

НАЧАЛЬНАЯ СТАДИЯ РАЗВИТИЯ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ В АКТИВНЫХ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ РАКЕТНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

*Т.В. Лосева^{1,2,3}, А.П. Голубь⁴, И.Б. Косарев¹, А.Н. Ляхов^{1,3},
Ю.В. Поклад¹, Б.Г. Гаврилов^{1,4}, Ю.И. Зецер^{1,3}, А.В. Черменин^{2,3}*

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт динамики геосфер Российской академии наук

²ВНИИА им. Духова,

³Московский физико-технический институт,

⁴Институт космических исследований РАН

Представлены результаты численного моделирования начальной стадии разлета плазменной струи с параметрами, аналогичными активным экспериментам КУМУЛЮС и ФЛАКСУС. Рабочее вещество плазмы и кинематические характеристики плазменной струи определяются конструкцией и параметрами генератора ВГПС-1 ИДГ РАН. Параметры среды соответствуют земной атмосфере на высотах 80 и 140 км. Впервые выполнена оценка влияния процессов переноса излучения на параметры расширяющегося плазменного образования на стадии инжекции. Показано, что перенос излучения значительно изменяет характеристики воздушной плазмы и его необходимо учитывать при интерпретации экспериментальных данных.

Введение

В 90-х годах ИДГ РАН провел ряд активных геофизических ракетных экспериментов (АГРЭ) с инжекцией плазменных струй в ионосферу Земли. Целью этих экспериментов являлось исследование процессов взаимодействия плазменных потоков с геомагнитным полем; процессов генерации ионосферных возмущений разных масштабов; и свечения возмущенной области. Инжекция плазменных струй с известными параметрами позволяет верифицировать теоретические модели взаимодействия потоков плазмы со средой в контролируемых условиях активного эксперимента, выгодно отличаясь от анализа данных мониторинга естественных процессов.

В экспериментах АГРЭ источником возмущения атмосферы были высокоскоростные плазменные потоки от взрывных генераторов плазменных струй (ВГПС), разработанных в ИДГ РАН. Такие струи использовались в натурных эксперимен-

тах КУМУЛЮС по исследованию ионосферы на высоте 150 км [Белоцерковский и др., 1993; Адушкин и др., 1993], ФЛАКСУС на высоте 140 км [Адушкин и др., 1998; Гаврилов и др., 1998; Киселев и др., 1998], СЕВЕРНАЯ ЗВЕЗДА на высотах 280 и 360 км [Киселев и др., 2002a; Gavrilov et al., 2004; Lynch et al., 2004; Pfaff et al., 2004; Erlandson et al., 2004].

Анализ экспериментальных результатов показал, что динамика разлета плазмы не может быть описана только в рамках общепринятых МГД моделей [Гаврилов и др., 1998; Delamere et al., 2004; Gatsonis et al., 2004]. Численное МГД моделирование процессов взаимодействия плазменной струи с геомагнитным полем дает лишь качественное согласие с данными наблюдений возмущений магнитного поля, полученными на поздней стадии эволюции плазменного образования (на больших временах после окончания инъекции).

Задача интерпретации экспериментальных результатов требует определения параметров плазмы на начальной стадии. Решение этой задачи возможно только в радиационно-газодинамической постановке, так как тепловое излучение, испускаемое высокотемпературной плазмой струи и распространяющееся на большие расстояния, может быть одной из основных причин ионизации, возбуждения и генерации интенсивного свечения воздуха. Ранее [Gatsonis et al., 2004; Гаврилов и др., 1998] в газодинамических расчетах процессы переноса теплового излучения не учитывались. В настоящей работе представлена количественная оценка роли переноса излучения на начальной стадии инъекции плазменной струи на различных высотах.

