

Моторин Андрей Анатольевич

**Математическое моделирование динамики плазменных сгустков в
верхней атмосфере**

Специальность: 1.2.2. Математическое моделирование, численные
методы и комплексы программ

АВТОРЕФЕРАТ

**диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук**

Москва – 2023

Работа прошла апробацию в федеральном государственном бюджетном учреждении науки «Институт автоматизации проектирования Российской академии наук» (ИАП РАН)

Научный руководитель: **Ступицкий Евгений Леонидович** – доктор технических наук, профессор

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Объединенный институт высоких температур Российской Академии Наук (ОИВТ РАН)

Защита состоится **15 марта 2023 г. в 12 часов 00 минут** на заседании диссертационного совета **ФПМИ.1.2.2.015**, созданного на базе федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)» (МФТИ, Физтех)

по адресу: 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский переулок, д. 9.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке МФТИ, Физтех и на сайте организации <https://mipt.ru/education/post-graduate/soiskateli-fiziko-matematicheskie-nauki.php>

Автореферат разослан «__» _____ 202__ г.

Ученый секретарь
диссертационного совета

Войтиков Константин Юрьевич

Общая характеристика работы

Состояние исследований по теме и её актуальность

В настоящее время геофизические ракетные эксперименты с выбросом в верхнюю атмосферу легкоионизируемого вещества в виде сгустков являются одним из наиболее эффективных средств исследования взаимодействия плазменных потоков с геомагнитным полем, нейтральной и ионизованной атмосферой, процессов генерации магнитогидродинамических возмущений, исследования свечения и ионизации возмущенной области. Воздействие плазменных потоков на космические аппараты (КА), их оптико- и радиоэлектронные системы и средства их защиты определяет продолжительность и эффективность их функционирования.

Наибольшей удельной энергией обладает плазма, образующаяся в геофизических экспериментах с проведением космических ядерных взрывов (КЯВ) на высотах более ~ 100 км. Космический взрыв в своем пространственно-временном развитии представляет собой комплексную задачу физики плазмы и численных методов. В начальной стадии – это сферический высокоскоростной разлет многокомпонентной неравновесной плазмы, постепенно переходящий в 3-х мерное крупномасштабное течение на более поздней стадии. Таким образом, необходимость учета большого количества физических процессов на ранней стадии и трехмерного характера течения на поздней стадии делает решение проблемы в целом чрезвычайно трудоемким даже в численном отношении. Для моделирования ранней стадии разлета плазменного сгустка физические модели, оттестированные на лабораторных исследованиях лазерной плазмы, были в основном разработаны и численно реализованы в работах Ступицкого Е.Л. Для расчета крупномасштабного течения плазмы на поздней стадии за основу был принят сеточно-характеристический метод, разработанный в работах Холодова А.С. и Петрова И.Б. В данной работе этот метод реализован в трехмерном МГД-приближении. Созданная программа позволила прогнозировать общую картину плазменного течения применительно к ионосферным экспериментам в диапазоне высот 100-1000 км.

В научном и практическом отношении представляет интерес задача о взаимодействии двух или нескольких плазменных областей в разреженной ионосфере. Применительно к высотам более 100 км таких исследований не проводилось. Поэтому актуальным является вопрос о расширении возможностей 3Д-алгоритма, когда существенно усложняется роль и геометрия магнитного поля.

Так как из-за ограниченности вычислительных возможностей использовалось идеальное МГД-приближение без учета ионизационных и оптических процессов, которые и определяют воздействие плазменных областей на оптико-электронные средства (ОЭС) космических

аппаратов и средства радиосвязи и локации, то в данной работе была создана приближенная методика оценки температуры и степени ионизации возмущенной плазменной области КЯВ на основе квазиравновесного приближения. Прохождение радиоволны через сильно неоднородную ионизованную область в возмущенной ионосфере представляет собой самостоятельную, достаточно сложную и актуальную численную задачу. В работе рассмотрено прохождение радиоволны через возмущенную ионосферу в лучевом приближении. И показано её существенное влияние на параметры радиоволны в результате рефракции и поглощения.

В последние десятилетия наиболее важным направлением в исследовании ОКП является использование плазменных сгустков и сгустков из легко ионизированного вещества (типа бария). Наибольший интерес здесь представляет новое направление, связанное с использованием плазменных пушек, работа которых детально исследуется в лабораторных условиях. В России большой цикл экспериментальных работ выполнен в ТРИНИТИ и посвящен как разработке генераторов плазменных сгустков высокой удельной энергии, так и исследованию их импульсного воздействия на твёрдотельную мишень. В США по данной теме также был выполнен ряд работ с целью создания импульсного плазменного генератора с наиболее высокими энергетическими и динамическими характеристиками. Основные экспериментальные результаты этих работ посвящены исследованиям на установке MARAUDER и были направлены на анализ процесса генерации компактного плазменного тороида высокой удельной энергии и оценке характеристик высокотемпературной плазменной области, образующейся при взаимодействии падающего и отраженного от твердотельной мишени потоков непосредственно при выходе плазмы из генератора, поперечные и продольные масштабы которого порядка метров. При движении тороидального плазменного сгустка (ТПС) в вакууме или сильно разреженном газе увеличиваются его масштабы, уменьшаются плотность, температура и степень ионизации, а, следовательно, и характер взаимодействия с окружающей разреженной газовой средой и геомагнитным полем. Исследование этих процессов важно для решения целого ряда фундаментальных и прикладных вопросов физики плазмы.

Цели и задачи работы.

Целью работы является разработка и адаптация имеющихся численных алгоритмов для решения актуальных как в научном так и в прикладном отношении задача крупномасштабной динамики плазмы в приближении геомагнитного поля и разреженной ионосферы и расчет характеристик таких течений. Задачи работы были следующие:

1. Определить основные ионизационные, температурные и динамические характеристики быстро расширяющегося сгустка неравновесной многокомпонентной

плазмы на начальной стадии её разлета и проанализировать особенности в поведении её параметров на основе специально разработанного численного алгоритма.

2. Адаптация разработанного ранее трехмерного МГД-алгоритма [4,5] к исследованию взаимодействия двух плазменных сгустков высокой удельной энергии в условиях верхней ионосферы с учетом ее неоднородности и действия геомагнитного поля.
3. Создание приближенного метода оценки степени ионизации и температуры области плазменного возмущения на основе газодинамических параметров, полученных в трехмерном МГД-приближении.
4. Исследование влияния характеристик ионизированной плазменной области на прохождение радиоволн.
5. Математическое моделирование начальной стадии движения ТПС после выхода из генератора, численный анализ его движения в разреженном воздухе и оценка воздействия на мишень.

Методология и методы исследования.

При работе над диссертацией использовалась методология математического моделирования, методы вычислительной математики. Для решения дифференциальных уравнений использовались методы решения ОДУ, сеточно-характеристический метод, предложенный К.М. Магомедовым, А.С. Холодовым и Петровым И.Б. и метод расщепления по физическим процессам при расчете динамики неравновесной плазмы, предложенный Ступицким Е.Л. Программный комплекс для расчёта написан на языках Fortran, Pascal и C++.

Научная новизна.

1. Расширение возможностей использования трехмерного МГД-алгоритма для расчета двух ионосферных взрывов. Получение численных результатов и анализ общей картины течения плазмы.
2. Разработка приближенного алгоритма одновременного расчета динамических и ионизационных характеристик возмущенной области.
3. Комплексные расчетные исследования возможности работы плазменной пушки в условиях ионосферы и определение основных характеристик ТПС при распространении на большие расстояния.

Таким образом научная новизна работы связана как с совершенствованием трехмерного МГД-алгоритма, так и с получением новых результатов, важных как в научном и прикладном отношении.

Научная и практическая значимость работы.

Разработан численный алгоритм для получения данных по ионизации ионосферы взрывом, необходимый для оценки его воздействия на радиолокацию и связь.

Разработан алгоритм, позволяющий рассчитать прохождение радиоволн через крупномасштабную ионизированную область, и его программная реализация, которая может использоваться специалистами, изучающими распространение радиоволн в ионосфере. Результаты расчетов также могут использоваться инженерами, разработчиками радиоаппаратуры для усовершенствования передающих и приемных устройств при их работе в условиях наличия помех.

Разработанный программный комплекс, связанный с моделированием начальной и последующей стадии движения ТПС в разреженном газе позволит выбрать оптимальные параметры как плазменного устройства, так и самой плазмы, для практического использования в условиях ближнего космоса.

Научная значимость работы состоит в подробном исследовании рассматриваемых физических явлений физики плазмы и разработке численного метода их описания и прогнозов.

Положения, выносимые на защиту, отражены в основных результатах и выводах диссертации.

Степень достоверности и апробация работы.

Результаты диссертации опубликованы в 12 статьях, которые изданы в журналах, рекомендованных ВАК, входящих в Scopus и индексируемых Web of Science и одной монографии. Личный вклад соискателя в работы с соавторами соответствует результатам диссертации, вынесенным на защиту.

Научные результаты были доложены, обсуждены и получили одобрение специалистов на 6 российских и международных научных конференции включая: Международная научная конференция “50 лет развития сеточно-характеристического метода” памяти академика Александра Сергеевича Холодова (МФТИ, 2018), XIII International Conference on Applied Mathematics and Mechanics in the Aerospace Industry, Smart Computational Methods in Continuum Mechanics

Личный вклад соискателя в работу с соавторами.

Все результаты диссертации и соответствующие им части публикаций получены лично соискателями. Реализован программный 3D код для решения задачи о трехмерном течении плазмы в МГД-приближении. В результате усовершенствования структуры метода получены результаты по параметрам течения плазмы при взаимодействии двух сгустков плазмы. Выполнен численный анализ влияния плазменной области на распространение радиоволн. Реализован

численный алгоритм, описывающий динамику тороидального плазменного сгустка при выходе из генератора и дан подробный численный анализ его движения в разреженной атмосфере.

Структура и объем работы.

Диссертация состоит из введения, трёх разделов, заключения, списка литературы. Полный объем диссертации 133 страниц с 82 рисунками и 3 таблицами. Список литературы содержит 70 наименований.

Основное содержание работы.

Во введении обоснована актуальность, цель диссертации, показана научная новизна и практическая значимость работы. Указаны основные методы физических и численных исследований, сформулированных в работе задач, а также степень достоверности полученных в работе результатов.

