}_H + U'_H \vec{j}_U \right) / \sqrt{1 + \left(U'_H \right)^2}$, касательных к интегральным кривым, где $U'_H = dU / dH$ определяется формулой (7). Указанные параметры

соответствуют расчету, представленному в работе [4] и на рис. 6. Поля направлений интегральных кривых изображены в областях, где $\alpha > 0$ и $T > 0$.

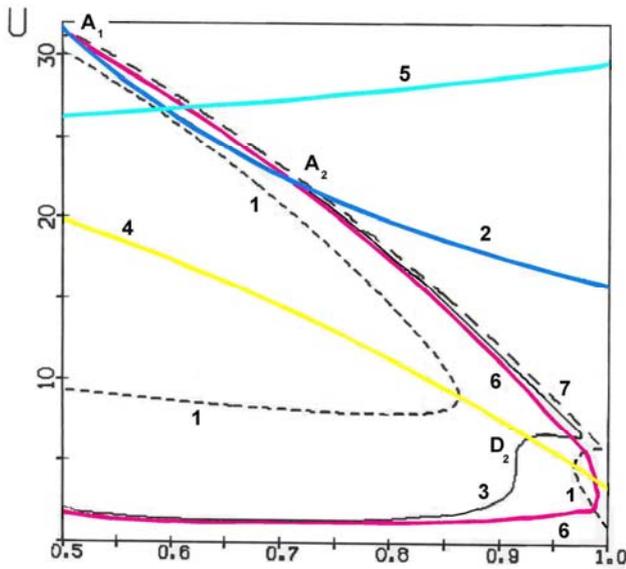


Рис. 7. Поведение основных величин для изучения структуры в плоскости (H, U)

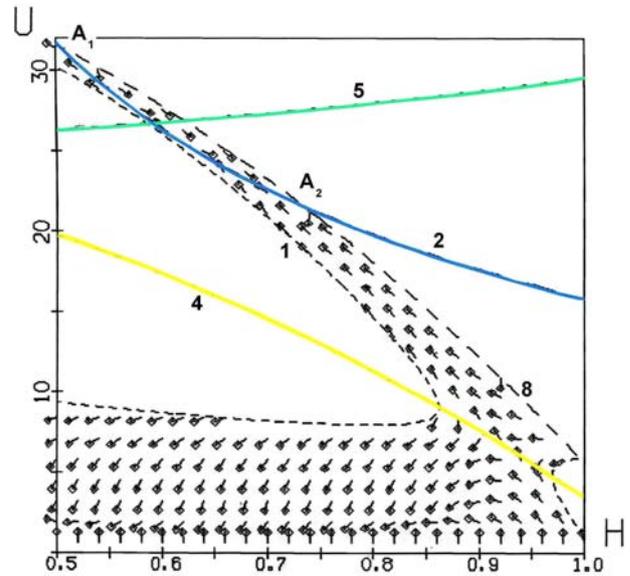


Рис. 8. Поле единичных векторов, касательных к интегральным кривым

Проведен анализ интегральных кривых в окрестности особых точек A_1 и A_2 . С этой целью для уравнения (7) рассмотрена эквивалентная автономная систему из двух дифференциальных уравнений в окрестности равновесия A_k :

$$\frac{dU}{dt} = F_1(U, H); \quad \frac{dH}{dt} = F_2(U, H). \text{ Искомые функции представляются в виде}$$

$U = U_k + \Delta U = U_k + A_U e^{\lambda t}; \quad H = H_k + \Delta H = H_k + A_H e^{\lambda t}$. Линеаризовав систему в окрестности точек A_k получим соответствующую линейную однородную систему с постоянными коэффициентами. Как показали исследования, корни характеристического уравнения $\lambda^2 - p\lambda + q = 0$, имеют действительные различные значения в окрестности точек A_k . В этом случае фазовые траектории линеаризованной и нелинейной систем в окрестности точек A_k имеют одну и ту же топологическую структуру.

Точка A_1 всегда расположена в области сверхсигнального течения, выше линии Жуге. В этой точке при $\varphi = 0$ легко определить, что собственные значения λ_1 и λ_2 разных знаков. Поэтому точка A_1 , если она существует, лежит в области $\alpha > 0$, $T > 0$ и всегда является седлом. На рис. 9а схематично представлена картина интегральных кривых в окрестности A_1 . Направления собственных векторов $\vec{\xi}_1$ и $\vec{\xi}_2$ для двух значений λ определяются в плоскости

$$(H, U) \text{ с помощью соотношения } \xi_A = \frac{\Delta U}{\Delta H} = \frac{A_U}{A_H} = \frac{\lambda - 2\gamma H \varphi - F'_u U}{2(\gamma + 1)\dot{m}^2 \varphi + F'_u H}.$$

Стационарное состояние A_2 расположено ниже линии Жуге. Собственные

На рис. 10а схематично представлена картина интегральных кривых в окрестности точки D_2 . Детальная картина поля единичных векторов, касательных к интегральным кривым вблизи точки D_2 , изображена на рис. 10б и соответствует указанным выше параметрам расчета в [4], представленного на рис. 6, включая расход $\dot{m} = 0.12$. При изменении полярности электродов магнитное и электрическое поле меняют знаки. Поэтому представленные картины симметричны, и точка D_1 будет отвечать случаю $H < 0$.

В разделе 2.4 процесс ионизации рассмотрен как движение вдоль интегральных кривых в плоскости переменных (H, U) . Эти переменные использованы для описания течения ионизирующегося газа в пределах узкого фронта ионизации. Ионизация газа, связанная с переходом через газодинамическую скорость звука $V_x^2 = \gamma P / \rho$, предполагает прохождение интегральной кривой через газовую параболу в особой точке D_2 вдоль направления $\vec{\xi}_1$ (рис. 10б). Решив численно уравнение (7) или эквивалентную автономную систему с начальными данными на прямой $\vec{\xi}_1$ в окрестности D_2 , найдем интегральную кривую, вдоль которой возможен переход из дозвуковой области в сверхзвуковую область. Соответствующая интегральная кривая представлена сплошной линией со стрелками на рис. 11а для $\dot{m} = 0.12$. В сверхзвуковой области, не доходя линии Жуге 5, кривая поворачивает на МГД-гиперболе, движется вдоль нее в направлении A_2 и заканчивается в этой точке, являющейся устойчивым узлом. При этом выход в точку A_1 невозможен.

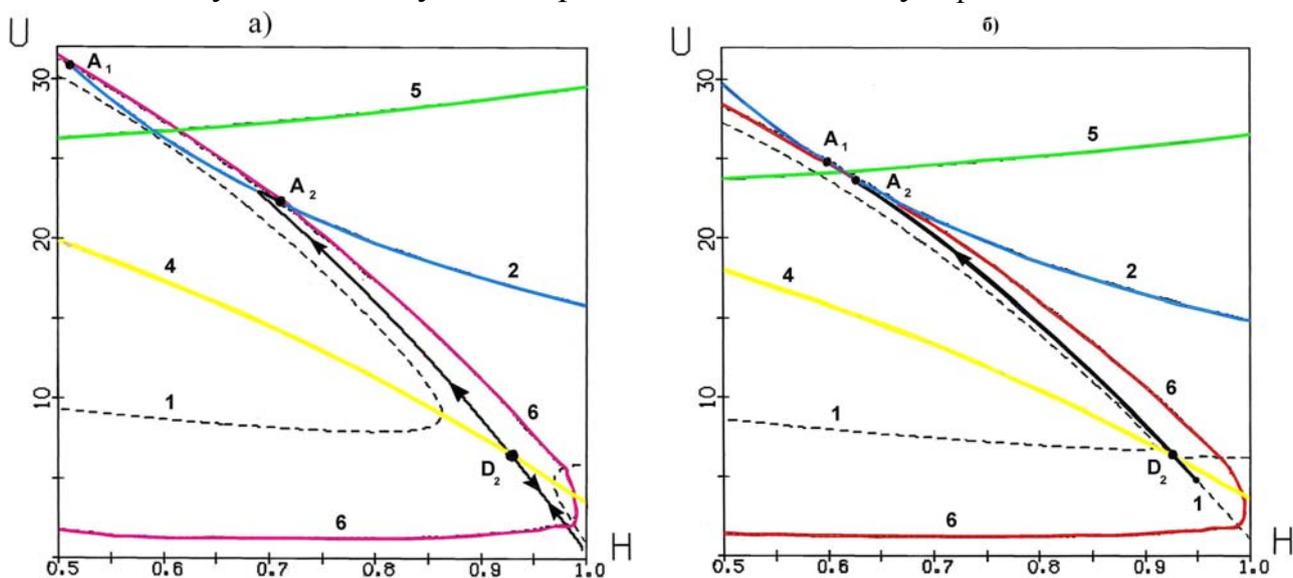


Рис. 11. Примеры интегральных кривых (сплошные линии черного цвета со стрелками) а) в отсутствии структуры фронта $\dot{m} = 0.12$ и б) при наличии структуры $\dot{m} = 0.1279$

В дозвуковой области интегральную кривую также можно рассчитать в направлении противоположном $\vec{\xi}_1$ (см. рис. 10б). На рис. 11 сплошные кривые в дозвуковой области отвечают движению вдоль интегральных кривых при условии их последующего прохождения через особую точку D_2 . На рис. 11а

видно, что интегральная кривая не пересекает кривую 1 ($\alpha = 0$). Это означает, что в данном примере процесс ионизации нельзя рассматривать как переход из одного стационарного состояния ($\alpha = 0$) в другое стационарное состояние. В этом случае структура фронта ионизации отсутствует.

Варьирование параметров задачи позволило выявить структуру фронта ионизации в общепринятом смысле. Если положить, что в исходной стационарной точке $\alpha = 0$ не только для значений $H = 1$ и $U = 1$, но также и для $T = 1$, то из (5) получим соотношение, связывающее поток импульса и расход $\Gamma = 0.5 + \beta / 2 + \dot{m}^2$. Данная связь сокращает число варьируемых параметров и облегчает поиск структуры. С учетом этой связи для $\dot{m} = 0.1279$ на рис. 11б представлен соответствующий пример интегральной кривой, отвечающий структуре фронта ионизации. В сверхзвуковой области (рис. 11б) интегральная кривая, выходящая из D_2 вдоль направления ξ_1 , заканчивается в A_2 , близко расположенной к A_1 . В дозвуковой области (рис. 11б) интегральная кривая пересекает линию $\alpha = 0$ (кривая 1), т.е. процесс ионизации начинается также из стационарного состояния, связанного с течением нейтрального газа.

Раздел 2.5 содержит пример течения ионизирующегося газа в канале с протяженным участком постоянного сечения [42]. Данный пример иллюстрирует возможность того, что процесс ионизации может завершиться на фронте в стационарной особой точке, отвечающей устойчивому узлу, а дальнейшее ускорение ионизованной среды за фронтом в рамках другого течения сопровождается переходом через скорость сигнала. Следствием теоретических исследований является ряд соотношений, характеризующих процесс ионизации и представленных в **разделе 2.6**. Выводы ко второй главе даны в **разделе 2.7** диссертации и **п. 1 основных результатов** автореферата.