Постановка эксперимента

Для моделирования начальной стадии динамики струи плазмы и ее взаимодействия с ионосферой использовались данные лабораторных экспериментов по инъекции алюминиевой струи ВГПС в разреженный воздух различной плотности в специальной взрывной вакуумной камере [Киселев и др., 2002б]. Было обнаружено, что распространение высокоскоростной плазменной струи в разреженном воздухе сопровождается появлением перед струей ионизированного излучающего предвестника, распространяющегося со скоростями, значительно превышающими скорость струи. В широком диапазоне плотностей окружающего воздуха в этом предвестнике достигалась полная однократная ионизация. Схема экспериментальной установки и данные измерений приведены в работе [Киселев и др., 2002б]. Характерный размер установки ~ 50 см.

Остановимся на одном из вариантов экспериментов. Алюминиевая плазменная струя с массой 30 г и с кинетической энергией ~ 5 МДж, создаваемая взрывным генератором, имела узкую угловую направленность – внутри угла $\sim 20^\circ$ (что соответствует конусу с телесным углом 0.095 стерadian) было сосредоточено свыше 90% от полной энергии и массы струи. На рис. 1 приведена зависимость массы струи от

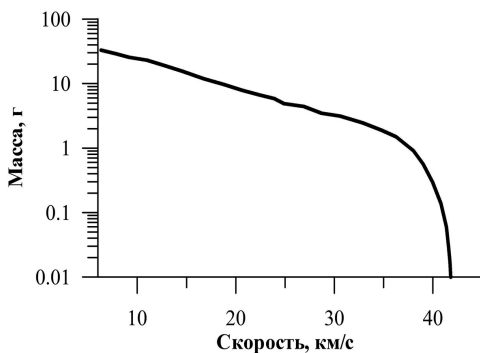


Рис. 1

ее скорости на срезе сопла с радиусом ~ 1 см. Время инъекции составляло ~ 7 мкс, полное время наблюдения – 20 мкс, давление в камере 1.5 Па, что при температуре ~ 200 К соответствует плотности окружающего воздуха $\sim 2.7 \cdot 10^{-8}$ г/см³ (высота 78 км).

Физико-математическая модель

Анализ лабораторных экспериментальных данных позволил создать достаточно простую физико-математическую модель для оценки роли переноса излучения на начальной стадии разлета высокоскоростной алюминиевой струи, созданной с помощью ВГПС-1. Взаимодействие высокоскоростной струи с окружающим воздухом приводит к ее торможению и образованию ударной волны в воздухе. Для приведенных выше параметров длина свободного пробега частиц в невозмущенном воздухе составляет величину ~ 0.25 см. Отношение характерных размеров задачи (размер камеры в лабораторных экспериментах или размер возмущенной области воздуха в атмосфере на высоте 78 км) к длине свободного пробега частиц много больше 1, то есть в первом приближении можно рассматривать газодинамический режим распространения ударной волны и движения газа за ней. Расстояние торможения оценивается из равенства массы струи и массы вытесненного воздуха.

Как показывают оценки, толщина ударной волны в нашем случае примерно на порядок меньше радиуса поперечного сечения ударно-сжатого слоя воздуха на длине торможения. В этом случае правомерно применение секторного приближения и использование сферически-симметричных уравнений радиационной газодинамики для описания процесса торможения струи в воздухе.

Система уравнений, описывающая движение газа в лагранжевых координатах имеет вид:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + r^2 \frac{\partial p}{\partial m} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\partial(ur^2)}{\partial m} = 0, \quad \frac{\partial e}{\partial t} + p \frac{\partial(ur^2)}{\partial m} + \frac{\partial(Wr^2)}{\partial m} = 0, \quad (1)$$

где m – лагранжева массовая координата ($dm = r^2 \rho dr$, где r – радиус), u – скорость, p – газокINETическое давление, v – удельный объем ($v = 1/\rho$, где ρ – плотность газа), e – удельная внутренняя энергия, W – плотность потока теплового излучения в направлении оси r . Предполагается, что газ находится в состоянии локального термодинамического равновесия. Система уравнений (1) дополняется табличными уравнениями состояния паров алюминия и воздуха $e = e_{A,a}(\rho, T)$, $p = p_{A,a}(\rho, T)$.