Первый раздел работы посвящен изложению численных исследований крупномасштабных плазменных геофизических экспериментов, связанных с исследованием ядерных взрывов в околоземном космическом пространстве (ОКП, $h > 100 \text{ км}$). Для расчета ранней инерционной стадии разлета плазмы высокой удельной энергии и сложного состава использовались уравнения динамики в лагранжевых координатах, система уравнений ионизационной кинетики и уравнения для электронной и ионной температуры. Эта система в обычно используемых обозначениях имеет вид:

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} &= -r^2 \frac{\partial P}{\partial m} \\ \frac{1}{\rho} &= \frac{1}{3} \frac{\partial r^3}{\partial m} \\ u &= \frac{\partial r}{\partial t} \\ P &= n_e k T_e + n k T \\ \frac{\partial \alpha_{ez}}{\partial t} &= S_{sz} \\ \frac{\partial y_e}{\partial t} &= S_{ee} - \frac{y_e - y}{\tau_e} \\ \frac{\partial y}{\partial t} &= \frac{y_e - y}{\tau_i}\end{aligned}$$

Для правых частей имеем:

$$S_{sz} = j_{ez}(\alpha_{s+1} \cdot \alpha \cdot K_{sz-1} - \alpha_{sz} \cdot \alpha^2) - j_{ez+1}(\alpha_{sz} \cdot \alpha \cdot K_{sz} - \alpha_{sz+1} \cdot \alpha^2) +$$

$$\begin{aligned}
& + (\alpha_{SZ+1} \cdot \alpha \cdot j_{ez+1}^v - \alpha_{SZ} \cdot j_{ez}^v); \\
S_{ee} = & -\frac{2}{3} \left\{ \sum_{s=1}^4 \delta_s \sum_{z=0}^{Z_{ms}} \left[\left(\frac{I_{sz}}{T_g} + \frac{3}{2} y_e \right) \cdot j_{ez+1} \cdot (\alpha_{SZ} \cdot K_{sz} - \alpha_{SZ+1} \cdot \alpha) \right] + \right. \\
& \left. + \left(f_{sz} - \frac{3}{2} \right) y_e \cdot \alpha_{SZ} \cdot j_{ez}^v \right\};
\end{aligned}$$

Здесь использовался метод расщепления по физическим процессам

$$y_e = T_e / T_g; \quad y = T / T_g$$

где $T_g = T_0 (n/n_0)^{2/3}$ – температура, соответствующая адиабатическому расширению Лагранжевой частицы. Начальная T_0 бралась из расчетов радиационно-газодинамической стадии в самом начале расширения плазмы ($r \leq 10R_0$). В результате этих расчетов получен новый достаточно важный результат: степень ионизации смеси в каждой лагранжевой ячейке на заключительном этапе рекомбинации электронов выходит на единое значение практически не зависящее от состава смеси в плазме (рис.1). Это связано с диффузионным характером рекомбинации по оси энергии электронов и слабой зависимостью от структуры электронных оболочек элементов смеси.

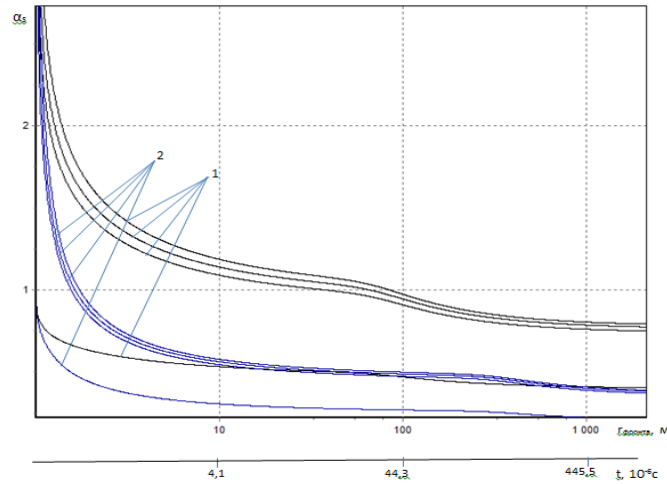


Рис.1. Степени ионизации компонент смеси в зависимости от $r_{\text{фронта}}$ на фронте (1) и в средней ячейке(2).

Выделяемая в электронах рекомбинационная энергия приводит к повышению электронной температуры над адиабатической в десятки раз.

Полученные при расчете инерционной стадии результаты использовались в качестве начальных данных расчета трехмерной МГД-задачи по поведению плазменного сгустка на более

поздней стадии, когда на него определяющее влияние оказывают геомагнитное поле и неоднородная разреженная ионосфера.

На основе выполненного анализа было показано, что в широком диапазоне удельной энергии плазмы (q/M) позднюю стадию крупномасштабного течения плазмы можно описывать в односкоростном МГД-приближении на основе уравнений

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{V}) = 0; \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial(\rho \vec{V})}{\partial t} + \operatorname{div} \left[\rho \vec{V} \vec{V} + \left(\rho + \frac{B^2}{8\pi} \right) \hat{I} - \frac{\vec{B} \vec{B}}{4\pi} \right] = \rho \vec{g}; \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \operatorname{div} \left[\left(e + \rho + \frac{B^2}{8\pi} \right) \vec{V} - \frac{\vec{B}(\vec{V} \vec{B})}{4\pi} \right] = 0; \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = D \Delta \vec{B} + \operatorname{rot} [\vec{V} \times \vec{B}]. \quad (1.4)$$

Здесь: $e = \rho \left(\varepsilon + \frac{\vec{V} \vec{V}}{2} \right) + \vec{B} \vec{B} / 8\pi$; $\vec{g}$ – ускорение силы тяжести; $\hat{I}$ – единичный тензор.

Расчеты основаны на применении сеточно-характеристического метода, разработанного на кафедре вычислительной математики МФТИ под руководством академика Холодова А.С. и член-корреспондента Петрова И.Б.. Постановка и адаптация метода к взрыву выполнена профессором Ступицким Е.Л.

Так как во время разработки данных алгоритмов основной целью являлось создание трёхмерного алгоритма расчета параметров крупномасштабного плазменного течения в верхней атмосфере и магнитосфере, то, учитывая ограниченность вычислительных возможностей, был сделан ряд упрощающих предположений по физике процессов, не влияющих существенно на общие закономерности поведения параметров возмущенной области:

- для плазмы и фона рассматривалась сплошная односкоростная плазменная среда;
- при $t=0$ плазма и фон разделены не только заданием различных термодинамических характеристик, но и степенью ионизации $\alpha = n_e/n$, где n_e, n – концентрации электронов и тяжелых частиц;

– течение плазмы и фона предполагается замороженным, т.е. процессы ионизации и рекомбинации не учитываются и в каждой частице $\alpha = \text{const}$.

Анализ показывает, что в основу вычислительной модели должны быть положены методы сквозного расчёта разрывных течений в эйлеровых переменных, являющиеся наиболее универсальными. При этом, учитывая необходимость расчетов на большие времена, сильную пространственную неоднородность и нестационарность задач, наличие разрывов искомых параметров большой интенсивности, сложную и меняющуюся во времени структуру течения и ряд других факторов, метод должен быть:

- явной разностной схемой по недиффузионной части уравнений МГД, что позволяет легко и эффективно распараллелить алгоритм под современные высокопроизводительные многопроцессорные вычислительные системы и решать реальные задачи с необходимой точностью;
- иметь высокий (2-3) порядок аппроксимации, что позволяет решить проблему больших времен и сильной пространственной неоднородности течений, т.к. такие схемы дают более качественное решение на относительно грубых сетках (с более детальным разрешением особенностей);
- обладать свойствами монотонности на разрывах и консервативности (по крайней мере, по массе и импульсу) для сквозного расчета разрывов большой интенсивности. Более того, в качестве одного из элементов численного метода (как правило, в качестве предиктора в схемах предиктор-корректор) необходимо использовать автомодельное решение задачи о распаде произвольного разрыва для решения проблемы сверхсильных разрывов (с интенсивностью в несколько порядков).

В программе в качестве базового метода были выбраны последние модификации сеточно-характеристических методов, хорошо зарекомендовавших себя ранее при решении самых разных классов задач - газовой динамики, механики деформируемого твердого тела, физики плазмы.

Учитывая наличие в данной задаче разрывов параметров большой интенсивности, образующихся на стадии интенсивного торможения плазмы, особое внимание уделялось анализу монотонности разностных схем высокого (2-3) порядка аппроксимации и их обобщению на трёхмерный нестационарный случай.

Так как сферическая симметрия задачи при $t \sim 1$ с начинает резко нарушаться, то в расчётах использовалась декартова система координат (x, y, z) , в которой задавалось направление невозмущённого геомагнитного поля (B_x, B_y, B_z) (рис.2). Уравнения (1.1)-(1.4), взятые в консервативной форме, расписывались по универсальному векторно-матричному шаблону:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial F_1}{\partial x} + \frac{\partial F_2}{\partial y} + \frac{\partial F_3}{\partial z} = f \quad (1.5)$$

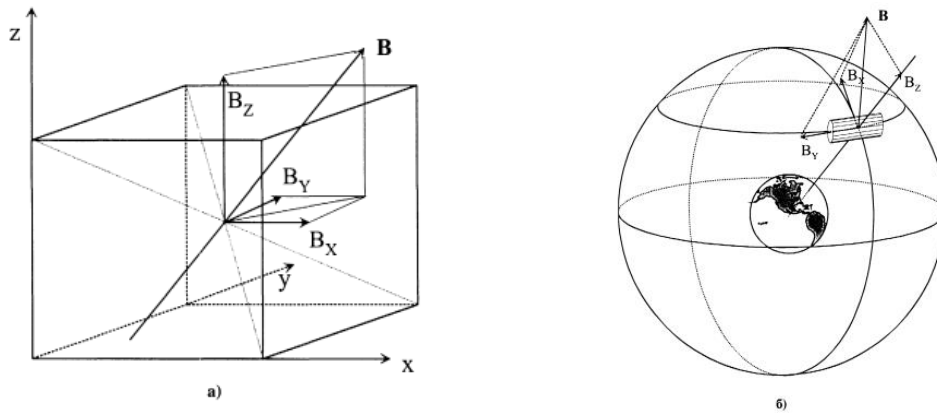


Рис.2 Геометрия задачи (3D)- (а), квазитрехмерная геометрия (б).

На рис. 3-5 показано распределение основных параметров плазмы для нескольких высот энерговыделения $H=120, 150, 400$ км.

С ростом высоты существенно меняется пространственный характер движения плазмы. Если на $H=220$ км влияние магнитного поля сгустка, то на 400 км, магнитное поле формирует плазменную восходящую струю с преимущественным распределением массы плазмы в плоскости магнитного меридиана. Полученная в расчетах структура течения соответствует экспериментальным данным.