В **третьей главе** рассмотрены аналитические модели стационарных двумерных осесимметричных течений идеально проводящей плазмы. Основам теории аксиально симметричных течений посвящены обзоры^{19,21} и монографии^{1,3,20,22}, в которых представлены методы исследования плазменных потоков в разных условиях. Одним из аналитических способов описания двумерных течений плазмы с помощью стационарных двухжидкостных уравнений магнитной газодинамики является метод плавных течений, развитый, в частности, в работах [1,6,11,28,33,38], где построены конкретные примеры аксиально симметричных течений плазмы, определены профили электродов и исследованы разные режимы токопереноса. В **разделе 3.1** выписана исходная система уравнения двухжидкостной магнитной газодинамики идеально проводящей плазмы и ее безразмерный аналог:

$$div \rho \mathbf{V}_i = 0 \quad (a); \quad div \rho \mathbf{V}_e = 0 \quad (б) \quad (8)$$

$$\rho (\mathbf{V}_i \nabla) \mathbf{V}_i = -\nabla P_i + \rho (\mathbf{E} + [\mathbf{V}_i \mathbf{H}]) / \xi \quad (9)$$

$$0 = -\nabla P_e - \rho (\mathbf{E} + [\mathbf{V}_e \mathbf{H}]) / \xi \quad (10)$$

$$rot \mathbf{H} = \mathbf{j} = \rho (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e) / \xi \quad (a); \quad div \mathbf{H} = 0 \quad (б) \quad (11)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla \Phi \quad (12)$$

Вместо уравнения энергии предполагается изэнтропичность обеих компонент $S_i = P_i / \rho^\gamma = const$; $S_e = P_e / \rho^\gamma = const$. Безразмерными параметрами в данном случае являются локальный параметр обмена $\xi = \frac{c}{e L} \sqrt{\frac{m_i}{4 \pi n_0}}$, характеризующий роль эффекта Холла в двухжидкостной модели, а также отношение газового и магнитного давлений на входе $\beta = 8 \pi P_0 / H_0^2$, где $P_0 = 2 k_B n_0 T_0$. В разделе 3.2 вводятся функции потока частиц ψ_i , ψ_e и функция магнитного потока ψ так, что

$$r \rho (V_r)_{i,e} = -\frac{\partial \psi_{i,e}}{\partial z}, \quad r \rho (V_z)_{i,e} = \frac{\partial \psi_{i,e}}{\partial r}, \quad r H_r = -\frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad r H_z = \frac{\partial \psi}{\partial r} \quad (13)$$

и уравнения непрерывности (8) и (11б) удовлетворяются тождественно. Далее определим функции Бернулли $U_i = V_i^2 / 2 + W_i + \Phi / \xi$, $U_e = W_e - \Phi / \xi$, где с учетом изэнтропичности течения и термодинамического соотношения $\nabla P / \rho = \nabla W - T \nabla S$ энтальпии компонент $W_{i,e} = \int d P_{i,e} / \rho$ являются известными функциями плотности. Введя моменты $D_i = \psi + \xi r V_\varphi^i$, $D_e = \psi$, приходим к законам сохранения: $D_{i,e} = D_{i,e}(\psi_{i,e})$. Кроме того, справедливы соотношения $U_{i,e} = U_{i,e}(\psi_{i,e})$, т.е. полная энергия ионов и электронов сохраняется вдоль их траекторий движения. В результате преобразований получим систему механических уравнений:

$$U_i(\psi_i) = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{1}{r \rho} \frac{\partial \psi_i}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{1}{r \rho} \frac{\partial \psi_i}{\partial r} \right)^2 + (V_\varphi^i)^2 \right] + W_i + \frac{1}{\xi} \Phi \quad (14)$$

$$U_e(\psi_e) = W_e - \Phi / \xi \quad (15)$$

$$D_i(\psi_i) = \psi + \xi r V_\varphi^i \quad (a); \quad D_e(\psi_e) = \psi \quad (б) \quad (16)$$

$$\frac{\xi}{r \rho} \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r \rho} \frac{\partial \psi_i}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r \rho} \frac{\partial \psi_i}{\partial r} \right) \right] - \frac{H_\varphi}{r \rho} + \frac{V_\varphi^i D_i^I}{r} = \xi U_i^I \quad (17)$$

$$-H_\varphi / r \rho + V_\varphi^e D_e^I / r = -\xi U_e^I, \quad (18)$$

где $U_{i,e}^I = d U_{i,e} / d \psi_{i,e}$; $D_{i,e}^I = d D_{i,e} / d \psi_{i,e}$. Эти уравнения следует дополнить уравнениями Максвелла. Учитывая (13), φ - компонента, а также r (или z) - компоненты уравнения (11а), приводят к соотношениям:

$$r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -\frac{r \rho}{\xi} (V_\varphi^i - V_\varphi^e) \quad (19)$$

$$\xi r H_\varphi = \psi_i - \psi_e \quad (20)$$

Система уравнений (14)–(20), с точностью до использования безразмерных переменных и пренебрежения массой электронов по сравнению с

массой ионов [6,11,38], аналогична системе уравнений в ¹⁹. Данные уравнения для 8-ми неизвестных ψ , ψ_i , ψ_e , ρ , V_φ^i , V_φ^e , H_φ , Φ содержат четыре функции $U_i(\psi_i)$, $U_e(\psi_e)$, $D_i(\psi_i)$, $D_e(\psi_e)$, которые могут быть заданы произвольно или с учетом известных свойств потоков плазмы. Решение этой задачи в общем случае при наличии продольного поля было найдено впервые.

Уравнение (18) отвечает вмороженности магнитного поля в электронную компоненту и уточняет известный закон сохранения, согласно которому параметр вмороженности $H_\varphi / r \rho = const$ не зависит от траекторий $\psi_e = const$ для одножидкостной МГД в случае осевой симметрии. В двухжидкостной магнитной газодинамике течение называется изомагнитным ^{1,19}, если $U_e^I = const$ в (18) при $V_\varphi^e = 0$. Для изомагнитных течений имеем $U_e = k \psi_e$, где $k = U_e^I$. Кроме того, будем полагать, что течение является изобернуллеевым. Иными словами, интеграл Бернулли также не зависит от траектории. Это означает, что функция $U_i(\psi_i)$ задается следующим образом $U_i = U_o - k \psi_i$. При этом в одножидкостном случае, когда $\mathbf{V}_i = \mathbf{V}_e = \mathbf{V}$, в отсутствии продольного поля $H_z = 0$ уравнение Бернулли принимает обычную форму $V^2 / 2 + \int \nabla P / \rho + H_\varphi^2 / \rho = U_o$. В приближении холодной плазмы $\beta = 0$ энтальпия равна нулю $W = 0$. Это оправдано для ускорителей, в которых магнитное давление существенно больше газового и $\beta \ll 1$.

Сравнение режимов ионного и электронного токопереноса в каналах КСПУ осуществляется в **разделе 3.3**, где представлен интегральный параметр обмена или параметр Морозова. Приближение “плавных” течений в канале медленно меняющегося сечения изложено в **разделе 3.4**. В основе данного приближения ¹⁹ лежит предположение о том, что площадь сечения канала медленно меняется вдоль оси и течение слабо зависит от координаты z . Пусть искомые функции имеют вид $f(r, \varepsilon z)$, где ε - малый параметр. Тогда справедливы следующие оценки

справедливы следующие оценки $\frac{\partial f}{\partial z} \sim \varepsilon$, $\frac{\partial^2 f}{\partial z^2} \sim \left(\frac{\partial f}{\partial z}\right)^2 \sim \varepsilon^2$. Система

уравнений (14)–(20) не содержит членов, линейных относительно $\partial / \partial z$. Пренебрегая в уравнениях членами, квадратичными по ε , получим фактически систему обыкновенных дифференциальных уравнений, которые содержат производные только по одной независимой переменной r .

В **разделе 3.5** приведены алгебраические соотношения, описывающие динамику холодной плазмы для традиционных коаксиальных ускорителей с азимутальным магнитным полем. В этом случае поиск аналитических решений задачи о динамике плазмы сильно упрощается. В отсутствие дополнительного продольного поля имеем $\psi = 0$, $V_\varphi^i = 0$, $V_\varphi^e = 0$, $D_i(\psi_i) = 0$ и $D_e(\psi_e) = 0$ в уравнениях (14)–(20). В этом случае решения, найденные для различных условий, и соответствующие конкретные примеры двумерных

осесимметричных течений (см., например, [1,11,28,33]) позволяют наглядно представить основные процессы, исследовать свойства потоков, аналитически определить форму электродов, отвечающих возможности формирования трансзвуковых потоков в канале ускорителя. В частности, для изомагнитных течений холодной плазмы ($\beta = 0$) получим, что

$$H_\varphi(z, r) = C_1(z) / \xi k r, \quad \rho(z, r) = C_1(z) / \xi^2 k^2 r^2, \quad (21)$$

где переменная интегрирования $C_1(z)$ может быть произвольной медленно меняющейся функцией. Параметр замороженности равен $H_\varphi / r \rho = \xi k = s / r_o$, где r_o - радиус точки на входе в канал, в которой $|H_\varphi| = 1$, $\rho = 1$, $s = \pm 1$ в зависимости от полярности внутреннего электрода. Из уравнений следует, что

$$\frac{1}{2} (V_z^i)^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{r \rho} \frac{\partial \psi_i}{\partial r} \right)^2 = U_o - C_1(z) = \frac{1}{2} V_o^2(z), \quad (22)$$

т.е. продольная скорость V_z^i в рассматриваемом приближении не зависит от переменной r . Константу U_o удобно определить на входе в точке $z = 0$, $r = r_o$: $U_o = V_o^2(0) / 2 + 1$. Интегрирование (22) с учетом (21) дает

$$\psi_i(z, r) = r_o^2 V_o(z) C_1(z) \ln(r) + C_2(z), \quad (23)$$

где $C_2(z)$ - вторая произвольная "плавная" функция от z .

В экспериментах, как правило, анод - это внешний электрод, отвечающей цилиндрической поверхности $r_a(z) = const$. В режиме ионного токопереноса коаксиальные электроды являются эквипотенциальными поверхностями, проницаемыми для плазмы. Потенциал анода без ограничения общности можно считать равным нулю $\Phi(z, r = r_a(z)) = 0$. Определив с его помощью функцию $C_2(z)$ в (23), окончательно получим $\psi_e(z, r) = -s r_o \Phi(z, r)$, $\Phi(z, r) = -s r_o V_o(z) C_1(z) \ln(r / r_a(z))$, $\psi_i(z, r) = \psi_e(z, r) + s \xi r^2 \rho(z, r) / r_o$.

Таким образом, считая заданными функцию $V_o(z)$ и форму одного из электродов, например, анода $r_a(z) = r_o = const$, можно определить форму второго электрода и исследовать возникающее течение. На рис. 12 представлен пример в отсутствии продольного магнитного поля. Здесь изображены **а)** электрический ток \mathbf{j} (линии уровня функции $r H_\varphi$), **б)** ионные траектории ($\psi_i = const$), **в)** векторное поле скоростей электронной компоненты $\mathbf{V}_e = (V_z^e, V_r^e, 0)$ в проекции на плоскость (r, z) и двумерное распределение плотности $\rho(z, r)$. Масштаб векторов определяется характерной скоростью $V_1 = H_o / \sqrt{4 \pi \rho_o}$ (см. рис. 12в). При этом функция $V_o(z)$ задана отрезком синусоиды и монотонно возрастает от значения $V_o(0)$ на входе до значения $V_o(1)$ на выходе. Коэффициент ускорения равен $K = V_o(1) / V_o(0) = 10$, $\xi = 0.02$, $\beta = 0$, $r_o = R_a / L = 0.41$, а соответствующие размерные параметры даны в [38].

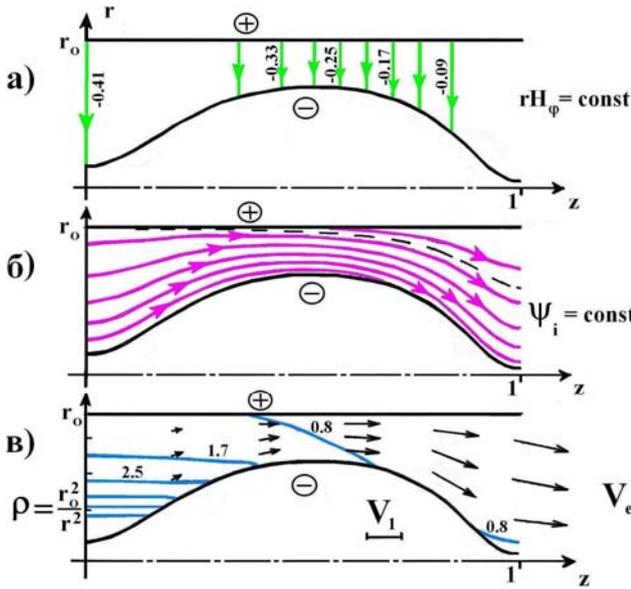


Рис. 12. Трансзвуковое течение плазмы в плавном канале в отсутствии продольного поля $H_z^0 = 0$

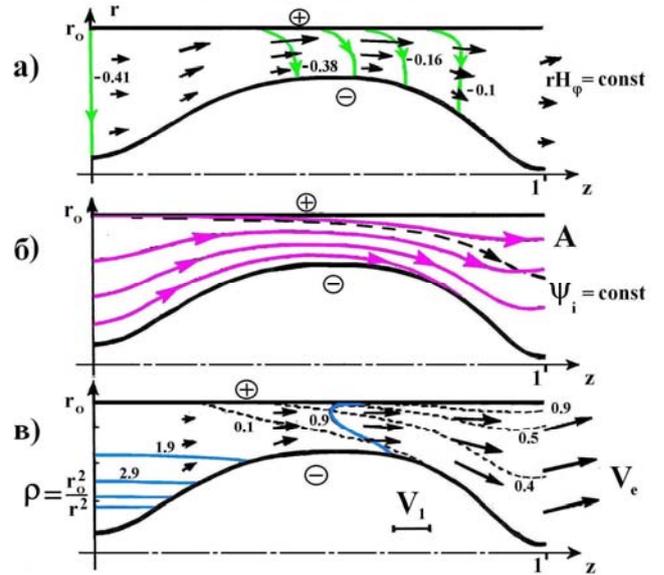


Рис. 13. Трансзвуковое течение плазмы в плавном канале при наличии продольного поля $H_z^0 = 0.1$

Раздел 3.6 посвящен постановке задачи при наличии продольного магнитного поля. Считаем, что геометрия канала задана профилями электродов $r_k(z)$ и $r_a(z)$, приведенными на рис. 12, и внешний электрод является анодом. Значения параметров на входе в канал такие же, как в отсутствии продольного поля, т.е. при $z=0$ имеем $V_\varphi^i = V_\varphi^e = 0$, $r H_\varphi = -r_o = const$. При наличии продольного магнитного поля $H_z \neq 0$, созданного, например, с помощью внешних катушек, при $W = 0$ на входе в канал имеем [6,38]

$$H_z(z=0, r) = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} = H_z^0 = const \quad (24)$$

Т.е. задаваемая на входе величина продольного поля H_z^0 не зависит от радиуса. Интегрирование (24) дает $\psi(z=0, r) = H_z^0 r^2 / 2$. Комбинируя соотношения и исключая переменную r , найдем $D_e(\psi_e)$ в (16б) при $z=0$ как функцию ψ_e

$$D_e(\psi_e) = \psi = 0.5 H_z^0 r_o^2 \exp\left(2 \psi_e / V_o(0) r_o^2\right) \quad (25)$$

Аналогичные процедуры позволяют получить функцию $D_i(\psi_i)$ при $z=0$

$$D_i(\psi_i) = \frac{1}{2} H_z^0 r_o^2 \exp\left(\frac{2(\psi_i + \xi r_o)}{V_o(0) r_o^2}\right) \quad (26)$$

Задав функции $D_i(\psi_i)$ и $D_e(\psi_e)$ на входе, определим эти функции во всем объеме канала с помощью (16а) и (26) для $D_i(\psi_i)$, а с помощью (16б) и (25) для $D_e(\psi_e)$. Соотношение (25) устанавливает взаимно однозначное соответствие между функциями ψ и ψ_e , а уравнения (16) и (26) с учетом (20) и (25) позволяют, в частности, определить V_φ^i как функцию ψ и H_φ .