Дифференциальное уравнение переноса, описывающее поле излучения, формулируется для групповой интенсивности излучения

$$I_i = \int_{\varepsilon_{i,1}}^{\varepsilon_{i,2}} I_\varepsilon d\varepsilon,$$

где I_ε – спектральная интенсивность излучения, зависящая от пространственных координат, времени, энергии фотонов ε и направления их распространения, $\varepsilon_{i,1}$ и $\varepsilon_{i,2}$ – границы i -ой группы по энергиям фотонов. Уравнение распространения из-

лучения вдоль луча s , проинтегрированное по диапазону энергий фотонов $\varepsilon_{i1} \div \varepsilon_{i2}$ имеет вид:

$$\frac{\partial I_i}{\partial s} + k_{pi} I_i = k_{pi} B_i, \quad k_{pi} = \frac{\int_{\varepsilon_{i,1}}^{\varepsilon_{i,2}} k_{\varepsilon} B_{\varepsilon} d\varepsilon}{\int_{\varepsilon_{i,1}}^{\varepsilon_{i,2}} B_{\varepsilon} d\varepsilon}, \quad B_i = \int_{\varepsilon_{i,1}}^{\varepsilon_{i,2}} B_{\varepsilon} d\varepsilon, \quad B_{\varepsilon} = \frac{15}{\pi^5} \frac{\sigma \varepsilon^3}{\exp(\varepsilon/T) - 1}. \quad (2)$$

Здесь k_{ε} – спектральный коэффициент поглощения излучения, исправленный на вынужденное испускание, B_{ε} – равновесная интенсивность излучения, $\sigma = 0.1029 \text{ МВт/}(\text{см}^2 \text{эВ}^4)$ – постоянная Стефана-Больцмана. Для получения газодинамических параметров при решении системы уравнений (1) с учетом лучистого теплообмена, необходимо знать

$$W = \sum_{i_{\max}} W_i,$$

где W_i – модуль вектора групповой плотности потока излучения ($\vec{W}_i = \int I_i \vec{\Omega} d\Omega$, $d\Omega$ – элемент телесного угла около единичного вектора $\vec{\Omega}$). При сравнительно слабой анизотропии поля излучения удобно применять диффузионное приближение уравнения переноса излучения, которое является первым $P1$ – приближением метода сферических гармоник [Четверушкин, 1985].

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 W_i)}{\partial r} + k_{pi} c U_i = 4\pi k_{pi} B_i, \quad \frac{c}{3} \frac{\partial U_i}{\partial r} + k_{pi} W_i = 0. \quad (3)$$

где c – скорость света, U_i – групповая плотность энергии излучения

$$(U_i = \frac{1}{c} \int I_i d\Omega).$$

Для решения системы уравнений (1) использовалась неявная абсолютно устойчивая полностью консервативная схема [Самарский и Попов, 1992]. Граничные условия на срезе сопла задавались в виде инъекции алюминиевых паров с параметрами, соответствующими данным экспериментов. Система разностных уравнений, аппроксимирующих дифференциальные уравнения (3), решалась в каждый момент времени t методом прогонки. Построенная разностная схема [Лосева и др., 2016] основана на принципе консервативности разностных схем. Суть ее состоит в том, что внутри каждого расчетного слоя по радиусу, в предположении постоянства газодинамических параметров, находится аналитическое решение системы уравнений (3) как для групповой плотности энергии U_i , так и для групповой плотности потока излучения W_i . Пользуясь непрерывностью W_i и U_i в целых и полуцелых узлах разностной сетки, строится трехточечная разностная схема для значений U_i , определяемых в полуцелых узлах сетки (W_i относится к целым узлам). Использование такой схемы позволяет правильно описать теплообмен излучением между оптически толстыми и оптически тонкими слоями газа.