При решении прикладных задач, планировании, проведении и анализе результатов возможных крупномасштабных экспериментов в околоземном космическом пространстве с применением плазменных сгустков и струй, а также в лабораторных экспериментах со столкновением сгустков лазерной плазмы необходим численный 3D-алгоритм, позволяющий рассчитывать их взаимодействие.

Цель данной работы состоит в исследовании возможности применения описанного выше трехмерного МГД-алгоритма к исследованию взаимодействия двух плазменных сгустков высокой удельной энергии в условиях верхней ионосферы с учетом ее неоднородности и действия геомагнитного поля.

Расчеты производились в декартовой системе координат с центром в точке симметрии между плазменными сгустками.

Пространственно-временная картина развития и взаимодействия возмущенных областей показана в сечении, которое соответствует плоскости $\{XoZ\}$, т.е. для $Y=0$. Наклон силовых линий соответствует плазменному сгустку в северном полушарии.

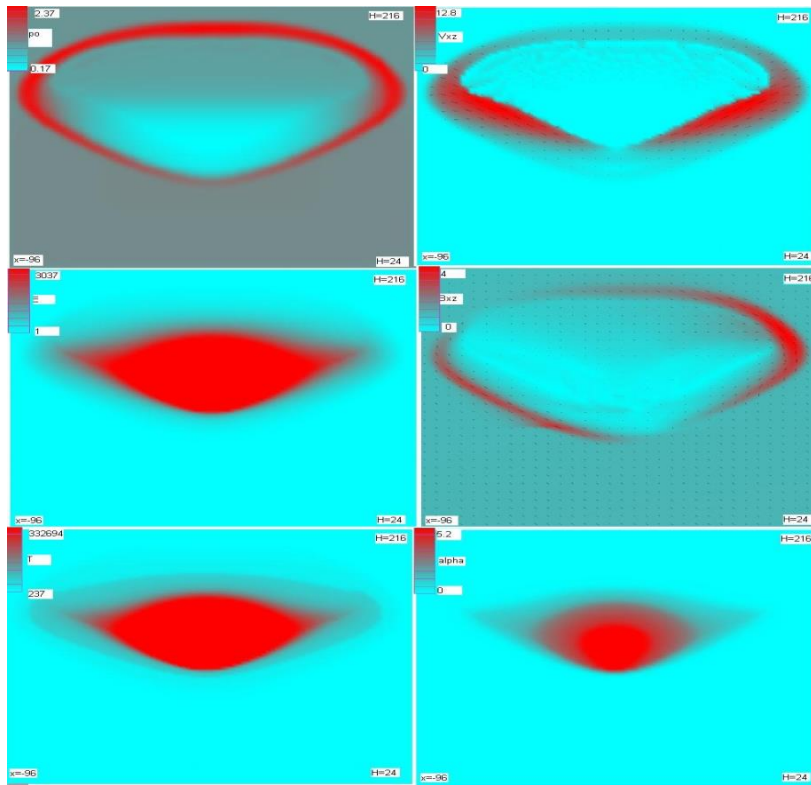


Рис.3 Распределение безразмерных параметров в плоскости срединного меридиана ($Y=0$) в момент времени $t=5,1$ с: плотность (слева сверху), внутренняя энергия (слева по центру), проекция вектора скорости на плоскость меридиана (справа сверху), проекция вектора напряжённости магнитного поля на плоскость меридиана (по центру справа), температуры, K (слева снизу), степени ионизации α (справа снизу) $h=120$ км.

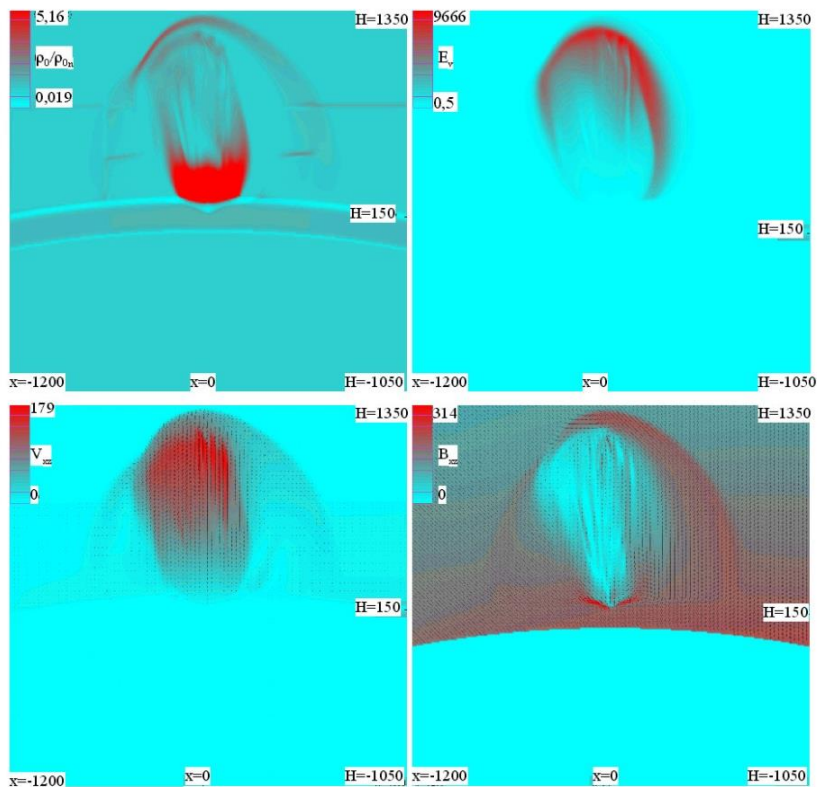


Рис. 4 Распределение безразмерных параметров в плоскости срединного меридиана ($Y=0$) в момент времени $t=14,6$ с: а) плотность, б) внутренняя энергия, в) проекция вектора скорости на плоскость меридиана, г) проекция вектора напряжённости магнитного поля на плоскость меридиана, $h=150$.

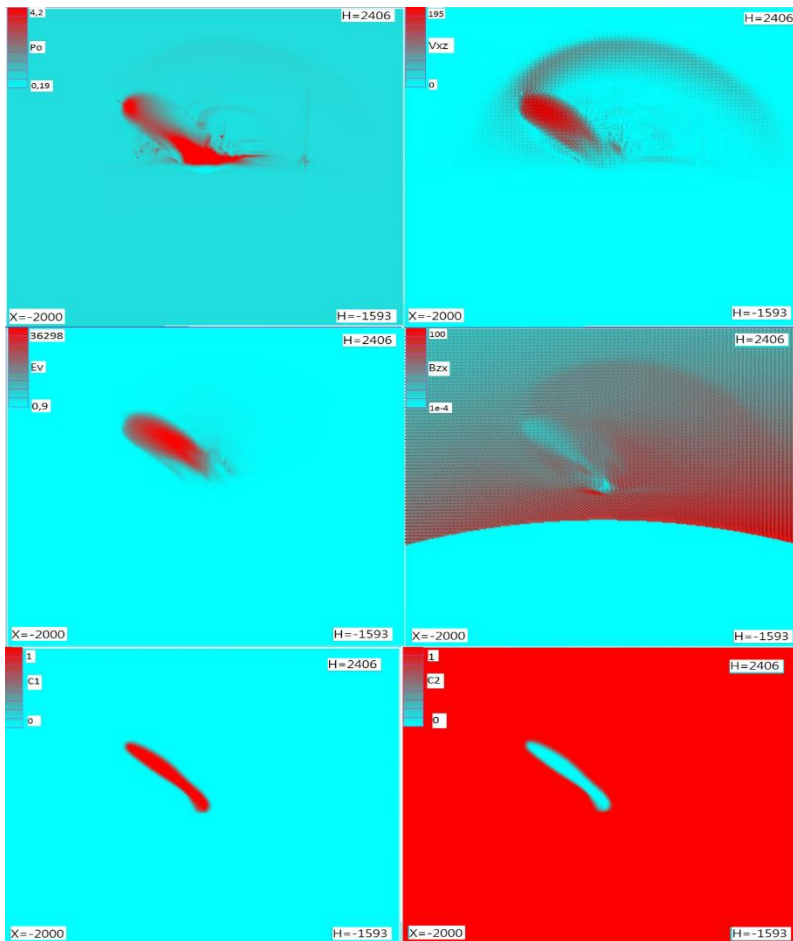


Рис. 5 Распределение безразмерных параметров в плоскости срединного меридиана ($Y=0$) в момент времени $t=4$ с: плотность (слева сверху), внутренняя энергия (слева по центру), проекция вектора скорости на плоскость меридиана (справа сверху), проекция вектора напряжённости магнитного поля на плоскость меридиана (по центру справа), концентрации продуктов взрыва (слева снизу), концентрации воздуха (справа снизу) $h=400$ км.

Цель **второго раздела** состоит в исследовании возможности применения описанного выше трехмерного МГД-алгоритма к исследованию взаимодействия двух плазменных сгустков высокой удельной энергии в условиях верхней ионосферы с учетом ее неоднородности и действия геомагнитного поля.

В описанном выше методе решения 3D-задач о динамике плазменного сгустка в верхней разреженной ионосфере, когда масштабы течения значительно превышают высоту однородной атмосферы, а геомагнитное поле оказывает определяющее влияние на геометрическую структуру образующейся плазменной области. При решении прикладных задач, планировании, проведении и анализе результатов возможных крупномасштабных экспериментов в околоземном космическом пространстве с применением плазменных сгустков и струй, а также в лабораторных экспериментах со столкновением сгустков лазерной плазмы необходим численный 3D-алгоритм, позволяющий рассчитывать их взаимодействие.

Так как направление градиента плотности и геомагнитного поля неколлинеарные, то физический и прикладной интерес представляли ситуации с различным пространственным расположением двух взрывов относительно друг друга и с разнесенными по времени масштабами энерговыделениями. В развитии одиночных и тем более двойных взрывов важное значение имеет соотношение расстояния между взрывами и высотой однородной атмосферы Δ .

На рисунке 6 представлена общая картина развития двух сгустков, разнесенных по вертикали и по времени. При $t=0$ на высоте $H=250$ км начинался разлет первого сгустка и спустя 1.8 с на высоте $H=90$ км начинался разлет второго сгустка. Для верхнего сгустка наблюдалось слабое влияние магнитного поля на $t=3.3$ с. Однако с течением времени плазма нижнего сгустка, расширяясь в значительно более плотной среде, чем плазма верхнего сгустка, формирует восходящую вертикальную струю, которая через определенное время достигает нижней границы первого сгустка. Поскольку его плотность достаточно велика, то давление магнитного поля не оказывает существенного влияния на формирование единой струи.