Путем последовательных преобразований приходим к системе из двух дифференциальных уравнений первого порядка :

$$\frac{\partial \psi_e}{\partial r} = F_1(r, \psi_e, H_\varphi), \quad \frac{\partial r H_\varphi}{\partial r} = F_2(r, \psi_e, H_\varphi) \quad (27)$$

Здесь F_1 и F_2 известные функции своих аргументов [38,6,11].

Поскольку для изомагнитных течений имеем $U_e = k \psi_e$, в силу (15) при $W_e = 0$ функция потока ψ_e связана с потенциалом Φ простой линейной зависимостью $\psi_e = -\Phi / \xi k$. Разность потенциалов между электродами $\Delta\Phi$ является в экспериментах легко определяемой величиной. Зная потенциалы электродов, найдем значения ψ_e на электродах $\psi_e(z, r = r_a(z)) = \psi_e^a$; $\psi_e(z, r = r_k(z)) = \psi_e^k$, где $\psi_e^a = 0$, $\psi_e^k = r_o \Phi_k$. Таким образом, полная постановка задачи для системы дифференциальных уравнений (27) включает граничные условия, например, в указанном виде. Основными параметрами задачи, помимо значений потенциалов катода Φ_k и анода Φ_a , являются параметр обмена ξ и величина продольного магнитного поля на входе H_z^o .

В разделе 3.7 рассмотрен пример трансзвукового течения плазмы при наличии продольного магнитного поля в режиме ионного токопереноса при $H_z^o = 0.1$; $\xi = 0.02$ и $\Phi_k = 1.035 \cdot \Phi_k^1$. Значение $\Phi_k^1 = -0.066$ отвечает потенциалу катоду в отсутствии продольного поля (см. рис.12). На рис.13 представлены: **а)** электрический ток (изолинии функции $r H_\varphi$) и векторное распределение продольного магнитного поля; **б)** ионные линии тока $\psi_i = const$; **в)** распределение плотности $\rho(z, r)$ (сплошные кривые), поле скоростей (V_z^e, V_r^e) и азимутальная скорость V_φ^e , в данном случае, электронной компоненты (штриховые линии уровня). Масштаб векторов на рис. 13в определяется указанным значением характерной скорости V_1 . Изображенные на рис. 13в значения функции V_φ^e и близкие к ним величины V_φ^i характеризуют вращение при $H_z^o \neq 0$. Азимутальные скорости имеют максимальные значения в окрестности анода ближе к выходу в случае неравномерной подачи плазмы на входе (21). В экспериментах, при определенных условиях, в отсутствии продольного поля в этой области за счет эффекта Холла возникает недостаток ионов, который сопровождается явлением кризиса тока. Согласно полученным результатам в присутствии продольного поля значения плотности на аноде увеличиваются за счет вращения.

Область прианодного потока на рис. 12б и 13б, где изображены ионные траектории $\psi_i = const$, ограничена снизу штриховой кривой для $H_z^o = 0$ и кривой А для $H_z^o \neq 0$ с началом в одной и той же точке $z = 0, r = r_o$. Эта область обусловлена расхождением за счет эффекта Холла ионных и

электронных траекторий, отвечающих эквипотенциалам, в частности, поверхности анода. Видно, что при наличии продольного поля данное расхождение между электронными и ионными траекториями существенно меньше, чем в случае $H_z^0 = 0$ (штриховая кривая на рис. 12б и 13б). Следовательно, продольное поле оказывает заметное влияние на эффект Холла в канале.

Оценки параметров [11,24,28,] ускорителя в приближении плавного канала даны в **разделе 3.8**. Сравнительная оценка эффективности ускорения в узком канале получена в **разделе 3.9**. **Раздел 3.10** диссертации и **п. 2 основных результатов** автореферата обобщают основные положения третьей главы, в которой дано первичное представление о динамике вращающихся потоков плазмы при наличии дополнительного продольного поля.

В **четвертой главе** представлены численные исследования динамики потоков плазмы в КСПУ при наличии дополнительного продольного поля и сравнение их с течениями при $H_z = 0$ [8-11,21-24,40]. Расчеты двумерных осесимметричных, в общем случае нестационарных, течений плазмы в канале и компрессионных потоков на выходе из ускорителя проведены в рамках классической МГД-модели с учетом конечной проводимости среды (см. (1) при $\alpha = 1$). В **разделе 4.1** рассмотрены модифицированные МГД-уравнения в терминах векторного потенциала магнитного поля \mathbf{A} ($\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}$). При наличии азимутальной симметрии течения $\partial / \partial \varphi = 0$ задача существенно упрощается. В

цилиндрической системе координат имеем $H_r = -\frac{\partial A_\varphi}{\partial z}$ и $H_z = \frac{1}{r} \frac{\partial (r A_\varphi)}{\partial r}$,

где A_φ - азимутальная компонента векторного потенциала \mathbf{A} . Данные соотношения в аксиально-симметричном случае обеспечивают точное выполнение условия $\text{div } \mathbf{H} = 0$. При этом система МГД-уравнений записывается в безразмерном виде в терминах A_φ -компоненты векторного потенциала и H_φ -компоненты магнитного поля.

В качестве основных безразмерных параметров в численной модели выступают отношение газового и магнитного давлений на входе $\beta = 8 \pi P_0 / H_0^2$, где $P_0 = 2 k_B n_0 T_0$, и $\nu = 1 / \text{Re}_m = c^2 / 4 \pi L V_0 \sigma$ - магнитная вязкость, обратно пропорциональная магнитному числу Рейнольдса с характерным значением спитцеровской проводимости $\text{Re}_m = \nu^{-1} = \sigma_0 T^{3/2}$.

Постановка задачи и граничные условия изложены в **разделе 4.2**. На входе в канал ($z = 0$) полагаем, что плазма подается с известными значениями плотности и температуры $\rho(r) = f_1(r)$, $T(r) = f_2(r)$. Уравнение электрической цепи не рассматривается. Считаем, что поддерживается постоянное значение тока, который поступает в систему только через электроды, т.е. $j_z = 0$ при $z = 0$ или $r H_\varphi = r_0 = \text{const}$ ($r_0 = R_0 / L$). При наличии продольного поля необходимы граничные условия для V_φ и A_φ . Считаем, что во входном

сечении $z = 0$ плазма не вращается и $V_\varphi = 0$. Кроме того, необходимо задать на входе значение продольного поля $H_z \neq 0$. Следуя [6-8,11,38-40], воспользуемся уравнением радиального равновесия, из которого на входе при условии $r H_\varphi = r_0 = const$ и $V_\varphi = 0$ следует, что $P + H_z^2 / 2 = const$. В случае $\beta = 0$ при $z = 0$ имеем $H_z(r) = H_z^0 = const$. В результате интегрирования найдем $\psi(r) = r A_\varphi = 0.5 H_z^0 r^2$. Уравновешенная в радиальном направлении подача плазмы на входе возможна, в частности, в двух очевидных случаях. Во-первых, традиционные в численных моделях условия на входе $\rho = 1$ и $T = 1$ для любого β приводят при радиальном равновесии к $H_z(z = 0, r) = H_z^0 = const$. Во-вторых, если $\beta \ll 1$, возможна произвольная, в том числе неравномерная, подача в соответствии с аналитической моделью [6,11,38], где $\rho(z = 0, r) = r_0^2 / r^2$ и плотность возле центрального электрода существенно выше. Заметим, что в экспериментах⁵⁻⁹ наблюдается улучшение характеристик работы ускорителя в целом при неравномерной подаче плазмы.

На выходе ($z = 1$) для исследуемых трансзвуковых потоков предполагается свободное (сверхзвуковое) вытекание плазмы.

Граничные условия на электродах $r = r_\kappa(z)$ и $r = r_a(z)$, образующих стенки канала, предполагают эквипотенциальность ($E_\tau = 0$) и непроницаемость поверхности электродов для плазмы ($V_n = 0$). При наличии продольного магнитного поля необходимо дополнительное соотношение. В плазмодинамике условие $H_n = 0$ является общепринятым и приводит, в частности, к сохранению магнитного потока вдоль канала.

Численные методы, использованные для решения МГД-задачи, включая ФСТ алгоритм с коррекцией потоков для обобщенного уравнения переноса³⁰ и потоковый вариант метода прогонки для учета диссипативных факторов³³, обсуждаются в **разделе 4.3**. В **разделе 4.4** приведены результаты исследования динамики вращающихся потоков плазмы в канале ускорителя с продольным магнитным полем, полученные методом установления. На рис. 14 представлен пример течения при наличии продольного поля на входе $H_z^0 = 0.1$, исходных параметрах: $n_0 = 3.6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T_0 = 2 \text{ эВ}$, $J_p = 300 \text{ кА}$, $L = 60 \text{ см}$, отвечающих экспериментам и безразмерным параметрам $\beta = 0.005$ и $\sigma_0 = 812.8$.

Продольное магнитное поле H_z (рис. 14а) увеличивается с ростом r и достигает максимального значения в окрестности внешнего электрода в наиболее узкой части канала ускорителя. Азимутальная скорость $V_\varphi(z, r)$ (рис. 14б) увеличивается в радиальном и продольном направлениях. Иначе говоря, небольшое продольное поле приводит к нарастающему вращению плазмы, которое достигает максимального значения в окрестности внешнего электрода на выходе. Тем не менее, на выходе доля кинетической энергии, обусловленная

вращением, составляет малую часть от продольной кинетической энергии вытекающего потока. Поведение плотности $\rho(z, r)$ (сплошные кривые на рис. 14в) в окрестности внешнего электрода также обусловлено продольным магнитным полем. Случаю $H_z^0 = 0$ отвечают штрих пунктирные кривые на рис. 14в и 14а. При наличии H_z вблизи внешнего электрода меняется наклон линий уровня функции $r H_\varphi$ (электрический ток) и одновременно здесь же происходит увеличение плотности, связанное с вращением плазмы. В отсутствии продольного поля $H_z^0 = 0$ согласно экспериментам в окрестности непроницаемого внешнего электрода (анода) ближе к выходу за счет эффекта Холла возникает недостаток ионов. Это может привести к явлению кризиса тока и срыву процесса ускорения. Очевидно, что решение этой проблемы возможно путем введения в систему слабого продольного поля, благодаря возникающему вращению и росту плотности вблизи внешнего электрода.