Зависимости $k_{\varepsilon}(T, \rho, \varepsilon)$, характеризующие оптические свойства газов, задаются в виде таблиц. Были использованы термодинамические и оптические ха-

рактеристики паров алюминия [Косарев, 2017], а также термодинамические и оптические характеристики воздуха [Авилова и др., 1970]. В расчетах введены следующие группы по длинам волн (энергиям фотонов): инфракрасное излучение $41 \div 1.13$ мкм ($0.03 \div 1.1$ эВ), $i = 1$; видимый свет $1.13 \div 0.41$ мкм ($1.1 \div 3.1$ эВ), $i = 2$; ультрафиолетовый диапазон $0.4 \div 0.26$ мкм ($3.1 \div 6$ эВ), $i = 3$; $0.26 \div 0.14$ мкм ($6 \div 9$ эВ), $i = 4$; $0.14 \div 0.06$ мкм ($9 \div 20$ эВ), $i = 5$ и рентгеновское излучение $0.06 \div 0.01$ мкм ($20 \div 75$ эВ), $i = 6$. Расчеты проводились для высоты 78 км, соответствующей параметрам лабораторного эксперимента, и высоты 140 км, соответствующей экспериментам КУМУЛЮС и ФЛАКСУС. В обоих случаях среда считалась неограниченной.

Результаты расчетов для высоты 78 км

На рис. 2 представлены зависимости плотности (сплошная кривая) и температуры (пунктир) алюминиевой плазмы от ее скорости на срезе сопла. Использовалась также зависимость инжектируемой массы от скорости, представленная на рис. 1.

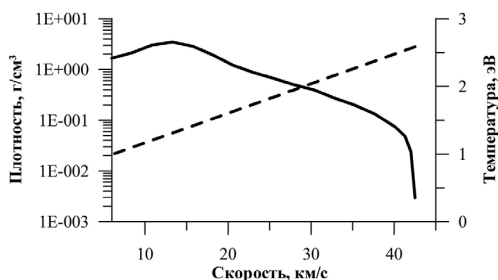


Рис. 2

На рис. 3, а, б приведены температурные профили в различные моменты времени t , полученные в результате численного моделирования процесса инжекции плазмы алюминия в воздух с параметрами, соответствующими высоте 78 км. Жирные кривые – расчет с переносом излучения, тонкие – без учета. Как видно, учет переноса излучения существенно меняет газодинамические параметры.

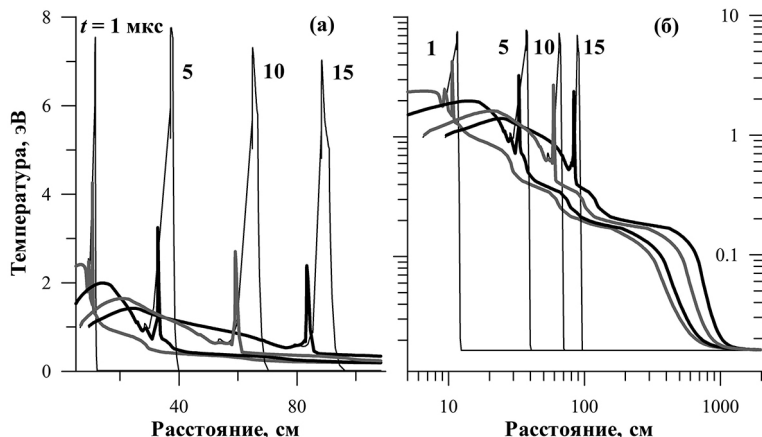


Рис. 3

Прогревные слои воздуха перед фронтом ударной волны, которые хорошо видны на рис. 3, б, образуются за счет поглощения в воздухе УФ и рентгеновского излучения, испущенного алюминиевой плазмой. Полученные газодинамические

параметры использовались для расчета интенсивностей излучения (уравнение (2)) вдоль радиуса в каждый момент времени. На рис. 4 приведены зависимости групповых интенсивностей излучения I_i от времени на расстоянии 1 м от среза сопла (цифрами обозначены номера групп). На большие расстояния (~1 км) излучение четвертой, пятой и шестой групп не проходит, практически полностью поглощаясь в воздухе перед фронтом ударной волны.