Если нижний взрыв разместить на большей высоте (150 км), то его восходящее течение быстро достигнет нижней границы верхнего сгустка, а действие магнитного поля становится более существенным.

Далее наблюдается постепенное слияние областей обоих сгустков. После этого практически по всем параметрам границы первого и второго сгустков становятся практически неразличимы.

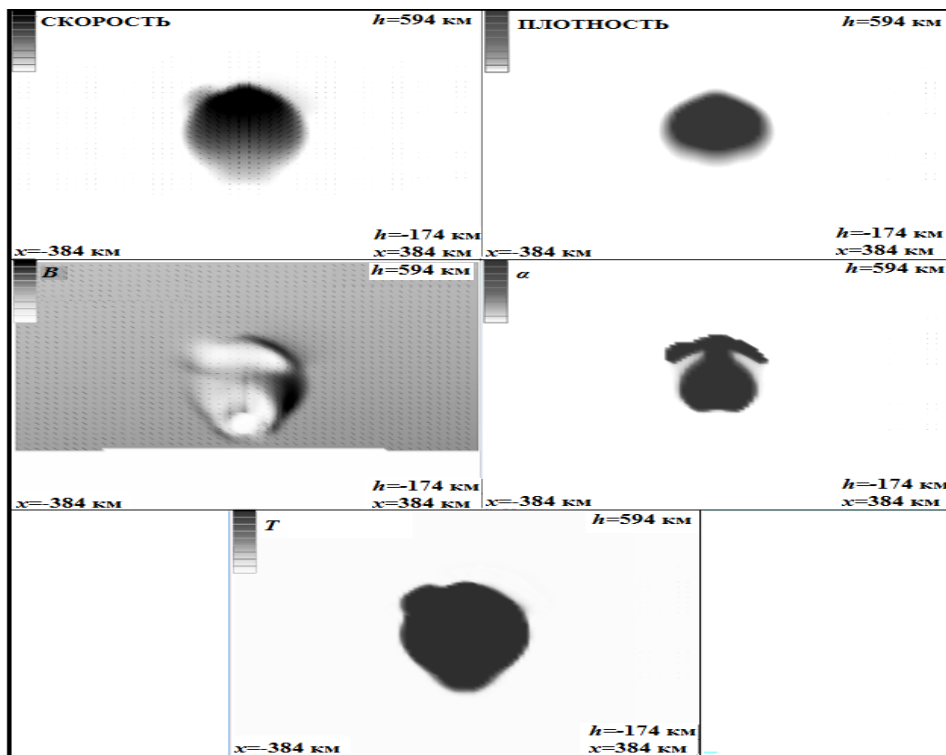


Рис.6 Распределение безразмерных параметров в плоскости срединного меридиана ($Y=0$) в момент времени $t=11$ с для двух плазменных сгустков: проекция вектора скорости на плоскость меридиана (сверху слева), плотность (сверху справа), проекция вектора напряжённости магнитного поля на

плоскость меридиана (по центру слева), степени ионизации α (по центру справа), температуры, K (снизу). Первый плазменный сгусток на высоте $h_1 = 250$ км, второй плазменный сгусток на высоте $h_2 = 90$ км. Вторая возмущенная область образуется через 1.8 с после первой.

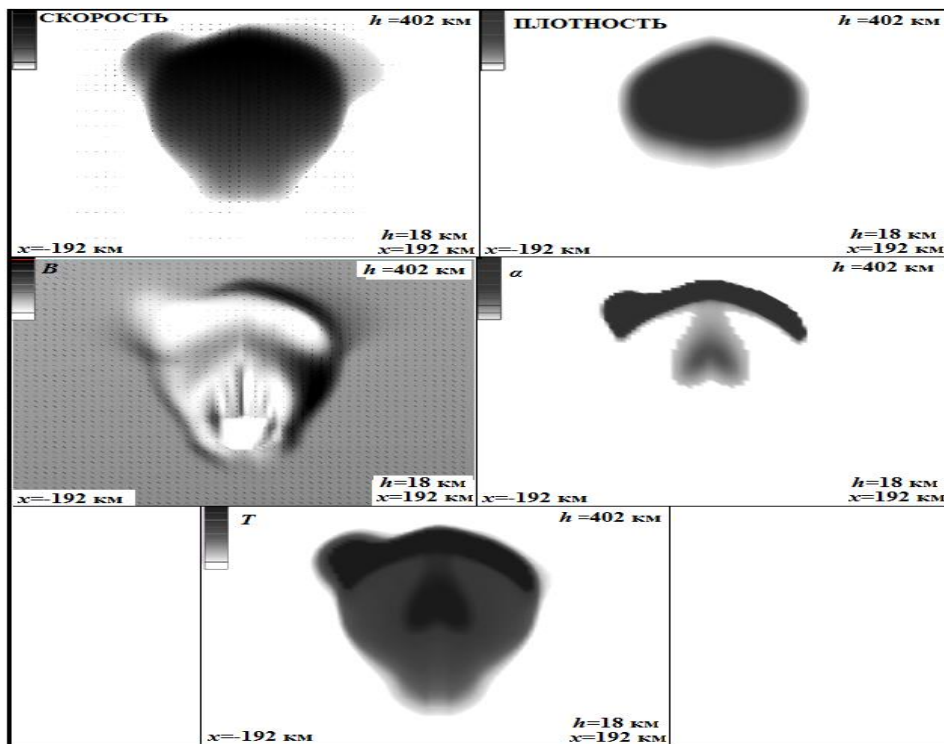


Рис.7 Распределение тех же параметров, что и на рис. 6, но для момента времени $t=11.6$ с. Первый плазменный сгусток на высоте $h_1=250$ км, второй на высоте $h_2=120$ км. Вторая возмущенная область образуется через 1.5 с после первой.

В целом же пространственный характер возмущенных областей. Для взрывов, произведенных в обратном порядке по времени, то до $t=15$ с области возмущения не сливаются и по всем параметрам отчетливо видны границы возмущения от обоих сгустков.

Для взрывов, расположенных на одной высоте 400 км на расстоянии (100-250 км) образующиеся в результате взрывов струи сталкиваются, образуя узкую пограничную зону. На образование струй существенное влияние оказывает взаимодействие сгустков через магнитное поле (рис. 8)

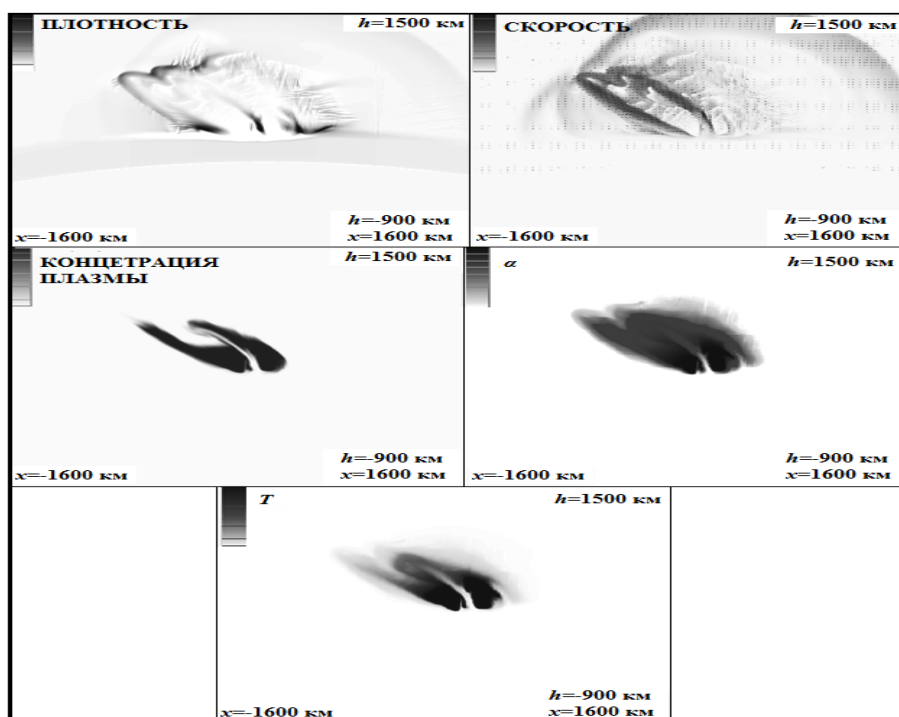


Рис. 8 Распределение тех же параметров, что и на рис. 6, но для момента времени $t=26$ с. Сгустки на высоте $h_1=h_2=300$ км. Возмущенные области образуются одновременно.

Таким образом, выполненное в работе численное моделирование взаимодействия двух плазменных областей в ионосфере показало работоспособность предложенного ранее 3D-алгоритма для решения такого рода модельных задач на основе МГД-приближения. Разработанный алгоритм может быть использован для решения широкого ряда задач динамики плазмы применительно к лабораторным и крупномасштабным экспериментам.

В третьем разделе работы предложен приближенный метод оценки ионизационных характеристик плазмы возмущенной области по результатам численного моделирования динамики плазменного сгустка высокой удельной энергии в верхней ионосфере.

При разработке численного алгоритма и МГД-расчетах использовалось уравнение состояния идеальной плазмы с постоянным γ

$$\varepsilon = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho}. \quad (3.1)$$

Были выполнены специальные численные исследования влияния самого значения γ на пространственное развитие возмущенной области (ВО).

Так как в самом начале развития ВО температура высокая и газ одноатомный, то можно принять $\gamma = 5/3$. При таком γ происходит начальный процесс развития мощного МГД-течения, т.е. значительная часть энергии переходит в кинетическую. В дальнейшем развитие пространственной структуры ВО определяется именно этой энергией, и уменьшение γ на более поздней стадии течения из-за кинетических процессов уже не способно существенно повлиять на пространственные масштабы и общую структуру течения.

По физическому смыслу энергия ε включает в себя тепловую, колебательную энергию, а также энергию диссоциации и ионизации. Вместе с тем удельная энергия является основным внутренним параметром плазмы, определяющим её динамику. Для разреженного воздуха в работе [9] создана квазиравновесная модель с достаточно полным учетом всего комплекса кинетических процессов, которые на больших высотах носят бинарный характер, что и определяет слабую зависимость от плотности эффективного показателя адиабаты γ_3 , степени ионизации $\alpha = n_e/n$ и среднего молекулярного веса μ воздушной плазмы. На рисунке 9 показано поведение $\gamma_3(T)$ для нескольких значений относительной концентрации, которая оказывает влияние на $\gamma_3(T)$ только при $T \leq 3$ эВ.