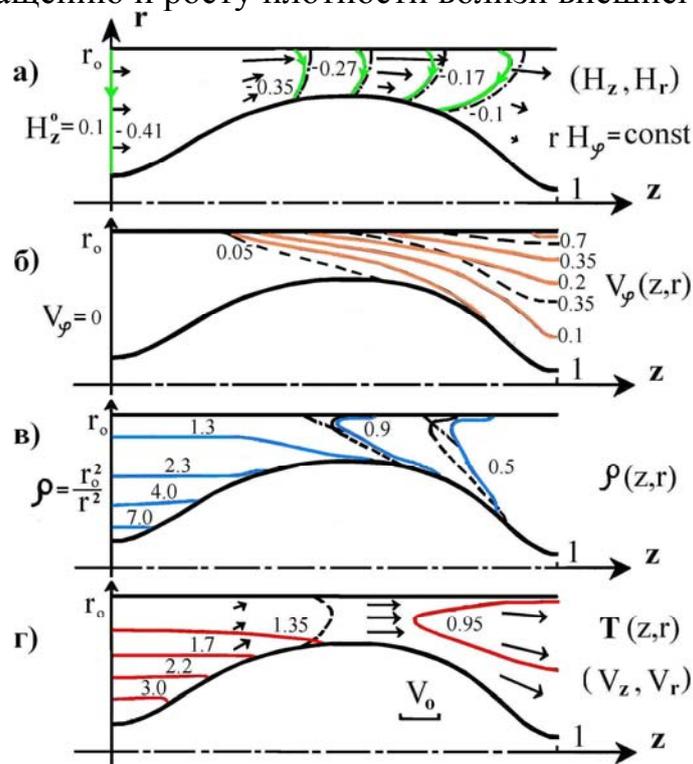


Рис. 14. Транзвуковое течение плазмы при наличии продольного магнитного поля :
а) векторное распределение магнитного поля и электрический ток (сплошные линии уровня $r H_\varphi = const$, штрих-пунктир - расчет при $H_z^0 = 0$); **б)** азимутальная скорость (сплошные линии - расчет, штриховые кривые – теория); **в)** распределение плотности $\rho(z, r)$ (сплошные кривые - расчет, штриховые кривые – теория, штрих-пунктир - расчет при $H_z^0 = 0$); **г)** векторное поле скоростей и температура $T(z, r)$, (штриховые кривая – переход через скорость быстрой магнитозвуковой волны)

В этом же разделе проводится сопоставление численной и аналитической моделей. Описание эффекта формирования токового слоя при сильном продольном поле дано в подразделе 4.4.2. Увеличение продольного поля, очевидно, приводит к дальнейшему росту плотности в окрестности внешнего

электрода и увеличению угла наклона линий уровня функции $r H_\varphi$ или электрического тока. Начиная с некоторого критического значения продольного поля на входе, происходит качественное изменение картины течения. Величина критического поля зависит от параметров задачи и условий подачи плазмы на входе. Если $H_z^0 > 0.2$ в рассматриваемом примере, вблизи внешнего электрода, где продольное поле имеет максимальные значения, в движущейся плазме формируются узкий токовый слой и область практически равномерного течения. Эта область ограничена снаружи эквипотенциальным электродом. Внутри канала область отделена от основного потока тонким слоем, изображенным на рис. 15 для $H_z^0 = 0.25$. Пунктир на этом рисунке отвечает $H_\varphi = 0$. Соответственно азимутальное поле меняет знак в пределах узкого слоя. Подобное замыкание электрического тока указывает на возможное образование привязок тока для больших значений H_z^0 .

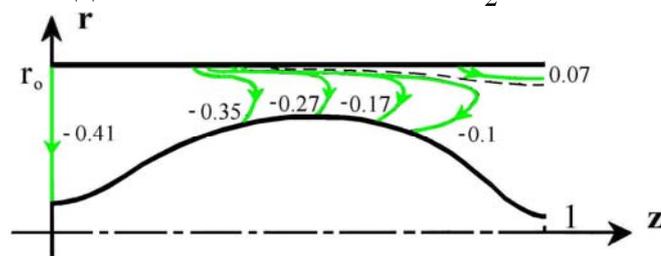


Рис. 15. Электрический ток ($r H_\varphi = const$) при $H_z^0 = 0.25$

В подразделе 4.4.3. рассмотрена динамика плазмы при условии равномерной подачи плазмы на входе, когда $\rho = 1$, $T = 1$ при $z = 0$. В этом случае при малых значениях параметра β наблюдаются те же тенденции и особенности поведения потоков плазмы в канале при наличии продольного поля, которые были выявлены при условии неравномерной подачи на входе. Равномерная подача плазмы на входе позволила исследовать случай больших значений β , не характерных для плазменных ускорителей. Динамика потоков при больших значениях $\beta \geq 1$ характеризуется качественно иной картиной распределения продольного поля и азимутальной скорости. В этом случае газодинамические факторы превалируют над электромагнитными явлениями.

Раздел 4.5 содержит сведения о компрессионных течениях на выходе из ускорителя с азимутальным магнитным полем. В данном разделе представлен пример компрессионного течения водородной плазмы, исследована степень сжатия в области компрессии. Изучению компрессионных течений в магнитной газодинамике посвящен целый ряд публикаций (см., например, ^{1-3,19-22} и [2,10,16,18,29-30,41,45]). На выходе из канала ускорителя основным элементом структуры компрессионного течения, выявленным в численных моделях, является коническая ударная волна. Кроме того, для традиционных ускорителей с азимутальным магнитным полем при наличии токов выноса на выходе из системы в компрессионном потоке наблюдается излом линий электрического тока на фронте ударной волны наряду с изломом линий потока.

Современный уровень исследований КСПУ, включая их модификации при наличии дополнительного продольного магнитного поля³⁹ и [12], и МПК нового поколения (см., например, [18]) позволяет использовать для генерации плазмы различные газы и их смеси (см., например, ^{15,40}). Наличие примесей может существенно влиять на динамические и излучательные характеристики потоков плазмы [29,30]. Один из этапов этих перспективных исследований, представленный в данном разделе, содержит сравнительный анализ потоков в канале и компрессионных течений на выходе из ускорителя с азимутальным магнитным полем для плазмы, генерируемой из различных газов, например, из водорода, гелия, азота или ксенона [16]. Постановка задачи включает традиционные МГД-уравнения с учетом конечной проводимости среды, теплопроводности и эффективных потерь энергии на излучение.

Для полностью ионизованной плазмы ($\alpha = 1$) в МГД-уравнениях (1) имеем $\rho = m_i n$, $P = P_i + P_e = 2 k_B n T$, $\varepsilon = 2 c_v T$, $c_v = k_B / (\gamma - 1) m_i$. Согласно экспериментальным данным $T_i \approx T_e = T$. Электропроводность плазмы определяется спитцеровской проводимостью $Re_m = \nu^{-1} = \sigma_o T^{3/2}$. Теплопроводность среды следует учесть при наличии больших градиентов и нагреве плазмы в области компрессии. Кроме того, в уравнении для внутренней энергии в (1), где $Q_{изл} = \text{div } \mathbf{W}$, в общем случае необходимо вычислять плотность потока энергии излучения \mathbf{W} и соответственно решать уравнение переноса излучения (см., например, ^{16,17,41-43} и [19,29,30,43]). Эффективные потери энергии, обусловленные излучением в линиях, рекомбинационным и тормозным излучением, в рассматриваемом случае составляют незначительную часть от внутренней энергии единицы объема, и не представляется целесообразным решать уравнение переноса излучения. Воспользуемся известными интегральными соотношениями для вычисления рекомбинационного $Q_{рек}$ и тормозного излучений $Q_{торм}$ в суммарных потерях энергии на излучение $Q_{изл} = Q_{лин} + Q_{рек} + Q_{торм}$. При этом значительная часть энергии излучения для низкотемпературной плазмы сосредоточена в линиях особенно, если речь идет о многозарядных ионах, ионизационное состояние которых зависит от параметров среды и может быть определено с помощью различных моделей.

³⁹ Дьяконов Г.А., Тихонов В.Б. Экспериментальное исследование влияния геометрии ускорительного канала и внешнего магнитного поля на режимы течения плазмы в коаксиальном квазистационарном плазменном ускорителе (КСПУ) типа П-50А. // Физика плазмы. 1994. Т. 20, № 6. С.533-540.

⁴⁰ Боброва Н.А., Сасоров П.В. МГД уравнения для полностью ионизованной плазмы сложного состава. // Физика плазмы. 1993. Т. 19, № 6. С. 789-795.

⁴¹ Никифоров А.Ф., Новиков В.Г., Уваров В.Б. Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы. М.: Физматлит, 2000. 399 с.

⁴² Марчук Г.И., Лебедев В.И. Численные методы в теории переноса нейтронов. М.: Атомиздат, 1981. 454 с.

⁴³ Сушкевич Т.А. Математические модели переноса излучения. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2005. 661 с.

Существующие оценки (см., например, ⁴⁴) позволяют эффективно учесть потери энергии на излучение в линиях, например, следующим образом:

$$Q_{\text{лин}} = 8 \cdot 10^{-23} Z_i^6 n_e n_i / \sqrt{T_e^3 (\text{эВ})} (\text{эрг} / \text{см}^3 \cdot \text{сек})$$

где Z_i - заряд иона.

Постановка задачи включает традиционные граничные условия: на электродах имеем $E_r = 0$, $V_n = 0$, а на оси системы - $V_r = 0$, $H_\varphi = 0$. На основе данной модели проведена серия численных экспериментов для различных величин m_i и одинаковых значений n_0 , T_0 , J_p и L , отвечающих экспериментам, например, $n_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $T_0 = 2 \text{ эВ}$, $J_p = 300 \text{ кА}$, $L = 60 \text{ см}$, $R_0 = 20 \text{ см}$. При этом для водородной плазмы получим $\sigma_0 = 611$ и $\beta = 0.009$. Геометрия канала определяется аналитическим исследованием двумерных течений плазмы [11], и плотность на входе в канал меняется по закону $\rho(z=0, r) = r_0^2 / r^2$. Предполагая изэнтропичность поступающей плазмы ($S = c_v \ln P / \rho^\gamma = \text{const}$), имеем $T = \rho^{\gamma-1}$ при $z = 0$.

Рассмотрим эволюции компрессионных течений [16] в ускорителе при изменении значения массы иона m_i . Остальные параметры расчетов остаются неизменными. На рис. 16а представлены графики зависимости модуля скорости от z вдоль средней координатной линии $y = 0.5$ для плазмы, генерируемой из различных газов. В численной модели осуществляется отображение криволинейной расчетной области в прямоугольник с помощью соотношения $r = (1 - y) r_k(z) + y r_a(z)$. Видно, что с увеличением массы иона уменьшается скорость потока в канале КСПУ. В то же время энергия ионов $\varepsilon_i = m_i V^2 / 2$ практически не меняется (рис. 16б).

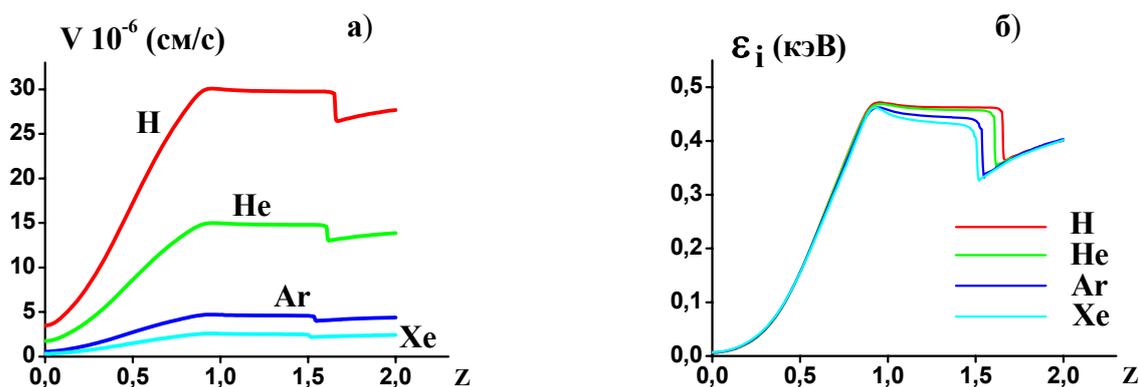


Рис. 16. Изменение а) модуля скорости и б) энергии иона вдоль средней координатной линии канала ускорителя для плазмы, генерируемой из водорода, гелия, аргона и ксенона

⁴⁴ Гервидс В.И., Жидков А.Г., Марченко В.С., Яковленко С.И. Кинетика излучения многозарядных ионов в термоядерной плазме. // Вопросы теории плазмы. / Под ред. М.А.Леонтовича. М.: Энергоиздат. 1982, вып. 12. С. 156-203.

Характерное поведение МГД-переменных на конической ударной волне, где происходит скачок плотности, температуры, компонент скорости и магнитного поля, сохраняется при использовании различных газов для генерации соответствующей плазмы. Однако при переходе к более тяжелым газам уменьшается величина скачка скорости на ударной волне (см. рис. 16а). Уменьшение скорости потока при увеличении m_i приводит к уменьшению параметров сжатия плазмы в области компрессии и одновременному увеличению температуры. Кроме того, с ростом m_i наблюдается увеличение угла наклона между образующей конической ударной волны и осью системы. На рис. 17 представлены для сравнения распределения температуры в компрессионных потоках плазмы, генерируемой из водорода и аргона.

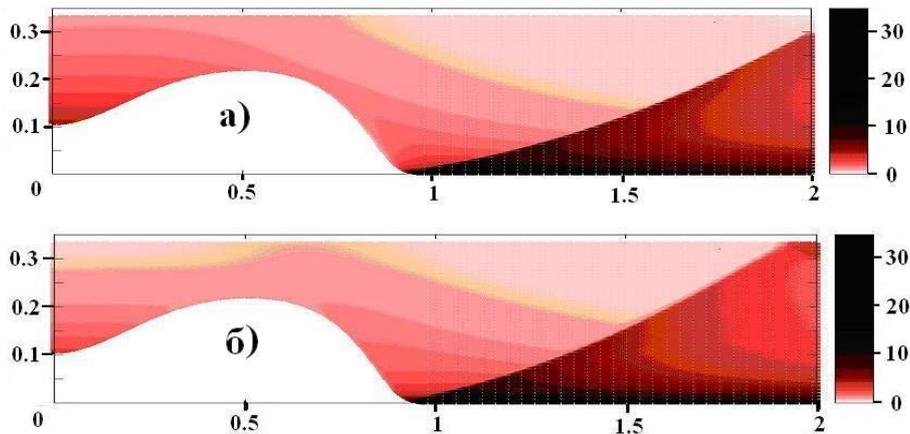


Рис. 17. Распределения температуры для плазмы а) водорода и б) аргона.