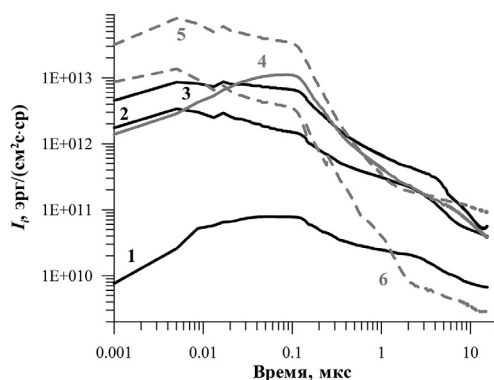


Рис. 4

Результаты расчетов для высоты 140 км

На высоте 140 км (высоты КУМУЛЮС и ФЛАКСУС) картина существенно отличается от вышеприведенной. При параметрах окружающего воздуха на этих высотах (плотность – $3 \cdot 10^{-12}$ г/см³, давление – 0.0722 Па, температура – 799 К) длина свободного пробега частиц воздуха ~ 26 м. Для рассматриваемой начальной стадии движения плазменной струи характерные размеры возмущенной области в воздухе много меньше этой величины, поэтому ударная волна в воздухе не образуется. В то же время для описания движения горячей и плотной алюминиевой плазмы газодинамическое приближение применимо. Численное моделирование в этом случае проводилось с граничным условием разлета алюминиевой плазмы с противодавлением, равным 0.0722 Па. Полная инжектируемая масса составляла величину 20 г [Киселев и др., 1998]. Было рассмотрено 3 варианта сценария инжекции, каждый из которых удовлетворяет рис. 1: изменяющаяся плотность и температура алюминия аналогично рис. 2 (ИПИТ), постоянная плотность и изменяющаяся температура (ПИТ) и постоянная плотность и температура (ПТ).

На рис. 5 приведены профили температуры алюминиевой плазмы в различные моменты времени t , полученные в результате численного моделирования процесса инжекции алюминия для трех сценариев инжекции. Здесь черные кривые – ИПИТ, светлые кривые – ПИТ, пунктир – ПТ. Как видно из рисунка, параметры алюминиевой плазмы зависят от сценария ее инжекции. Выбор оптимального сценария разумно производить сравнением полученной плотности потока излучения с измеренной. Для варианта инжекции ИПИТ на рис. 6 приведены временные зависимости плотностей потоков излучения, испущенного из переднего края струи на площадку, расположенную на расстоянии 130 м от сопла ВГСП. Сплошная кривая соответствует диапазону длин волн излучения $0.4 \div 0.52$ мкм (синий фильтр в наблюдениях ФЛАКСУСА), пунктир – $1.3 \div 1.65$ мкм (красный фильтр). Сравнение с рисунком 4 работы [Киселев и др., 1998] показывает, что результаты численного моделирования близки к экспериментальным по порядку величины и отражают характер этих зависимостей.

В заключение на рис. 7 приведем распределения электронных концентраций в различные моменты времени для высоты 78 км (а) и для высоты 140 км для трех сценариев инжекции). Фоновые концентрации электронов в ночных условиях на этих высотах равны 10 см⁻³ и 10^5 см⁻³, соответственно.