Во всем практически важном диапазоне температур можно принять $\mu \approx 15$. Так как

$$P = nkT(1 + \alpha), \quad \rho = \mu n / N_A$$

то из соотношения (3.1) и приведенных данных для $\alpha(T)$, $\gamma_3(T)$ и $\mu(T)$ получаем приближенное уравнение для оценки температуры

$$\varepsilon = \frac{R}{\mu(T)} \frac{T[1 + \alpha(T)]}{\gamma_g(T) - 1},$$

где $R = 8.3 \cdot 10^7$ эрг / моль К. Решая это нелинейное уравнение в каждой точке, где рассчитано ε , получаем значение T и по нему определяем $\alpha(T)$. Таким образом, параллельно с динамическим блоком в узлах пространственной 3D-сетки рассчитывались основные физические характеристики среды n_e , n_0 , T .

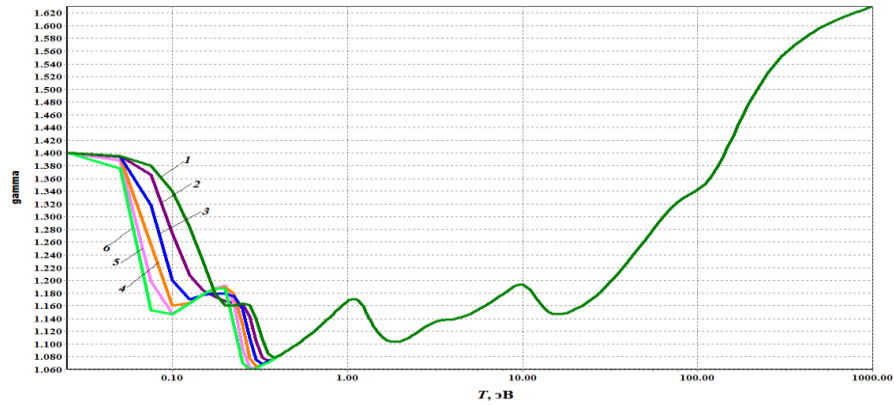


Рис. 9 Поведение $\gamma_g(T)$ для различных значений относительной концентрации Δ_h : 1 – $\Delta_h = 1e^{-7}$; 2 – $\Delta_h = 1e^{-8}$; 3 – $\Delta_h = 1e^{-9}$; 4 – $\Delta_h = 1e^{-10}$; 5 – $\Delta_h = 1e^{-11}$; 6 – $\Delta_h = 1e^{-12}$.

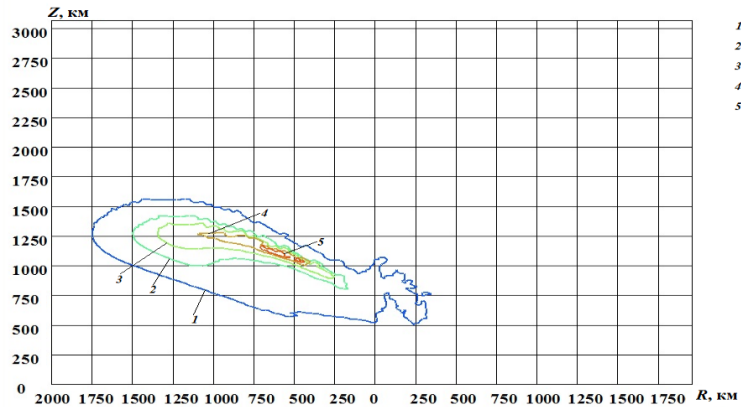


Рис. 10 Распределение температуры в плоскости срединного меридиана ($Y=0$) в момент времени $t=1$ с для взрыва на высоте 400 км.

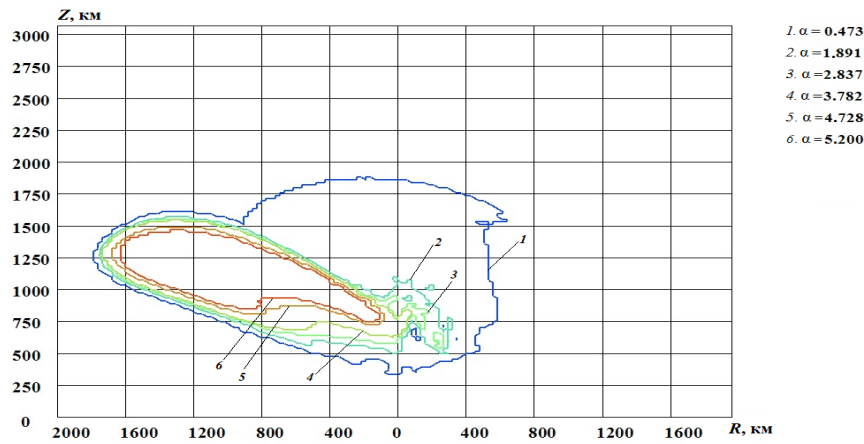


Рис.11 Распределение α в плоскости срединного меридиана ($Y=0$) в момент времени $t=11$ с для взрыва на высоте 400 км.

На высоте 400км существенное влияние на всю структуру области оказывает геомагнитное поле. Высокие значения T приводят к тому, что $\alpha > 1$ в областях, близких к центру энерговыведения.

Очевидно, что высокая степень ионизации оказывает существенное влияние на распространение радиоволн.

В данной работе рассмотрено прохождение радиоволн через область ионосферы с повышенной степенью ионизации. Область задана достаточно произвольным образом, как по структуре, так и по масштабам, с тем, чтобы разрабатываемый алгоритм расчета мог быть легко адаптирован к широкому классу антропогенных возмущений ионосферы.

В пространственном случае значения температуры, электронной концентрации и концентрации нейтралов затабулированы в 3-х таблицах, в каждой из которых заданы значения температуры T , концентрации электронов n_e и концентрации нейтралов N для определенного шага по оси y . Таким образом, исходные данные представляют собой трехмерную таблицу в виде параллелепипеда. На основании 3-х таблиц строится пространственная расчетная сетка. Направление радиолуча задается расстоянием до эпицентра S , азимутом β и углом места α . Для примера, пространственная сетка изображена на рис. 12.

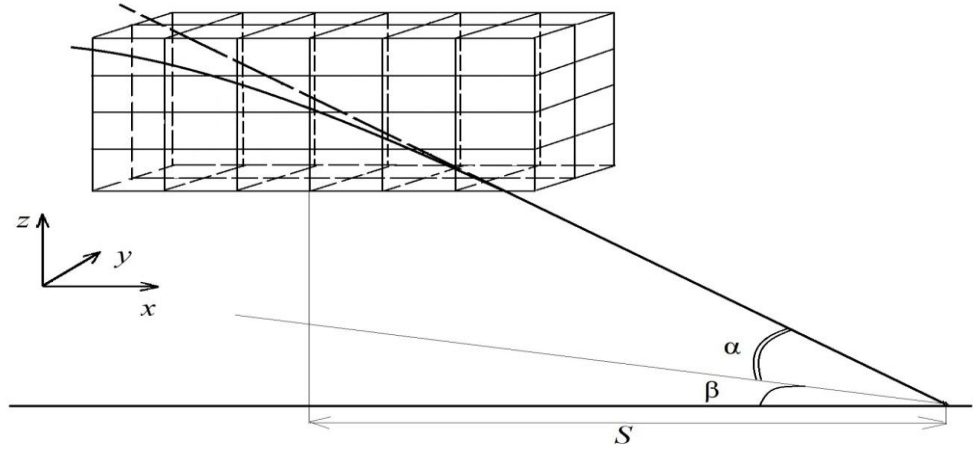


Рис. 12. Пространственная расчетная сетка

Исходными данными для алгоритма служат также частота радиоволны f , высота энерговыведения H , горизонтальное расстояние от источника радиоволны до эпицентра S , а также угол места радиоволны α .

Возмущенная область моделируется расчетной сеткой, в каждой точке которой необходимо рассчитать следующие радиофизические характеристики (формулы для нахождения характеристик взяты из источников [17, 57, 58, 60]):

- эффективная частота соударений электронов с нейтрами и ионами:

$$\nu = \nu_1 + \nu_2, \quad (3.2)$$

где эффективная частота соударений электронов с нейтрами:

$$\nu_1 = 3.64 \cdot 10^{-10} N \sqrt{T}; \quad (3.3)$$

эффективная частота соударений электронов с ионами:

$$\nu_2 = \frac{5.5 n_e}{T^{3/2}} \ln \left(\frac{220 T}{n_e^{1/3}} \right); \quad (3.4)$$

- диэлектрическая проницаемость среды:

$$\varepsilon = 1 - \frac{3.18 \cdot 10^9 n_e}{\omega^2 + \nu^2}, \quad (3.5)$$

где $\omega = 2\pi f$ – круговая частота радиоволны;

- проводимость среды:

$$\sigma = 2.53 \cdot 10^8 \frac{n_e \nu}{\omega^2 + \nu^2}; \quad (3.6)$$

- показатель поглощения среды:

$$\varepsilon = \sqrt{-\frac{\varepsilon}{2} + \sqrt{\left(\frac{\varepsilon}{2}\right)^2 + \left(\frac{\sigma}{f}\right)^2}}; \quad (3.7)$$

- показатель преломления среды:

$$n = \sqrt{\frac{\varepsilon}{2} + \sqrt{\left(\frac{\varepsilon}{2}\right)^2 + \left(\frac{\sigma}{f}\right)^2}}; \quad (3.8)$$

- коэффициент поглощения:

$$\mu = \frac{2\omega}{c} \varepsilon. \quad (3.9)$$

Для нахождения точек пересечения радиолуча с гранью пространственной сетки используются уравнения для поиска точек пересечения прямой и плоскости.

На рис. 13 показаны траектории радиоволны частотой $f = 6 \cdot 10^9$ Гц для нескольких углов места α при расстоянии до эпицентра взрыва $S = 400$ км. Из анализа рисунка следует, что при $\alpha < 28^\circ$ радиолуч претерпевает полное внутреннее отражение. Отражаясь от ионизированного слоя из-за большой разницы в показателях преломления, радиолуч возвращается на землю. При $\alpha \approx 28^\circ - 31^\circ$ радиолуч преломляется, поскольку попадает в зону высокой электронной концентрации, порядка $10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$, которая влияет на коэффициент преломления. При больших углах радиолуч распространяется практически прямолинейно, коэффициент преломления близок к 1, поскольку при таких углах радиолуч проходит через области, не оказывающие существенного влияния на распространение волны заданной частоты. Электронные концентрации в этих областях значительно меньше критической концентрации $n_{e \text{ кр}} \approx 4.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ для данной частоты.