Проведены расчеты интегральных параметров системы: расхода $\dot{m} = 2\pi \int_{r_k}^{r_a} \rho V_z r dr$, мощности $N = \int_{r_k}^{r_a} \rho \frac{V^2}{2} V_z 2\pi r dr$ и $P = \int_{r_k}^{r_a} \rho V_z^2 2\pi r dr$ - тяги системы при использовании различных газов для генерации плазмы. При прочих равных условиях, включая разрядный ток $J_p = 300 \text{ кА}$, установлено, что при использовании более тяжелых газов расход увеличивается, мощность струи падает, а вот тяга системы практически не меняется. Это означает, что именно водород как распространенный элемент является наиболее предпочтительным газом для использования в перспективных модификациях КСПУ в качестве электрореактивных плазменных двигателей.

В разделе 4.6 анализируются компрессионные течения плазмы при наличии продольного поля. Постановка задачи включает уравнения с использованием векторного потенциала магнитного поля. При наличии продольного магнитного поля и вращения плазмы необходимы дополнительные соотношения на оси системы ($r=0$), где имеем очевидные граничные условия: $V_r = 0$; $V_\varphi = 0$; $H_\varphi = 0$; $H_r = 0$ ($A_\varphi = const$).

Рассмотрим эволюцию компрессионного потока под воздействием продольного поля [10,41,45]. На рис. 18 представлено соответствующее течение водородной плазмы в присутствии продольного магнитного поля, значение

которого на входе равно $H_z^0 = 0.05$, при условии неравномерной подачи на входе, когда $\rho(z=0, r) = r_0^2 / r^2$, и прежних параметрах расчета: $n_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $T_0 = 2 \text{ эВ}$, $J_p = 300 \text{ кА}$, $L = 60 \text{ см}$, $R_0 = 20 \text{ см}$. На данном рисунке изображены: **а)** векторное распределение магнитного поля \mathbf{H} в проекции на плоскость (r, z) и электрический ток (j_r, j_z) (сплошные линии уровня $r H_\varphi = \text{const}$), **б)** линии уровня функции $\psi = r A_\varphi$ или магнитного потока (штриховые кривые) и азимутальная скорость $V_\varphi(r, z)$ (сплошные кривые), **в)** распределение плотности $\rho(r, z)$, **г)** векторное поле скоростей (V_r, V_z) в проекции на плоскость (r, z) , **д)** изолинии температуры $T(r, z)$.

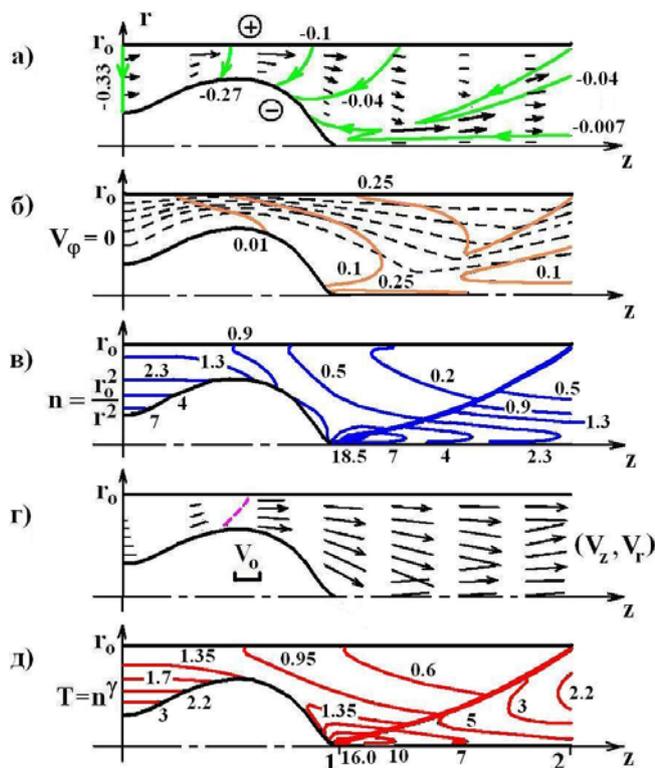


Рис. 18. Компрессионное течение плазмы при наличии продольного магнитного поля

$$H_z^0 = 0.05$$

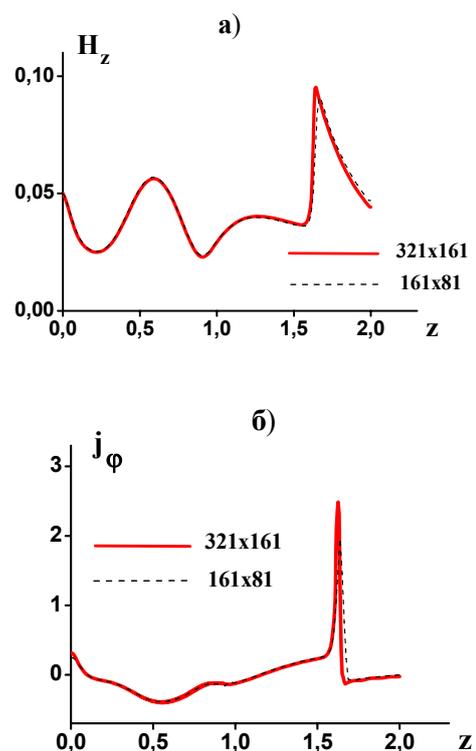


Рис. 19. Распределения переменных H_z и j_φ при $y = 0.5$ и $H_z^0 = 0.05$

Штриховая кривая в наиболее узкой части канала на рис. 18г определяет границу перехода через скорость быстрой магнитозвуковой волны. Так же как и в отсутствии продольного поля, отчетливо наблюдаются коническая ударная волна, на которой происходит излом линий потока плазмы (рис. 18г), а также излом линий магнитного потока (рис. 18б) и соответствующие скачкообразные изменения МГД-переменных. В целом зона компрессии представляет собой область сжатой и нагретой плазмы. Однако, под воздействием продольного магнитного поля плотность и температура заметно снижаются в области компрессии. Существенным является то обстоятельство, что на ударной волне формируется область с относительно высокими значениями продольного поля, т.е. происходит генерация магнитного поля (см. рис. 18а).

Рассмотрим некоторые одномерные распределения. На рис. 19 изображены изменения вдоль средней координатной линии $y = 0.5$ с учетом отображения расчетной области, например, для а) продольной компоненты магнитного поля H_z и б) азимутальной компоненты тока в плазме j_φ . Расчеты проведены на разных сетках. Перед ударной волной плазма вращается с относительно высокой скоростью, но за ударной волной скорость вращения резко уменьшается. При этом в окрестности ударного перехода азимутальный ток имеет максимальные значения (рис. 19б), и на разрыве наблюдается резкое увеличение или генерация продольного магнитного поля (рис. 19а).

Резкое усиление продольного магнитного поля в окрестности зоны компрессии было также диагностировано в экспериментах³⁹, проведенных ранее для исследования влияния внешнего магнитного поля на компрессионные течения. Эффект усиления и поддержания магнитного поля, называемый гидромагнитным динамо или МГД-динамо (см., например,⁴⁵), может возникнуть в результате движения проводящей среды при определенных условиях, включая астрофизические процессы (см., например,⁴⁶). В частности, этот эффект может возникнуть в результате вращательных движений проводящей среды при достаточно высоком значении магнитного числа Рейнольдса. Эти условия выполнены в случае компрессионного течения на выходе из КСПУ, где формируется коническая ударная волна и в набегающем вращающемся потоке присутствует затравочное продольное магнитное поле.

Раздел 4.7 диссертации и **пп. 3 - 5 основных результатов** автореферата резюмируют исследования, изложенные в четвертой главе.

Пятая глава посвящена исследованию приэлектродных процессов в КСПУ с азимутальным магнитным полем и в ускорителях с дополнительным продольным полем. Приэлектродные процессы и взаимодействие потоков плазмы с поверхностью различных материалов актуальны не только для КСПУ, но и для целого ряда других устройств. Многообразие процессов на поверхности широко представлено в литературе (см., например,^{1-10,21,22,47-50} и [5,13-15,17,26,33,37]) и включает в себя различные явления.

⁴⁵ Моффат Г.К. Возбуждение магнитного поля в проводящей среде. М.: Мир, 1980. 342 с.

⁴⁶ Зелёный Л.М., Веригин М.И., Захаров А.В., Измоденов В.В., Скальский А.А. Гелиосфера и взаимодействие планет земной группы с солнечным ветром. // УФН. 2005. Т. 175, № 6. С. 643–655.

⁴⁷ Бугрова А.И., Морозов А.И. Особенности физических процессов в УЗДП. // Ионные инжекторы и плазменные ускорители. / Под ред. Морозова А.И., Семашко Н.Н. М.: Энергоатомиздат, 1990. С. 42-56.

⁴⁸ Егоров В.В., Ким В., Семенов А.А., Шкарбман И.И. Пристеночные процессы и их влияние на работу ускорителей с замкнутым дрейфом электронов. // Ионные инжекторы и ускорители. / Под ред. Морозова А.И., Семашко Н.Н. М.: Энергоатомиздат, 1990. С.56-68.

⁴⁹ Архипов Н.И., Бахтин В.П., Васенин С.Г., Житлухин А.М., Куркин С.М., Сафронов В.М., Топорков Д.А. Формирование экранирующего слоя при облучении твердотельных материалов мощными плазменными потоками. // Физика плазмы. 1999. Т. 25, № 3. С. 263-273.

⁵⁰ Энциклопедия низкотемпературной плазмы. / Под ред. В.Е. Фортова. М.: Наука. 2000. Т. III. С. 84-138.

Пограничные слои могут характеризоваться различными масштабами. В задачах всегда присутствует параметр δ , определяющий толщину пограничного слоя. В ряде интересных случаев, включая рассматриваемые процессы, толщина δ много больше характерных внутренних масштабов.

На практике в ускорителях и устройствах с аналогичным принципом действия продолжают использовать непроницаемые эквипотенциальные электроды. Теоретический анализ¹⁻³ динамики плазмы поперек магнитного поля $H = H_\varphi$ в окрестности эквипотенциального непроницаемого электрода ($\mathbf{E} \perp \mathbf{V}$, $V_n = 0$, $E_\tau = 0$) был проведен на основе обобщенного закона Ома. Поскольку $\mathbf{V}_e \neq \mathbf{V}_i$, учет эффекта Холла и параметра $\omega_e \tau_e$ приводит к появлению продольной холловской компоненты тока $j_{||} \sim \omega_e \tau_e j_\perp$ и отжатию плазмы от анода. В свою очередь уменьшение концентрации в окрестности электрода увеличивает значение $\omega_e \tau_e$ и еще больше усиливает ток вдоль анода и отжатие плазмы от электрода. В результате в ускорителе могут появиться колебания большой амплитуды. В экспериментах это приводит к явлению кризиса тока, которое проявляется на вольтамперных характеристиках. Если разрядный ток в системе больше некоторого критического значения $J_{кр}$, то напряжение на разряде резко растет и система препятствует прохождению токов большей величины.

В данной главе представлены исследования динамики плазмы в канале коаксиального ускорителя на основе двухкомпонентной МГД-модели с учетом эффекта Холла, тензора проводимости среды и зависимости коэффициентов от параметра $\omega_e \tau_e$. Разные модификации двухжидкостной МГД-модели отвечают постановке различных граничных условий для разных режимов токопереноса и были использованы, в частности, для сопоставления двумерных численной и аналитической моделей [6,7,11,13-15,17,21,22,28,38,39,46].