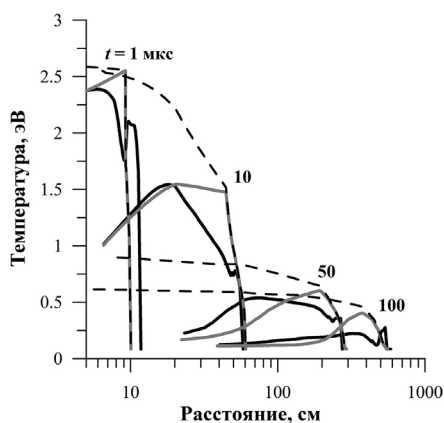


Рис. 5

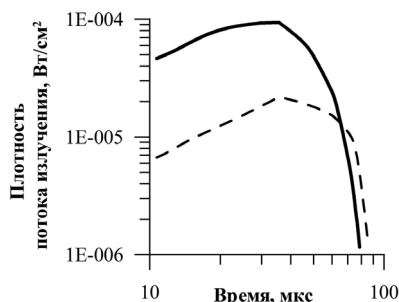


Рис. 6

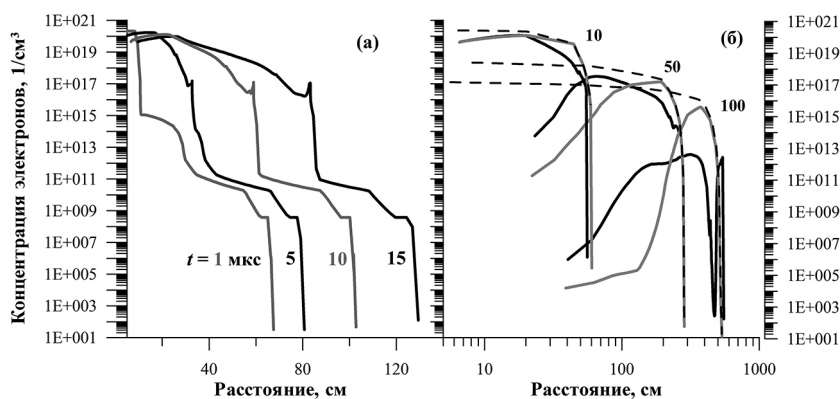


Рис. 7

Для расчета ионизации и возбуждения фоновой ионосферы под действием теплового излучения необходимы расчеты динамики плазменного образования до полного торможения струи.

Выводы

Из результатов численного моделирования следует, что на начальной стадии инъекции алюминиевой струи в воздух необходимо учитывать процесс переноса селективного излучения, влияющий на газодинамику струи и возбуждение и ионизацию окружающей воздуха. Анализ полученных результатов показывает, что для адекватного описания процессов взаимодействия высокоскоростных плазменных потоков с фоновым газом и интерпретации результатов активных плазменных экспериментов в ионосфере необходима разработка численных моделей, учитывающих процессы формирования ударной волны в разреженном воздухе, отрыв электронной температуры от ионной, боковое растекание плазменного потока (с переходом к трехмерной геометрии) и увеличение числа групп по энергиям фотонов.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы РАН (проект № 0146-2015-0018).

Литература

Авилова И.В., Биберман Л.М., Воробьев В.С., Замалин В.М., Кобзев Г.А., Лагарьков А.И., Мнацаканян А.Х., Норман Г.Э. Оптические свойства горячего воздуха: Справочник / под ред. Л.М. Бибермана. М. : Наука, 1970. – 320 с.

Адушкин В.В., Зецер Ю.И., Киселев Ю.Н., Немчинов И.В., Христофоров Б.Д. Активные геофизические ракетные эксперименты с инъекцией плазменной струи в ионосфере // ДАН АН СССР. 1993. Т. 31. С. 486–489.

Адушкин В.В., Зецер Ю.И., Гаврилов Б.Г., Грыцькив И.В., Киселев Ю.Н., Романовский Ю.А., Рыбаков В.А., Менг Ч.-И., Эрландсон Р., Стоянов Б. Активные эксперименты «Флаккус 1,2»: исследование взаимодействия плазменной струи с геофизической средой на высоте 140 км // ДАН РФ. 1998. Т. 361. № 6. С. 818–821.

Белоцерковский М.Б., Гурвич А.В., Евтушевский А.М., Киселев Ю.Н., Милиневский Г.П., Романовский Ю.А., Христофоров Б.Д., Фейгин В.М. Ионосферные эффекты при инъекции высокоскоростной кумулятивной воздушно-плазменной струи // Космические исследования. 1993. Т. 31, № 2. С. 32–42.

Гаврилов Б.Г., Зецер Ю.И., Подгорный А.И., Подгорный И.М., Собянин Д.Б. Взаимодействие потоков плазмы с геомагнитным полем в экспериментах «Флаккус» // Динамические процессы в геосферах под действием внешних и внутренних потоков энергии и вещества (геофизика сильных возмущений): Сб. научн. тр. ИДГ РАН. М. : 1998. С. 168–180.