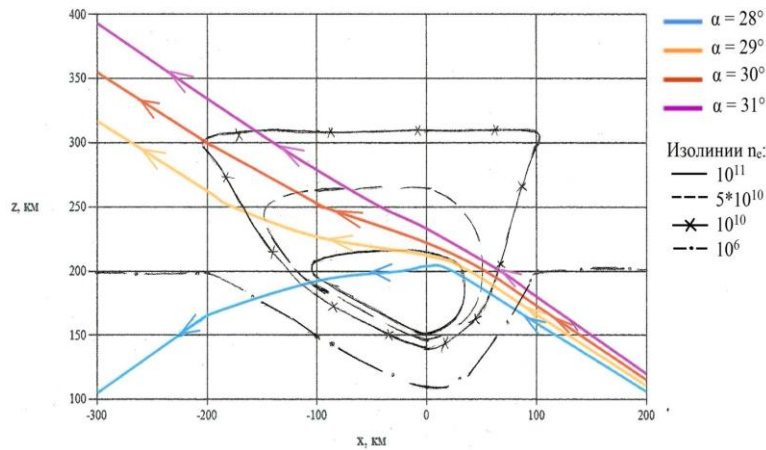


Рис.13 Прохождение радиолуча сквозь сетку, $S = 400 \text{ км}$, $f = 6 \cdot 10^9 \text{ Гц}$

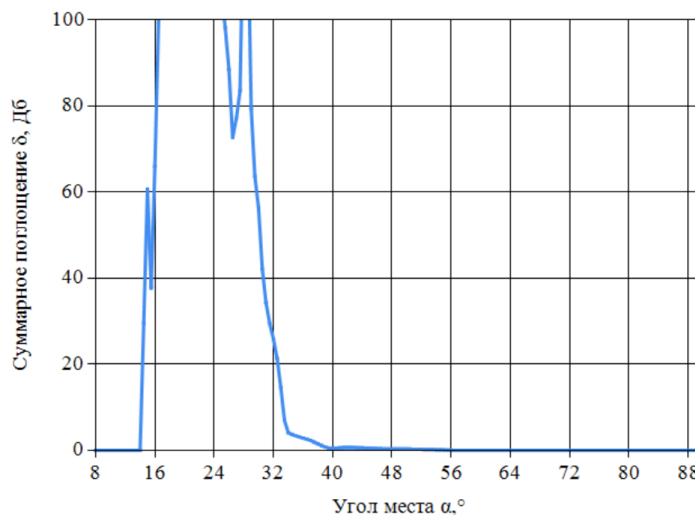


Рис.14 Зависимость суммарного поглощения от угла места α , $S = 400$ км, $f = 6 \cdot 10^9$ Гц

Для радиоволны частотой $f = 6 \cdot 10^9$ Гц при расстоянии до эпицентра взрыва $S = 400$ км на рис. 14 показана зависимость суммарного поглощения δ от угла места. Из анализа рисунка следует, что при углах $\alpha \approx 17^\circ - 25^\circ$ радиоволна претерпевает очень высокое суммарное поглощение, то есть она не пройдет через возмущенную область из-за высоких концентраций электронов. При углах $\alpha \approx 8^\circ - 14^\circ$ и $\alpha > 32^\circ$ радиоволна испытывает незначительное поглощение. При таких углах радиолуч проходит через области, электронные концентрации в которых малы по сравнению с критической концентрацией для данной частоты.

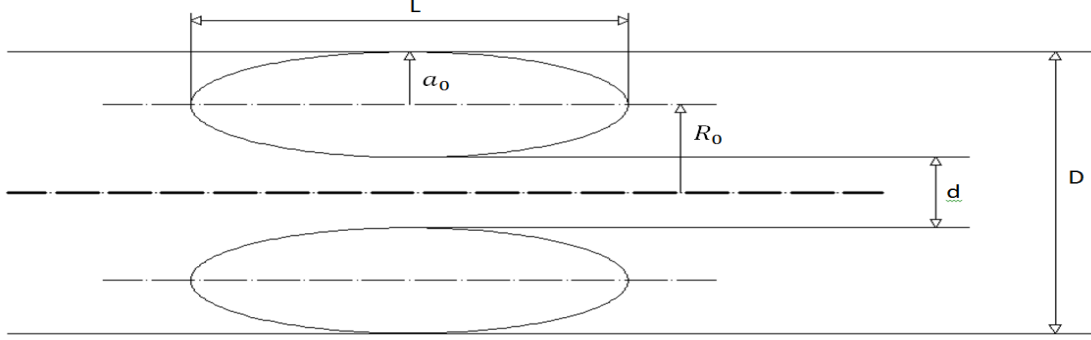
По мере уменьшения частоты радиосигнала зона непрохождения будет увеличиваться. По мере уменьшения частоты радиосигнала радиолуч сможет пройти с небольшими потерями лишь в периферийных зонах возмущенной области. А при достижении некоторой критической частоты и вовсе не сможет пройти через заданную возмущенную область.

Таким образом влияние ионизированной плазменной области на поведение радиолуча даже ГГц-ового диапазона является определяющим вплоть до десятков секунд.

В четвертом разделе работы выполнены численные исследования работы плазменной пушки и дальности полета создаваемого ею тороидального плазменного сгустка в разреженной верхней атмосфере. Расчеты носили всесторонний исследовательский характер с целью определения возможности практического использования подобных плазменных устройств, и определения необходимых для этого оптимальных характеристик. В основе действия плазменной пушки используется эффект нагрева газа электрическим разрядом и ускорения его под действием магнитных сил.

Важной отличительной особенностью плазменных пушек является наличие мощного тороидального тока в вылетающем из генератора торообразном плазменном сгустке, который оказывает влияние на сохранение компактной структуры плазменного сгустка на начальной стадии его движения.

Геометрия плазменного сгустка на выходе импульсного плазменного ускорителя имеет вид:



где $I_0 = 0,7$ мА, $a_0 = 3,5$ см, $R_0 = 6,5$ см, $\tau_{eo} = \tau_{io} = 10$ эВ, $M = 2,2$ мг(водород),

$n_{io} = 8,3 * 10^{17}$ см⁻³, $v_0 = 3 * 10^7$ см/с.

Значения I_0, T_0 — менялись. Динамическая часть уравнений, определяемых $R(t), a(t), U_R(t), U_a(t)$ имеет вид:

$$M(t) \frac{dU_a}{dt} = 4\pi a P - \frac{2I^2}{c^2 a}, \quad (4.1)$$

$$M_0 \frac{dU_R}{dt} = 2\pi^2 a^2 P + \frac{\pi I^2}{c^2} \left[\ln \frac{R}{a} + \frac{5}{4} \right], \quad (4.2)$$

$$\frac{da}{dt} = U_a, \quad (4.3)$$

$$\frac{dR}{dt} = U_R, \quad (4.4)$$

$$\frac{dI}{dt} = -\frac{I}{\tau}, \quad (4.5)$$

$$\text{где } M(t) = M_0 / 2\pi R; \tau = \frac{L}{c^2 R_c + \dot{L}}; \dot{L} = dL/dt \quad (4.6)$$

$$P = kn(T_i + \alpha T_e) = \bar{P}, \quad (4.7)$$

$$L = 2\pi R \left[\ln \frac{R}{a} + \frac{1}{4} \right], \quad (4.8)$$

$$R_c = \frac{1}{\sigma} \frac{2\pi R}{\pi a^2}, \quad (4.9)$$

$$\sigma = \frac{e^2 n_e}{m v_e}. \quad (4.10)$$

В принятой постановке для определения $P(t)$ и $\sigma(t)$ необходимо знать поведение во времени средних по объему ТПС значений $T_e(t)$, $T(t)$, $\alpha(t)$.

В кинетических процессах учитывались ионизация и возбуждение первого электронного состояния. Задача рассчитывалась в двух температурном приближении: $T_e \neq T_i$ с учетом практически всех процессов, влияющих на изменение температур. Использовался метод расщепления по физическим процессам при расчете температур.

Для выяснения роли различных процессов было выполнено решение задачи в различных приближениях и различных начальных условиях по T_0 , I_0 . Определены условия схлопывания тора в “блин” и численно обнаружен эффект возникновения автоколебаний $a(t)$ и $U_a(t)$ (рис.15,16) сразу же при выходе ТПС из генератора. Дано физическое толкование эффекта. Показано, что омическое сопротивление плазмы приводит к падению тороидального тока за $t = 10^{-4}$ с (рис.18). На рис. 15-19 показано поведение основных параметров ТПС во время полета до тех пор, пока разреженный воздух не влияет на него.

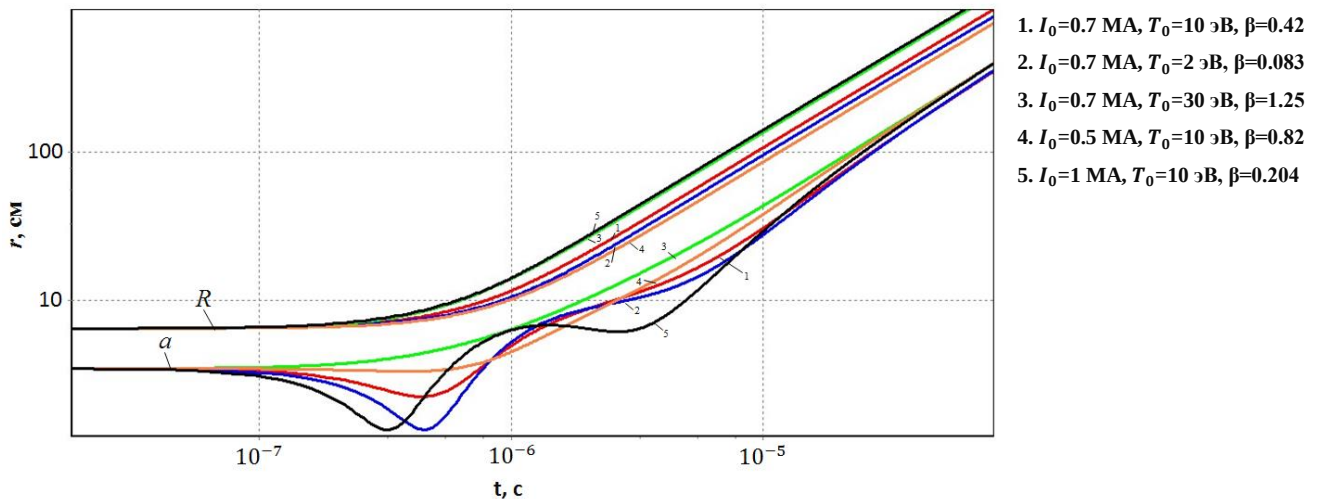


Рис.15. Поведение радиусов при различных начальных условиях.