В разделе 5.1 представлены уравнения двухжидкостной магнитной газодинамики, коэффициенты переноса в магнитном поле и безразмерные параметры задачи. В результате несложных преобразований исходных уравнений переноса¹⁵ с учетом уравнения индукции магнитного поля и стандартных предположений имеем следующую систему уравнений [13,17,39]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \rho \mathbf{V} = 0 ; \quad \rho \frac{d \mathbf{V}}{d t} + \nabla P = \frac{1}{c} [\mathbf{j}, \mathbf{H}] \quad (28)$$

$$\rho \frac{d \varepsilon}{d t} + P \text{div} \mathbf{V} = Q - \text{div} \mathbf{q} + \frac{k_B}{e(\gamma-1)} (\mathbf{j}, \nabla) T + \frac{P_e}{e} \text{div} \frac{\mathbf{j}}{n} \quad (29)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\text{rot} \mathbf{E} ; \quad \mathbf{E} = -\frac{1}{c} [\mathbf{V}_e, \mathbf{H}] - \frac{1}{en} \nabla P_e + \frac{1}{en} \mathbf{R} \quad (30)$$

$$\mathbf{j} = \frac{c}{4\pi} \text{rot} \mathbf{H} = en(\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e) ; \quad \frac{d}{d t} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{V}, \nabla) \quad (31)$$

$$P = P_i + P_e = 2(c_p - c_v) \rho T ; \quad \varepsilon = 2c_v T ; \quad k_B / m = c_p - c_v = c_v(\gamma - 1)$$

Здесь $\mathbf{V} = \mathbf{V}_i$, P - суммарное давление, $\rho = m n$ - плотность тяжелых частиц, \mathbf{j} - электрический ток; \mathbf{q} - тепловой поток. Коэффициенты переноса в магнитном поле зависят от $\chi = \omega_e \tau_e$, где $\omega_e = e H / m_e c$ - циклотронная частота электронов, τ_e - электронное время между столкновениями.

Передача импульса путем столкновений от ионов к электронам $\mathbf{R} = \mathbf{R}_j + \mathbf{R}_T$ складывается из силы трения \mathbf{R}_j , обусловленной наличием относительной скорости $\mathbf{u} = \mathbf{V}_e - \mathbf{V}_i = -\mathbf{j} / e n$, и термосилы \mathbf{R}_T , связанной с градиентом температуры. В соответствии с работой¹⁵ имеем

$$\mathbf{R}_j = \frac{e n}{\sigma} \left(A_1(\chi) \mathbf{j}_{//} + A_2(\chi) \mathbf{j}_{\perp} - \frac{A_3(\chi)}{H} [\mathbf{H}, \mathbf{j}] \right) \quad (32)$$

$$\mathbf{R}_T = -k_B n \left(B_1(\chi) \nabla_{//} T + B_2(\chi) \nabla_{\perp} T + \frac{B_3(\chi)}{H} [\mathbf{H}, \nabla T] \right) \quad (33)$$

Здесь $\mathbf{j}_{//} = (\mathbf{j}, \mathbf{H}) \mathbf{H} / H^2$ и $\mathbf{j}_{\perp} = [\mathbf{H}, [\mathbf{j}, \mathbf{H}]] / H^2$ - компоненты вектора, параллельного и перпендикулярного магнитному полю; $A_{1,2,3}(\chi)$ и $B_{1,2,3}(\chi)$ - известные функции переменной величины $\chi = \omega_e \tau_e$; $\sigma = e^2 n_e \tau_e / m_e \sim T^{3/2}$ - электропроводность среды. Электронный поток тепла также складывается из двух частей $\mathbf{q}_e = \mathbf{q}_j^e + \mathbf{q}_T^e$. Суммарное тепло, выделяющееся вследствие столкновений, равно

$$Q = Q_i + Q_e = (\mathbf{R}, \mathbf{j}) / e n \quad (34)$$

Уравнения (28)-(34) записываются в безразмерном виде, используемом в численной модели. Выбираем в качестве исходных размерных единиц прежние величины и также формируем с их помощью единицы измерения величин. В данной численной МГД-модели с учетом эффекта Холла участвует четыре безразмерных параметра: ξ - локальный параметр обмена, характеризующий роль эффекта Холла в двухжидкостной модели; β - отношение газового и магнитного давлений на входе; $\nu = 1 / \text{Re}_m$ - магнитная вязкость, обратно пропорциональная магнитному числу Рейнольдса, а также четвертый безразмерный параметр - $\chi = \omega_e \tau_e = \xi H / \nu \rho$.

Модифицированные уравнения двухкомпонентной МГД-модели в терминах векторного потенциала магнитного поля рассмотрены в **разделе 5.2**. Постановки задач для различных режимов токопереноса обсуждаются в **разделе 5.3**. В **разделе 5.4** изложены результаты исследования приэлектродных процессов и явления кризиса тока в каналах с непроницаемыми электродами.

На первом этапе для выявления эффекта кризиса тока был рассмотрен ускоритель с азимутальным магнитным полем и непроницаемыми сплошными эквипотенциальными электродами. На рис. 20 представлен пример установившегося трансзвукового течения плазмы в случае равномерной подачи на входе ($\rho = 1$ и $T = 1$ при $z = 0$) для следующих параметров задачи:

$n_0 = 0.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T_0 = 1 \text{ эВ}$, $J_p = 1000 \text{ кА}$, $L = 1.2 \text{ м}$, $R_0 = 0.5 \text{ м}$. Штриховая кривая на рис. 20в представляет границу перехода через скорость сигнала.

Изменение значения характерной концентрации плазмы на входе n_0 приводит к качественной перестройке течения плазмы в окрестности внешнего анода. На рис. 21 представлены распределения плотности ρ в радиальном направлении для различных значениях n_0 . Уменьшение параметра n_0 ведет к формированию явно выраженного прианодного слоя.

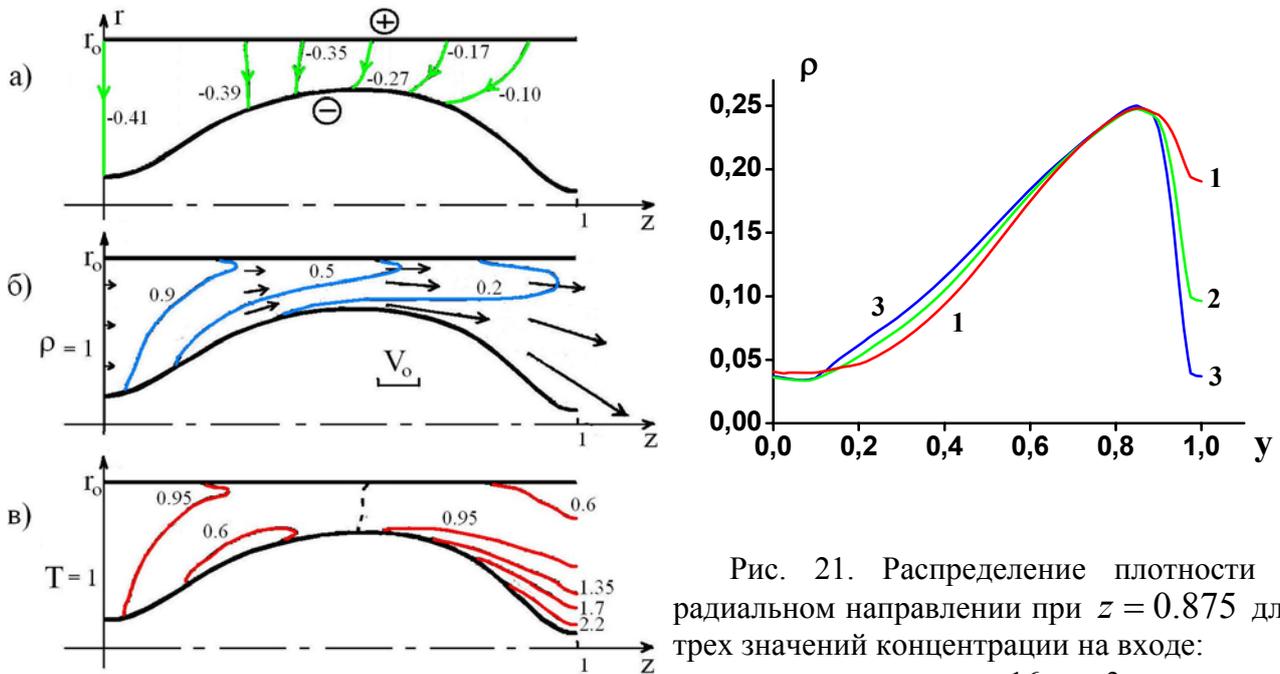


Рис. 20. Трансзвуковое течение плазмы:
а) электрический ток;
б) распределение плотности и проекции скорости \mathbf{V} на плоскость (z, r) ;
в) изолинии $T(z, r)$

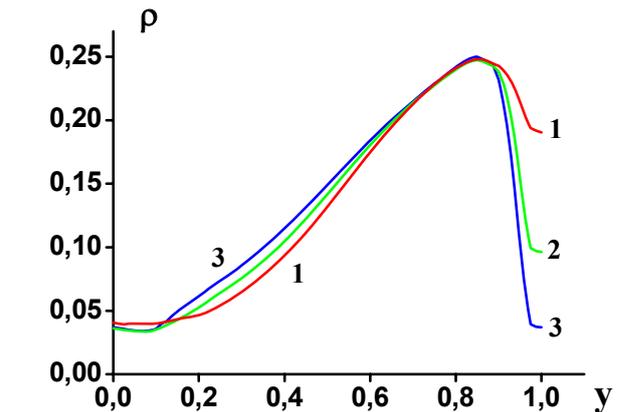


Рис. 21. Распределение плотности в радиальном направлении при $z = 0.875$ для трех значений концентрации на входе:

- кривая 1 – $n_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$;
- 2 – $n_0 = 0.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$;
- 3 – $n_0 = 0.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$

Двухжидкостная МГД-модель позволила согласовать результаты численных экспериментов с теорией явления кризиса тока. На рис. 22а и 22б для указанных значений n_0 (см. рис. 21) представлены распределения соответственно продольной компоненты тока j_z и величины $\omega_e \tau_e$ вдоль анода. Если поведение радиального тока j_r (штриховая кривая на рис. 22а) практически не меняется, то распределение продольного тока j_z вдоль электрода существенно зависит от n_0 . Уменьшение параметра n_0 приводит к значительному росту величины $|j_z|$ и значений $\omega_e \tau_e$. Одновременное нарастание этих величин в окрестности выходной части анода происходит в полном соответствии с теоретическим предсказанием развития кризиса тока¹⁻³. Изменение параметра n_0 следует рассматривать как возмущение стационарного течения плазмы.

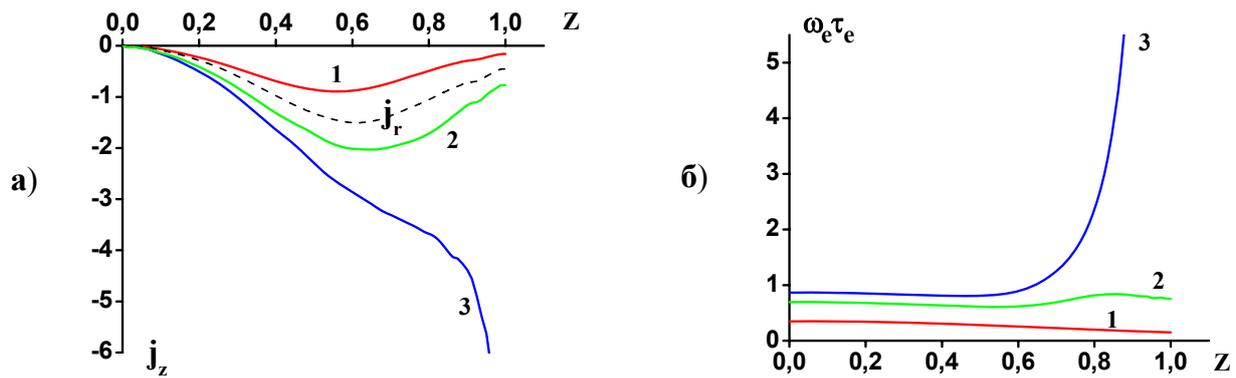


Рис. 22. Распределения а) продольного тока в плазме, б) параметра $\omega_e \tau_e$ вдоль внешнего электрода для различных значений концентрации на входе

Еще большее уменьшение характерной концентрации на входе до величины $n_o = 0.39 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при заданном значении разрядного тока $J_p = 1000 \text{ кА}$ приводит к неустойчивости. В окрестности выходной части анода наблюдаются быстро нарастающие по амплитуде колебания всех переменных. Соответственно для разрядного тока $J_p = 1000 \text{ кА}$ значение $n_o = 0.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ можно рассматривать в качестве критического значения концентрации $n_{кр}$. Если $n_o \geq n_{кр}$, имеем стационарные течения. В случае $n_o < n_{кр}$ наблюдается быстро нарастающая неустойчивость, предшествующая явлению кризиса тока.

В серии расчетов для разных величин разрядного тока J_p были определены критические значения характерной концентрации плазмы $n_{кр}$ на входе в канал ускорителя, представленные на рис. 23. Здесь кривая 1 отвечает выбранным значениям $T_o = 1 \text{ эВ}$, $L = 1.2 \text{ м}$ и равномерной подаче на входе. Видно, что в плоскости переменных $(J_p, n_{кр})$ границей раздела между ламинарным течением и неустойчивым режимом является линейная функция.