Киселев Ю.Н., Гаврилов Б.Г., Зецер Ю.И., Поклад Ю.В., Рыбаков В.А. Радиационные характеристики и динамика области взаимодействия высокоскоростной струи с ионосферой в геофизических ракетных экспериментах «FLUXUS» // Динамические процессы в геосферах под действием внешних и внутренних потоков энергии и вещества (геофизика сильных возмущений): Сб. научн. тр. ИДГ РАН. М. : 1998. С. 181–190.

Киселев Ю.Н., Гаврилов Б.Г., Зецер Ю.И., Поклад Ю.В., Рыбаков В.А., Эрландсон Р.Е., Менг Ч., Стейбек-Нильсен Х. Динамика высокоскоростной плазмы и излучения в ионосферном ракетном эксперименте «Северная звезда» // Нестационарные процессы в верхних и нижних оболочках Земли (геофизика сильных возмущений): Сб. научн. тр. ИДГ РАН. М. : 2002а. С. 313–322.

Киселев Ю.Н., Зецер Ю.И., Поклад Ю.В., Рыбаков В.А. Возникновение сильно ионизированного предвестника перед движущейся в разреженном воздухе высокоскоростной плазменной струей // Нестационарные процессы в верхних и нижних оболочках Земли (геофизика сильных возмущений): Сб. научн. тр. ИДГ РАН. М. : 2002б. С. 323–331.

Косарев И.Б. Радиационные свойства алюминиевой плазмы // Настоящий сборник.

Лосева, Т.В., А.П. Голубь, А.Н. Ляхов, И.Б. Косарев. Радиационный эффект Челябинского болида // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 103. Вып. 11–12. С. 773–779.

Самарский, А.А., и Ю.П. Попов. Разностные методы решения задач газовой динамики. М. : Наука. 1992.

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

Delamere P.A., Stenbaek-Nielsen H.C., Pfaff R.F., Erlandson R.E., Meng C.I., Zetzer J.I., Kiselev Y.N., Gavrilov B.G. Dynamics of the Active Plasma Experiment North Star Artificial Plasma Jet // Journal of Spacecraft and Rockets. 2004. V. 41 No. 4. P. 503–508.

Erlandson R.E., Meng C.I., Swaminathan P.K., Kumar C.K., Dogra V.K., Stoyanov B.J., Gavrilov B.G., Kiselev Y.N., Zetzer J.I., Stenbaek-Nielsen H.C., Lynch K.A., Pfaff R.F., Delamere P.A., Bounds S., Gatsonis N.A. North Star Plasma-Jet Space Experiment // Journal of Spacecraft and Rockets. 2004. V. 41. No. 4. P. 483–489.

Gavrilov B.G., Podgorny I.M., Sobyenin D.B., Zetzer J.I., Erlandson R. E., Meng C.I., Pfaff R. F., Lynch K. A. North Star Plasma-Jet Experiment Particles and Electric and Magnetic Field Measurements // *Journal of Spacecraft and Rockets*. 2004. V. 41. No. 4. P. 490–495.

Gatsonis N.A., DeMagistris M., Erlandson R.E. Three-Dimensional Magnetohydrodynamic Modeling of Plasma Jets in North Star Space Experiment // *Journal of Spacecraft and Rockets*. 2004. V. 41. No. 4. P. 509–520.

Lynch K.A., Torbert R. B., Chutter M., Erlandson R.E., Meng C.I., Zetzer J.I., Gavrilov B.G., Kiselev Y.N. Active Plasma Experiment: North Star Particle Data // *Journal of Spacecraft and Rockets*. 2004. V. 41. No. 4. P. 496–502.

Pfaff R.F., Freudenreich H.T., Bounds S., Peter A. Delamere P.A., Erlandson R.E., Meng C.I., Zetzer J.I., Gavrilov B.G. Electric Field, Magnetic Field, and Density Measurements on the Active Plasma Experiment Sounding Rocket // *Journal of Spacecraft and Rockets*. 2004. V. 41. No. 4. P. 521–532.