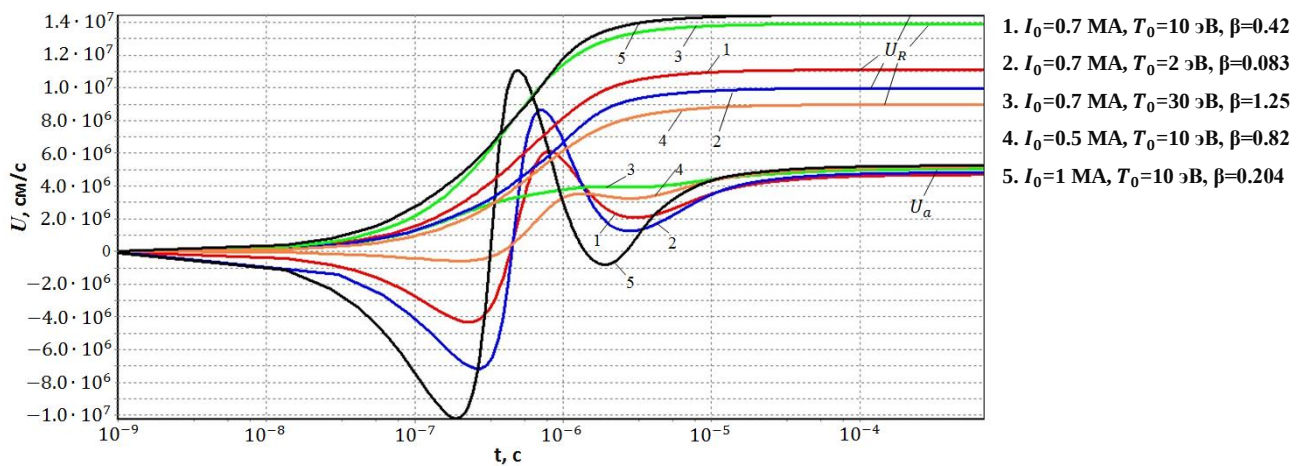
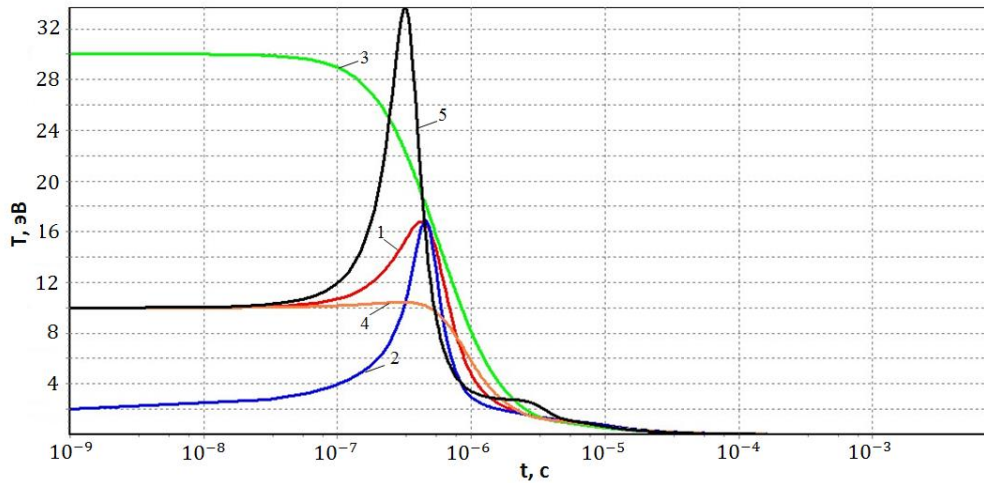
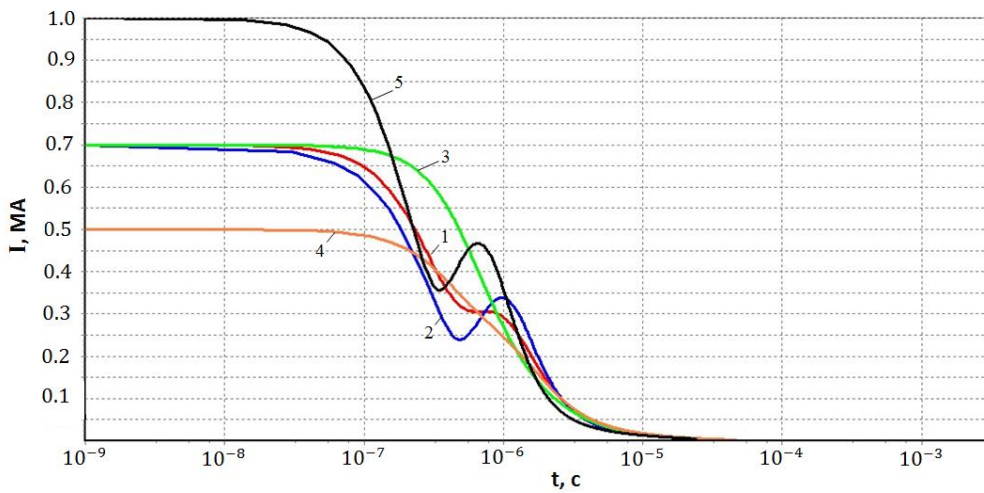


Рис. 16. Поведение скоростей при различных начальных условиях.



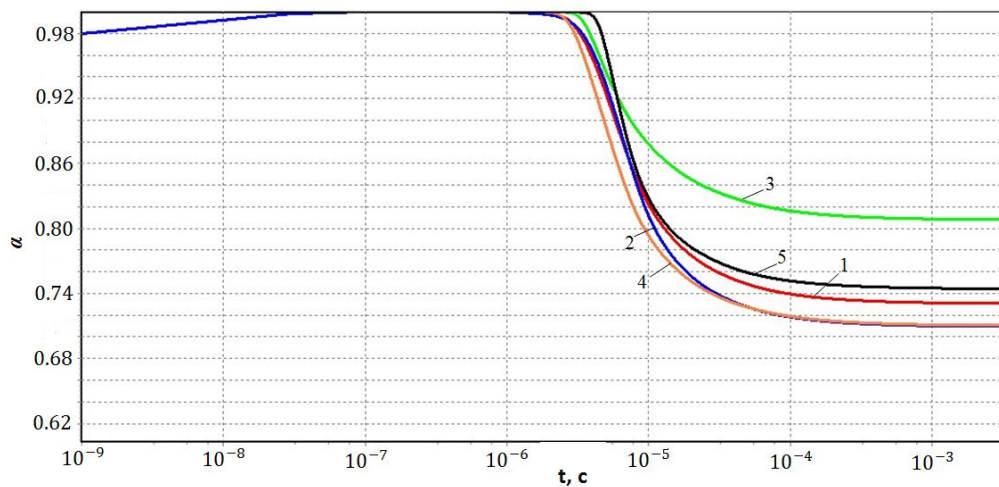
1. $I_0=0.7$ MA, $T_0=10$ эВ, $\beta=0.42$
2. $I_0=0.7$ MA, $T_0=2$ эВ, $\beta=0.083$
3. $I_0=0.7$ MA, $T_0=30$ эВ, $\beta=1.25$
4. $I_0=0.5$ MA, $T_0=10$ эВ, $\beta=0.82$
5. $I_0=1$ MA, $T_0=10$ эВ, $\beta=0.204$

Рис. 17. Поведение температуры при различных начальных условиях.



1. $I_0=0.7$ MA, $T_0=10$ эВ, $\beta=0.42$
2. $I_0=0.7$ MA, $T_0=2$ эВ, $\beta=0.083$
3. $I_0=0.7$ MA, $T_0=30$ эВ, $\beta=1.25$
4. $I_0=0.5$ MA, $T_0=10$ эВ, $\beta=0.82$
5. $I_0=1$ MA, $T_0=10$ эВ, $\beta=0.204$

Рис. 18. Поведение тока при различных начальных условиях.



1. $I_0=0.7$ MA, $T_0=10$ эВ, $\beta=0.42$
2. $I_0=0.7$ MA, $T_0=2$ эВ, $\beta=0.083$
3. $I_0=0.7$ MA, $T_0=30$ эВ, $\beta=1.25$
4. $I_0=0.5$ MA, $T_0=10$ эВ, $\beta=0.82$
5. $I_0=1$ MA, $T_0=10$ эВ, $\beta=0.204$

Рис. 19. Поведение α при различных начальных условиях.

В целом, поведение геометрических параметров R , a , U_R , U_a , температуры T и тока I по форме аналогичны результатам полученным в адиабатическом приближении. За счет джоулевой и рекомбинационной энергии асимптотические значения $U_{R\infty}$ и $U_{a\infty}$ примерно на 20% выше, чем в адиабатике. Наиболее четко различие между адиабатической и полной постановкой видно из рис. 20 – 21 для основного («базового») варианта начальных условий $T_0 = 10$ эВ; $I_0 = 0,7$ МА. Несколько дальше происходит основное падение тока и температуры ($\sim 3 \cdot 10^{-5}$ с). Однако, полная постановка позволила выяснить два важных эффекта. Так как с течением времени концентрация частиц быстро падает, то замедляется скорость рекомбинации и реализуется режим близкий к залке степени ионизации, причем асимптотические значения α_∞ достаточно велики (70÷80%, рис.19). Следовательно, проводимость плазмы сгустка остается высокой на протяжении дальнейшего движения ТПС, что и определяет его взаимодействие с геомагнитным полем.