Экспериментальные исследования явления кризиса тока¹⁻³ привели к следующему приближительному соотношению $J_{кр}^2 / J_{\dot{m}} \approx K$, в котором участвует критическое значение разрядного тока $J_{кр}$ и расход вещества $J_{\dot{m}} = e \dot{m} / m_i$, выраженный в токовых единицах. Константа K зависит в основном от геометрии канала. Каждой точке графиков, изображенных на рис. 23 для различных значений L , T_o , J_p и условий подачи плазмы на входе, отвечают свои значения \dot{m} , $\ln J_{\dot{m}}$ и $\ln J_p$. В плоскости переменных $(\ln J_p, \ln J_{\dot{m}})$ соответствующие графики также представляют линейные зависимости. С их помощью легко вычислить коэффициент λ в соотношении

$$J_p^\lambda / J_m \approx K, \quad (35)$$

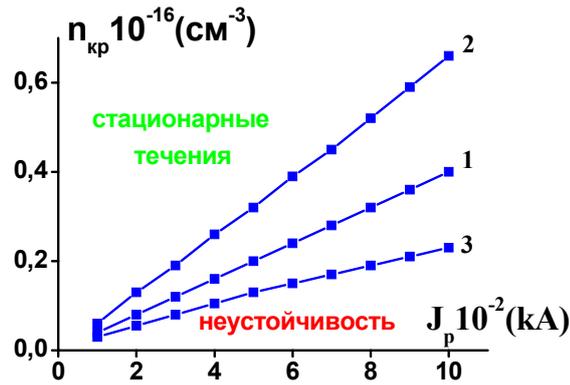


Рис. 23. Графики зависимости критического значения концентрации $n_{кр}$ на входе от разрядного тока в системе. Кривые 1 и 2 соответствуют расчетам при условии равномерной подачи на входе ($\rho = 1$): 1 - $T_0 = 1 \text{ эВ}$, $L = 1.2 \text{ м}$; 2 - $T_0 = 1 \text{ эВ}$, $L = 90 \text{ см}$.

Кривая 3 отвечает расчетам при наличии продольного магнитного поля $H_z^0 = 0.15$ в случае неравномерной подачи на входе ($\rho = r_0^2 / r^2$) и $T_0 = 1 \text{ эВ}$, $L = 1.2 \text{ м}$

которое устанавливает связь между критическим значением расхода и критической величиной разрядного тока. Расчеты приводят к значению $\lambda \cong 1.5$. Таким образом, на основе серии численных экспериментов впервые удалось провести сопоставление с имеющимися приблизительно интегральными экспериментальными данными. Полученный результат (35) позволяет говорить о приемлемом соответствии расчетных и экспериментальных данных.

Также установлено, что уменьшение характерных размеров плазменного ускорителя существенно сужает область значений $n_{кр}$, отвечающих стационарным устойчивым режимам течения. Кривая 2 на рис. 23 отвечает значению $L = 90 \text{ см}$. В то же время сравнение линий 3 и 1 на рис. 23 говорит о том, что одновременное использование неравномерной подачи и слабого продольного магнитного поля заметным образом расширяет область значений параметров, отвечающих ламинарным стационарным течениям в отсутствие неустойчивостей.

При наличии сильного продольного поля, начиная с некоторых критических значений H_z^0 , в окрестности анода формируется токовый слой, аналогичный тому, что представлен на рис.15 для одножидкостной модели.

Раздел 5.5 ориентирован на изучение динамики плазмы и приэлектродных процессов в режиме ионного токопереноса с проникаемыми и эквипотенциальными электродами. На рис. 24 представлено установившееся трансзвуковое течение плазмы, когда продольное магнитное поле на входе равно $H_z^0 = 0.1$, для следующих характерных параметров задачи: $n_0 = 3.6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T_0 = 2 \text{ эВ}$, $J_p = 300 \text{ кА}$, $L = 60 \text{ см}$, $R_0 = 25 \text{ см}$. В этом случае безразмерные параметры задачи равны $\beta = 0.005$, $\xi = 0.02$, $\sigma_0 = 812.8$.

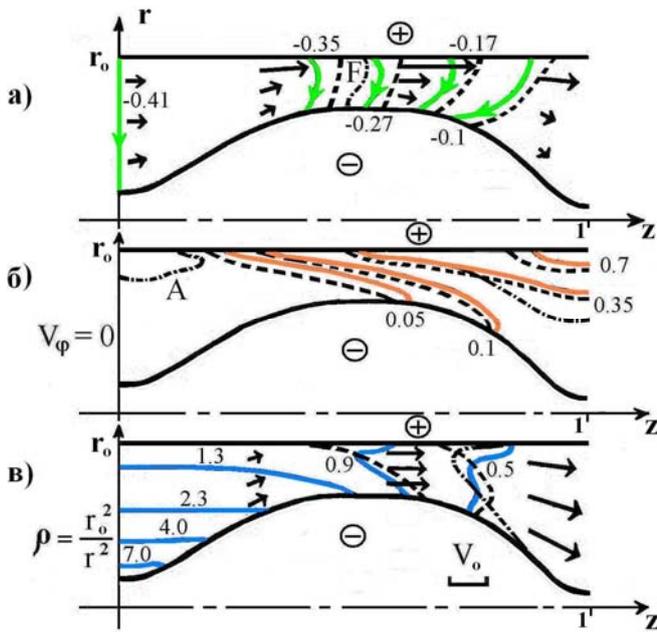


Рис. 24. Трансзвуковое течение плазмы в режиме ионного токопереноса при наличии продольного поля $H_z^0 = 0.1$

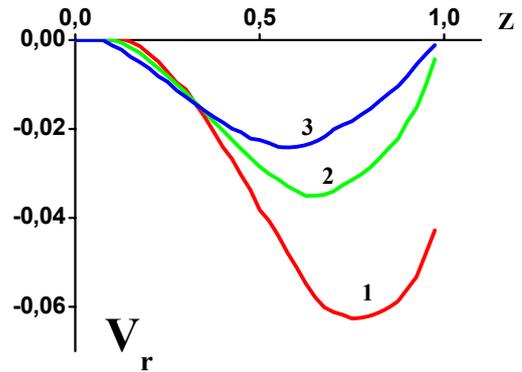


Рис. 25. Распределение радиальной компоненты скорости плазмы вдоль внешнего электрода: кривые 1, 2 и 3 – расчет при $H_z^0 = 0; 0.1$ и 0.15

Здесь изображены: **а)** электрический ток (j_z, j_r) (изолинии $r H_\phi = const$) и векторное распределение магнитного поля \mathbf{H} в проекции на плоскость (r, z) , электрический ток в отсутствие продольного поля $H_z^0 = 0$ (штриховые кривые), граница перехода через скорость быстрой магнитозвуковой волны (штрихпунктирная линия F); **б)** азимутальная скорость ионной и электронной (штриховые линии) компонент, граница перехода через скорость альфвеновской волны (штрихпунктирная кривая A); **в)** проекция скорости ионной компоненты \mathbf{V} на плоскость (r, z) и распределение плотности $\rho(z, r)$ (штриховые кривые – расчет при $H_z^0 = 0$). Штрихпунктирные кривые на рис. 24б и 24в соответствуют аналитической модели при $H_z^0 = 0.1$.

Исследования на основе двухжидкостной МГД-модели в режиме ионного токопереноса подтвердили основные закономерности для ядра потока. Существенным является следующее обстоятельство. При введении в систему продольного поля наблюдается уменьшение нормальной или радиальной составляющей V_r скорости втекания плазмы (см. кривые 1, 2 и 3 на рис. 25 для $H_z^0 = 0, H_z^0 = 0.1$ и $H_z^0 = 0.15$, соответственно). При этом, интегральный поток плазмы через анод \dot{m}_a , поток через катод \dot{m}_k и интегральный параметр обмена, равный в данном случае $\xi_0 = |\dot{m}_k| / \dot{m}$, практически не меняются в режиме ионного токопереноса. Таким образом, продольное поле не ухудшает интегральные параметры ускорителя (см., например, [8,11,13,17]), что также указывает на целесообразность модификации коаксиальных ускорителей с помощью слабого продольного магнитного поля [12]. В рассматриваемом режиме ионного токопереноса не наблюдается возникновение каких-либо

приэлектродных неустойчивостей. В то же время при достаточно сильном продольном поле, также как и в предшествующих моделях, формируется токовый слой, аналогичный тому, что изображен на рис.15.

В разделе 5.6 приведены результаты исследования динамики ионов примесей меди, азота и кислорода в основном потоке дейтериевой плазмы. Выявлены условия, при которых сепарация ионов примесей становится явно выраженной и возможен эффект самоочистения потока в ускорителе с азимутальным магнитным полем [25]. Развитие метода пробных частиц [1] при наличии дополнительного продольного магнитного поля представлено в [44]. Раздел 5.7 диссертации, а также пп. 6 - 8 основных результатов автореферата содержат выводы и формулировки наиболее значимых результатов исследований, представленных в пятой главе.

Основные результаты

1. На основе МГД-уравнений, дополненных уравнением кинетики ионизации и рекомбинации, выявлена неравновесная природа процессов на фронте ионизации в канале КСПУ с азимутальным магнитным полем.

Разработан теоретический подход в исследовании процессов на фронте ионизации в традиционном плазменном ускорителе с азимутальным магнитным полем. Выявлена структура стационарного неравновесного фронта ионизации.

Сформулированы условия, отвечающие возможности осуществления процесса ионизации газа в канале ускорителя, возможности перехода скорости потока ионизирующегося газа через газодинамическую скорость звука и выхода в стационарные особые точки в пределах узкого фронта ионизации.

2. Разработаны основы теории течений плазмы в канале КСПУ при наличии дополнительного продольного магнитного поля. Решение МГД-задачи с учетом эффекта Холла в приближении плавного канала дало первичное представление о динамике плазмы в трехкомпонентном магнитном поле. Обнаружено, что с помощью продольного поля можно уменьшить влияние эффекта Холла.

3. На основе двумерной численной классической МГД-модели осесимметричных течений плазмы впервые исследованы динамические характеристики вращающихся потоков плазмы в канале ускорителя при наличии продольного магнитного поля. МГД-модель в терминах векторного потенциала магнитного поля с учетом конечной проводимости среды показала, что слабое продольное поле позволяет реализовать трансзвуковые течения. При этом в окрестности внешнего электрода за счет возникающего вращения наблюдается увеличение концентрации, способное предотвратить возникновение приэлектродных неустойчивостей.

4. На основе классической МГД-модели с учетом проводимости, теплопроводности и потерь энергии на излучение впервые проведен сравнительный анализ компрессионных потоков плазмы, генерируемой в КСПУ с азимутальным магнитным полем из различных газов: водорода, гелия, аргона и ксенона. При переходе к более тяжелым газам уменьшаются скорость потока и значения концентрации в области компрессии. В то же время энергия ионов на выходе практически не меняется при изменении массы иона.

Проведено сравнение интегральных характеристик потоков в канале ускорителя при использовании различных газов для генерации плазмы. Установлено, что при переходе к более тяжелым газам тяга системы практически не меняется. Соответственно легкие газы с одинаковой эффективностью могут быть использованы в перспективных модификациях КСПУ в качестве мощных электроактивных плазменных двигателей.

5. Выявлены особенности компрессионных потоков плазмы на выходе из канала ускорителя при наличии продольного магнитного поля. Показано, что слабое продольное поле оказывает заметное воздействие на компрессионные потоки плазмы, снижая значения плотности и температуры.

Обнаружен эффект генерации продольного магнитного поля на конической ударной волне. Данный эффект является примером гидромагнитного динамо или МГД-динамо, когда по обе стороны конической поверхности происходит вращение проводящей среды с разной скоростью.

6. Проведено исследование приэлектродных процессов в плазменных ускорителях на основе двумерной, нестационарной, двухжидкостной МГД-модели с учетом эффекта Холла и тензора проводимости среды. Модель реализована в терминах векторного потенциала магнитного поля.

а) Численные эксперименты для ускорителей с азимутальным магнитным полем, эквипотенциальными и непроницаемыми электродами впервые подтвердили теоретические предпосылки возникновения явления кризиса тока, обусловленного эффектом Холла, а также впервые позволили провести сопоставление с имеющимися экспериментальными данными. Выявлена область параметров и сформулирован критерий, отвечающие стационарным течениям в отсутствие приэлектродных неустойчивостей, предшествующих явлению кризиса тока. Установлено, что одновременное использование неравномерной подачи на входе и дополнительного слабого продольного магнитного поля существенно расширяет область значений параметров, отвечающих устойчивым течениям.

б) Исследование течений плазмы в канале КСПУ в режиме ионного токопереноса с проницаемыми электродами подтвердило основные закономерности процессов, выявленные ранее на основе аналитической и одножидкостной моделей. Установлено, что в данном режиме в окрестности электродов не наблюдается возникновения неустойчивостей и происходит заметное уменьшение нормальной составляющей скорости втекания плазмы через проницаемый анод при наличии продольного магнитного поля.

7. Обнаружен эффект формирования токовых слоев в движущейся плазме и привязок тока на аноде для сильного продольного поля.

8. С помощью метода пробных частиц, ионов заданной массы и заряда, установлено, что увеличение разрядного тока в системе, увеличение характерной температуры фонового потока, а также уменьшение концентрации плазмы, подаваемой на входе в канал, приводят к явно выраженной сепарации примесных ионов и эффекту самоочистки потока плазмы от примесей.