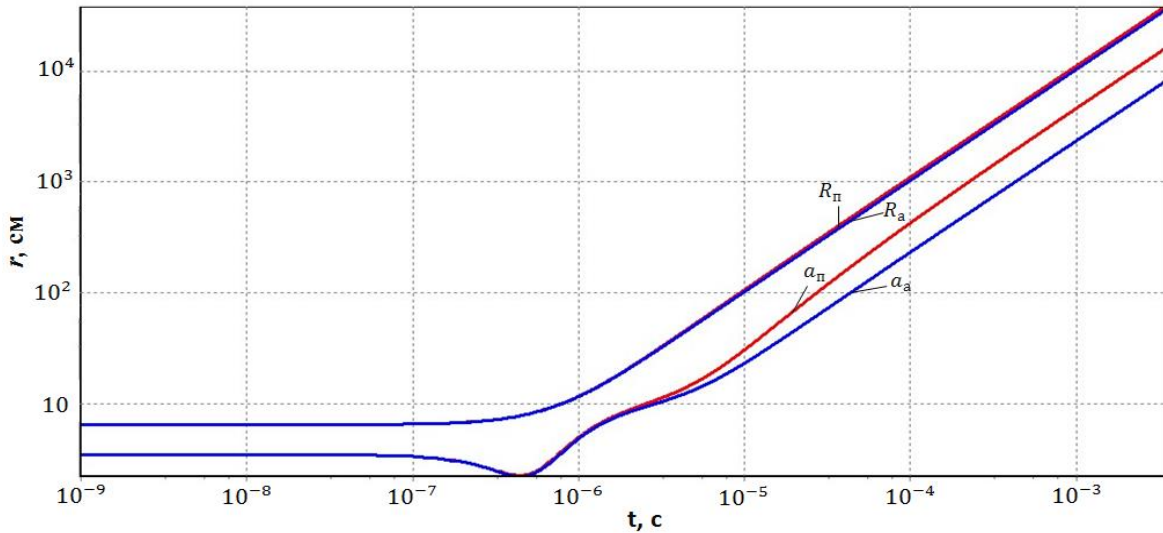


Рис. 20. Сравнение поведения радиусов для адиабатической и полной задачи.

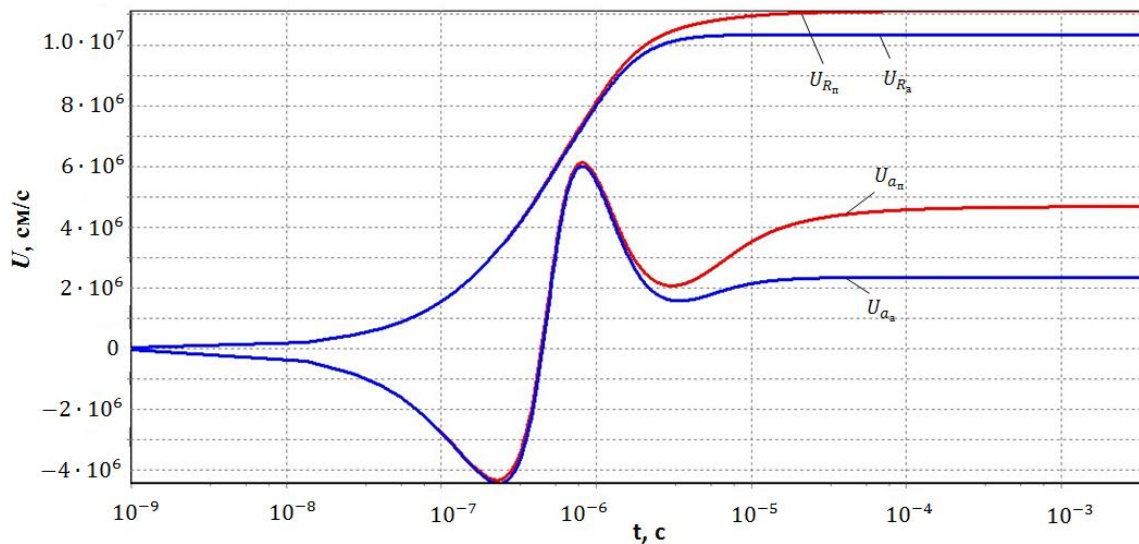


Рис. 21. Сравнение поведения скоростей для адиабатической и полной задачи.

По мере расширения ТПС становится возможным взаимопроникновение плазмы ТПС и разреженного воздуха. Были проведены численные исследования параметров и дальности полета ТПС в этом режиме на основе системы уравнений, определяющих торможение ТПС из-за его взаимодействия с воздухом в режиме полного взаимопроникновения:

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{\sigma}{N} \int_{V_{об}} n_0 n (V - U)^2 dV_{об}, \quad (4.11)$$

$$\frac{dU}{dt} = \sigma n(t) (V - U)^2, \quad (4.12)$$

$$\frac{dx}{dt} = V(t), \quad (4.13)$$

$$n(t) = \frac{N}{2\pi^2 R a^2}. \quad (4.14)$$

В результате расширения и рекомбинации плазмы ТПС значительная часть его массы превращается в нейтральные атомы, на которые не действует геомагнитное поле, поэтому дальность полета ТПС для высот (150-300км) может достигать 8-100км (рис. 22).

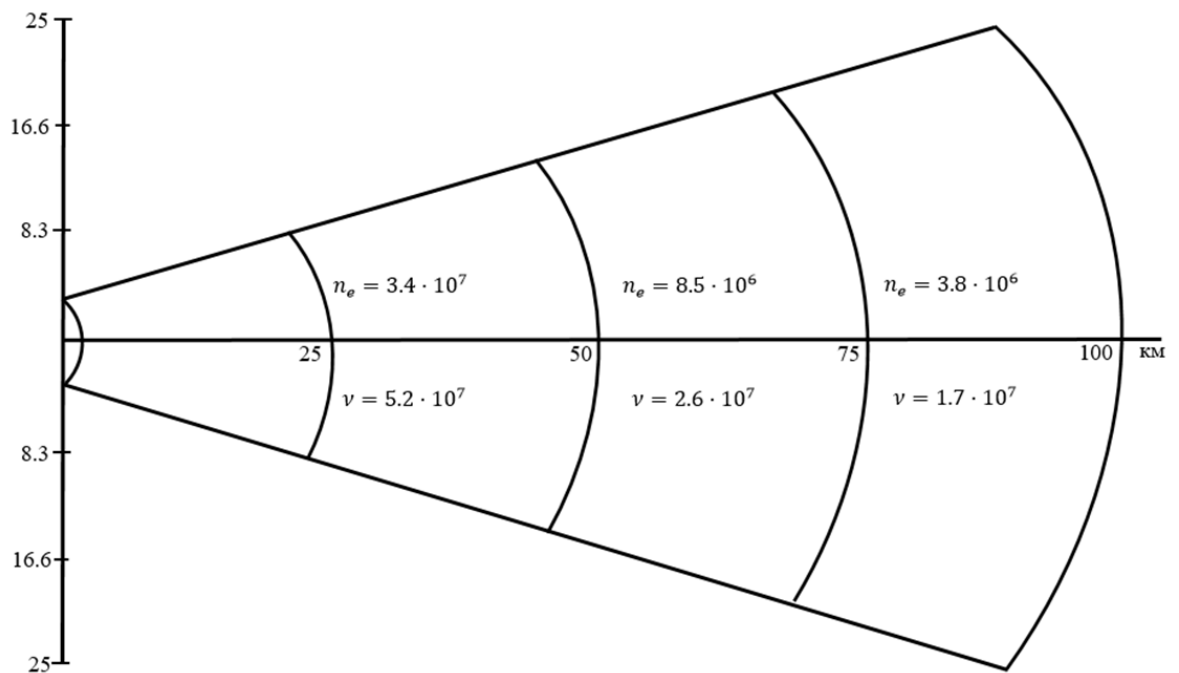


Рис. 22. Пространственная структура зоны ионизации для $n_\phi = 10^{10}$ при $v = 7,5 \cdot 10^7 \div 4 \cdot 10^8$ см/с.

В работе показано, что такие разреженные потоки частично-ионизованной плазмы могут существенно ухудшить прозрачность стёкол и других средств защиты оптико-электронных средств (рис. 23).

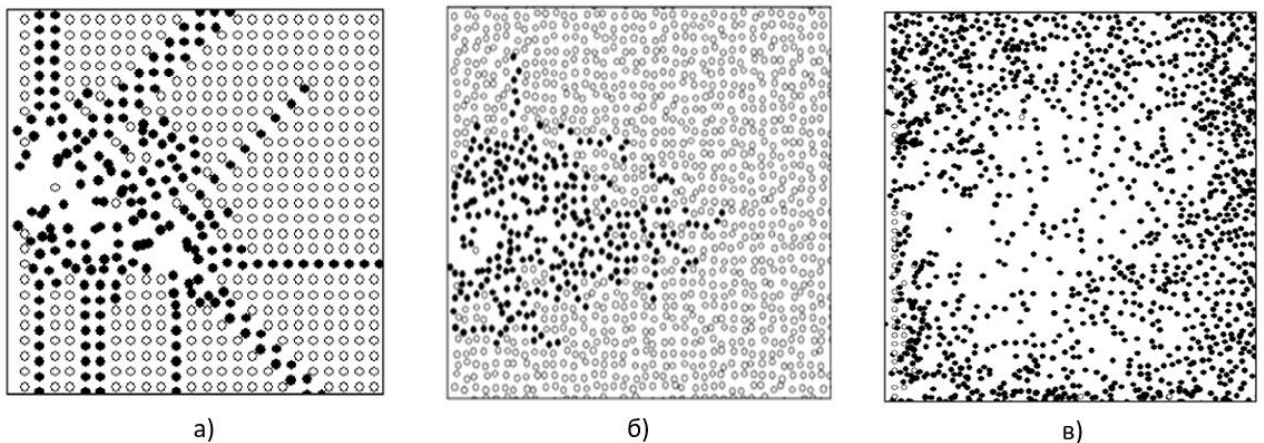


Рис.23. Структура дефектов при воздействии атома водорода с $\epsilon=10$ кэВ на кристаллическую аморфную структуры (а,б) и при последовательном воздействии нескольких частиц на аморфную структуру (в) (вещества типа Si).

В заключении представлены **основные результаты** диссертации.

Основные результаты диссертации

1. Работа посвящена физическим исследованиям и численному моделированию плазменных течений высокой удельной энергии в разреженной верхней атмосфере. Автором получен ряд новых результатов, имеющих как научное, так и прикладное значение. В результате данной работы существенно расширена возможность использования предложенного ранее 3D-алгоритма для решения крупномасштабных плазменных задач в МГД-приближении.
2. Впервые решена задача о высокоскоростном разлете неравновесного многокомпонентного плазменного сгустка и показана слабая значимость его степени ионизации от состава.
3. Предложен алгоритм и произведены расчеты температуры и электронной концентрации в плазменном течении по его трехмерным МГД-параметрам.
Создан банк данных, позволяющий оценивать радиофизическую обстановку в области возмущения.
4. Показано существенное влияние области возмущения на радиоволны мега- и гигагерцового диапазона.
5. Впервые выполнен подробный численный анализ работы плазменной пушки и показано, что такого рода плазменные импульсные источники могут служить эффективным средством функционального поражения стеклозащитных покрытий оптико-электронных средств космических аппаратов.