Таким образом, разработаны основы теории процессов на фронте ионизации, основы теории течений плазмы при наличии продольного

магнитного поля в канале КСПУ. Впервые исследованы фундаментальные свойства потоков ионизирующегося газа, а также потоков плазмы в присутствии продольного магнитного поля. Выявлены и обнаружены новые эффекты. Кроме того, решена проблема теоретического обоснования нового класса установок – КСПУ с продольным магнитным полем.

Несмотря на определенные успехи, достигнутые при согласовании расчетных и ряда экспериментальных данных, представленная работа стимулирует дальнейшее развитие экспериментальных исследований, использующих различные методы диагностики плазмы (см., например,⁵¹).

Автор выражает глубокую благодарность А.И. Морозову, К.В. Брушлинскому, В.А. Левину, А.Г. Куликовскому, А.А. Бармину, а также коллегам и соавторам, как в России, так и в зарубежье, способствовавшим многим исследованиям и подготовке диссертационной работы.

Публикации. По теме диссертации опубликовано более 100 работ, в том числе более 20 статей в рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК для публикации научных результатов докторских диссертаций, 7 статей в рецензируемых сборниках, более 15 препринтов ИПМ им. М.В.Келдыша, более 10 статей в сборниках трудов конференций, а также тезисы докладов на всероссийских и зарубежных конференциях и научно-технические отчеты. Библиография диссертации включает 59 работ с участием автора. Основное содержание диссертационной работы отражено в следующих публикациях.

Публикации по теме диссертации

Статьи в рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК

- [1] Брушлинский К.В., Козлов А.Н., Морозов А.И. Численное исследование двумерных течений плазмы и ионизирующегося газа методом пробных частиц. // Физика плазмы. 1985. Т. 11, № 11. С. 1358-1367.
- [2] Брушлинский К.В., Заборов А.М., Козлов А.Н., Морозов А.И., Савельев В.В. Численное моделирование течений плазмы в КСПУ. // Физика плазмы. 1990. Т. 16, № 2. С. 147-157.
- [3] Козлов А.Н. Особенности динамики плазмы в КСПУ в процессе установления течения. // Физика плазмы. 1992. Т. 18, № 6. С. 714-723.
- [4] Козлов А.Н. Кинетика ионизации и рекомбинации в канале плазменного ускорителя. // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 5. С. 181-188.
- [5] Козлов А.Н. Модель пристеночной проводимости в окрестности макронеоднородной зеркально отражающей поверхности. // Физика плазмы. 2002. Т. 28, № 2. С. 180-187.
- [6] Козлов А.Н. Влияние продольного магнитного поля на эффект Холла в канале плазменного ускорителя. // Изв. РАН. МЖГ. 2003. № 4. С. 165-175.

⁵¹ Пергамент М.И. Методы исследований в экспериментальной физике. Долгопрудный: Интеллект, 2010. 300 с.

- [7] Kozlov A.N. Modeling of rotating flows in the plasma accelerator channel with longitudinal magnetic field. // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics. 2005. No. 1. P. 104-106.
- [8] Козлов А.Н. Динамика вращающихся потоков в канале плазменного ускорителя с продольным магнитным полем. // Физика плазмы. 2006. Т. 32, № 5. С. 413-422.
- [9] Kozlov A.N., Zaborov A.M. Formation of the current attachments in plasma accelerator channel under influence of the longitudinal magnetic field. // Problems of Atomic Sci. and Tech. Ser.: Plasma Physics. 2006. No.12.P.93-96.
- [10] Kozlov A.N. Generation of the magnetic field in the compressible plasma streams. // Problems of At. Sci. and Tech. Ser.: Pl. Ph. 2008. No.6. P. 101-103.
- [11] Kozlov A.N. Basis of the quasi-steady plasma accelerator theory in the presence of a longitudinal magnetic field. // J. Plasma Physics. 2008. V.74, No.2. P.261-286.
- [12] Kozlov A.N., Drukarenko S.P., Klimov N.S., Moskacheva A.A., Podkovyrov V.L. The experimental research of the electric characteristics of discharge in the quasi-steady plasma accelerator with the longitudinal magnetic field. // Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Plasma Physics. 2009. No. 1. P. 92-94.
- [13] Козлов А.Н. Двухжидкостная магнитогидродинамическая модель течений плазмы в квазистационарном ускорителе с продольным магнитным полем. // Прикладная механика и техническая физика. 2009. Т. 50, № 3. С. 44-55.
- [14] Kozlov A.N. Influence of geometry of the impenetrable electrodes on process of formation of the current crisis in the plasma accelerators. // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics. 2010. No. 6. P. 97-99.
- [15] Козлов А.Н. Устойчивость течений и явление кризиса тока в квазистационарном сильноточном плазменном ускорителе. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. МЖГ. Изд. ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород. 2011. № 4, часть 3. С. 849-851.
- [16] Kozlov A.N., Drukarenko S.P., Seytkhalilova E.I., Solyakov D.G., Velichkin M.A. The comparative analysis of the compressible plasma streams generated in QSPA from the various gases. // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics. 2012. No. 6. P. 120-122.
- [17] Козлов А.Н. Исследование приэлектродных процессов в квазистационарных плазменных ускорителях с непроницаемыми электродами. // Физика плазмы. 2012. Т. 38, № 1. С. 15-25.
- [18] Garkusha I.E., Chebotarev V.V., Kulik N.V., Ladygina M.S., Marchenko A.K., Petrov Yu.V., Solyakov D.G., Eliseev D.V., Staltsov V.V., Cherednichenko T.N., Morgal Ya.I., Kozlov A.N. Local MHD characteristics in compression zone and plasma stream generated by MPC. // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics. 2012. No. 6. P. 123-125.
- [19] Kozlov A.N., Garkusha I.E., Kononov V.S., Novikov V.G. The radiation intensity of the Lyman alpha line at ionization front in the quasi-steady plasma accelerator. // Problems of At. Sci. and Tech. Ser.: Pl. Ph. 2013, No.1. P.128-130.
- [20] Бармин А.А., Козлов А.Н. Структура стационарного фронта ионизации в канале плазменного ускорителя. // Изв. РАН. МЖГ. 2013. № 4. С. 164-175.

Статьи в сборниках и препринты

- [21] Козлов А.Н. Модели физических процессов в плазменных ускорителях. // В сб. “Физика экстремальных состояний вещества” под ред. Фортова В.Е. и др. Изд. ИПХМ РАН, Черноголовка, 2002. С. 167-169.
- [22] Козлов А.Н. Моделирование осесимметричных вращающихся трансзвуковых потоков плазмы. // Физика экстремальных состояний вещества. Под ред. Фортова В.Е. и др. Изд. ИПХМ РАН, Черноголовка. 2005. С. 226-227.
- [23] Козлов А.Н. Особенности динамика потоков плазмы в ускорителях при наличии продольного магнитного поля. // В сб. “Физика экстремальных состояний вещества - 2006” под ред. Фортова В.Е. и др. Изд. ИПХМ РАН, Черноголовка, 2006. С. 252-253.
- [24] Kozlov A.N. Plasma flow peculiarities in accelerator channel with longitudinal magnetic field. // AIAA Meeting Papers. 37–th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conf. 5–6 June 2006. Sun Francisco. Paper AIAA 2006–3564. P. 1–16.
- [25] Морозов А.И., Козлов А.Н. Эффект самоочистения потока водородной плазмы в ускорителе КСПУ. // Физика экстремальных состояний вещества. Под ред. Фортова В.Е. и др. Изд. ИПХФ РАН, Черноголовка, 2007, С. 316-319.
- [26] Друкаренко С.П., Климов Н.С., Козлов А.Н., Москачева А.А., Подковыров В.Л. Приэлектродные процессы в квазистационарном плазменном ускорителе с продольным магнитным полем. // Физика экстремальных состояний вещества. Под ред. Фортова В.Е. Изд. ИПХФ РАН, Черног., 2008. С. 262-265.
- [27] Konovalov V.S., Kozlov A.N., Novikov V.G. The condition of transition from the pulsing modes to the stationary ionizing gas flows in the channel of the coaxial plasma accelerator. // Compendium “Physics of Extreme States of Matter – 2009”. Ed. V.E. Fortov. Chernogolovka, IPSP RAS. 2009. P. 211-214.
- [28] Козлов А.Н. Определение геометрии электродов и оценки параметров коаксиального плазменного ускорителя в приближении плавного течения. // Препринт ИПМ им. М.В.Келдыша АН СССР. 1984. № 123. 28 с.
- [29] Козлов А.Н. Моделирование двумерных течений ионизирующегося газа и плазмы в коаксиальном ускорителе с учетом теплопроводности, излучения и процессов в электрической цепи. // Препринт ИПМ им. М.В.Келдыша АН СССР. 1985. № 186. 23 с.
- [30] Козлов А.Н. Расчет двумерных течений ионизирующегося газа и плазмы в коаксиальном ускорителе с учетом теплопроводности, излучения и процессов в электрической цепи. // Препринт ИПМ им. М.В.Келдыша АН СССР. 1986. № 32. 27 с.
- [31] Козлов А.Н. Численное исследование двумерных течений ионизирующегося газа в приближении ЛТР. // Преп. ИПМ им. М.В.Келдыша. 1986. № 174. 20с.
- [32] Брушлинский К.В., Козлов А.Н., Морозов А.И. Динамика плазмы в системе ускоритель – вакуумная камера. // Препринт ИПМ им. М.В.Келдыша АН СССР. 1988. № 146. 16 с.
- [33] Козлов А.Н. Течение плазмы с анодным подпотоком в канале коаксиального ускорителя медленно меняющегося сечения. // Препринт ИПМ им. М.В.Келдыша АН СССР. 1989. № 53. 20 с.

- [34] Козлов А.Н. Численная модель динамики плазмы в двухступенчатом коаксиальном сильноточном плазменном ускорителе. // Препринт ИПМ им. М.В.Келдыша РАН. 1992. № 68. 22 с.
- [35] Козлов А.Н. Влияние геометрических факторов на процесс ионизации газа в канале плазменного ускорителя. // Препринт ИПМ им. М.В.Келдыша РАН. 1995. № 112. 18 с.
- [36] Козлов А.Н. Кинетика ионизации и рекомбинации в канале плазменного ускорителя. // Препринт ИПМ им. М.В.Келдыша РАН. 1998. № 42. 30 с.
- [37] Козлов А.Н. Пристеночная проводимость в окрестности зеркально отражающей макронеоднородной поверхности в канале стационарного плазменного двигателя (СПД). // Преп. ИПМ им. М.В.Келдыша. 2001. № 29. 21с.
- [38] Козлов А.Н. Аналитическая модель аксиально симметричных течений идеальной двухкомпонентной плазмы при наличии продольного магнитного поля. // Препринт ИПМ им. М.В.Келдыша РАН. 2002. № 12. 32с.
- [39] Козлов А.Н. Численная модель вращающихся осесимметричных потоков плазмы. Сопоставление с аналитической моделью. // Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша РАН. 2004. № 48. 26 с.
- [40] Козлов А.Н. Исследование вращающихся потоков плазмы на основе двумерной одножидкостной МГД-модели. // Препринт ИПМ им. М.В.Келдыша РАН. 2005. № 69. 27 с.
- [41] Козлов А.Н. Воздействие продольного магнитного поля на компрессионные потоки плазмы. // Преп. ИПМ им. М.В.Келдыша. 2007. № 87. 19 с.
- [42] Бармин А.А., Козлов А.Н. Исследование структуры фронта ионизации в квазистационарном плазменном ускорителе. // Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша РАН. 2012. № 47. 36 с.
- [43] Козлов А.Н., Коновалов В.С., Новиков В.Г. Сравнительный анализ трех методов расчета переноса излучения на фронте ионизации в квазистационарных плазменных ускорителях. // Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша РАН. 2012. № 50. 24 с.
- [44] Козлов А.Н. Расчет траекторий одиночных частиц в канале ускорителя при наличии продольного магнитного поля и вращения плазмы. // Сб. трудов 8-й Всер. науч. конф. "Краевые задачи и математическое моделирование". Новокузнецк, 1-3 декабря 2006 г. Изд.: НФИ КемГУ. 2006. С. 83-90.
- [45] Козлов А.Н. Численная модель компрессионных потоков плазмы при наличии продольного магнитного поля в квазистационарном плазменном ускорителе (КСПУ). // Сборник трудов. III школа-семинар по Магнитоплазменной аэродинамике под руководством Г.Г. Черного и В.А. Битюрина. 8-10 апреля 2008 г. М.: ИВТ РАН. 2008, С. 265-271.
- [46] Kozlov A.N. Researches of the phenomenon of the current crisis in the channel of the plasma accelerator with the continuous electrodes within the framework of the two-fluid MHD-model. // Proc. of the 9th International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics. Ed. V.A. Bityurin. Moscow. JИHT RAS. 2010. P. 95-97.