

## Выводы

Результаты проведенного моделирования и оценки можно применять для различных сценариев инъекции алюминиевой струи, чтобы оценить ионизационное состояние плазмы и концентрацию электронов в ней.

*Исследования выполнены в рамках программы РАН (проект № 0146-2018-0001).*

## Литература

*Адушкин В.В., Зецер Ю.И., Киселев Ю.И., 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.

*Гудзенко Л.И., Яковленко С.И.* Плазменные лазеры. М.: Атомиздат, 1978. – 253 с.

*Лосева Т.В., А.П. Голубь, И.Б. Косарев, А.Н. Ляхов, Ю.В. Поклад, Б.Г. Гаврилов, Ю.И. Зецер, Черменин А.В.* Начальная стадия развития плазменной струи в активных геофизических ракетных экспериментах // Динамические процессы в геосферах. Вып. 9: сборник научных трудов ИДГ РАН. Москва. ГЕОС. 2017. С. 102–110.

УДК 551.510.535

## СВЕЧЕНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО АЛЮМИНИЕВОГО ОБЛАКА НА НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ЕГО РАЗЛЕТА В ИОНОСФЕРЕ

*Т.В. Лосева<sup>1,2</sup>, И.Б. Косарев<sup>1</sup>, Ю.И. Зецер<sup>1</sup>,  
А.Н.Ляхов<sup>1,2</sup>, А.В. Черменин<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>ИДГ РАН

<sup>2</sup>ВНИИА им. Духова, Москва

Представлены результаты численного моделирования начальной стадии разлета высокотемпературного алюминиевого облака в разреженную среду. Параметры среды соответствуют земной атмосфере на высоте 300 км. Приведены параметры свечения облака: зависимости от времени плотностей потоков излучения, а также диаграммы направленности излучения. Полученные результаты позволяют качественно объяснить оптические наблюдения космических взрывов.

## Введение

В конце прошлого столетия был проведен ряд активных геофизических ракетных экспериментов (АГРЭ), в которых в ионосферу Земли выбрасывалась металлическая (Al) плазма [Адушкин и др., 1993; Гаврилов и др., 2002]. Целью этих экспериментов являлось исследование процессов взаимодействия плазмы с



**Рис. 1.** Свечение плазменного образования в операции "Аргус"

геомагнитным полем, генерации ионосферных возмущений разных масштабов, определение характеристик свечения возмущенной области.

Численному моделированию динамики алюминиевой плазмы в АГРЭ и динамики плазменных облаков был посвящен целый ряд работ [Гаврилов и др., 1998; Delamere et al., 2004; Gatsonis et al., 2004; Гуськов и др., 1992; Замышляев и др., 1993; Козлов и др., 1990; Рахманов и др., 1992; Ступицкий и др., 2003]. Общим результатом этих работ стало качественное

согласие с данными наблюдений возмущений геомагнитного поля на больших временах. Количественная верификация существующих моделей нуждается в сравнении результатов расчетов с данными измерений оптических параметров на ранней стадии расширения плазмы.

Решение такой задачи возможно только в радиационно-газодинамической постановке, так как тепловое излучение, испускаемое высокотемпературной плазмой на большие расстояния, может быть одной из основных причин ионизации, возбуждения и генерации интенсивного свечения воздуха. При наблюдении разлета плазменного облака в эксперименте «АРГУС» [Операция Аргус, 1960] на записях регистрирующей аппаратуры отчетливо видны кольцевые структуры (пример такой структуры приведен на рис. 1), имеющие определенную временную динамику. Такие же «кольца» наблюдались и в эксперименте «Морская звезда» [Операция «Морская звезда», 1964]. Цель настоящей работы – разработка физически корректной, и в то же время вычислительно простой модели переноса излучения в расширяющейся плазме на стадии, предшествующей образованию ударной волны в окружающей среде.

### Физико-математическая модель

Воздух на высоте 300 км является сильно разреженным плотность  $3 \cdot 10^{-14}$  г/см<sup>3</sup>, давление  $1.6 \cdot 10^{-4}$  Дин/см<sup>2</sup>, температура 1400 К, длина свободного пробега нейтральных частиц  $\sim 2$  км. Из оценок, приведенных в работе [Ступицкий и др., 2003] следует, что масштабы торможения плазмы в воздухе сравнимы с длиной свободного пробега частиц, и среду нельзя считать столкновительной. Однако для описания разлета горячей и плотной алюминиевой плазмы на ранней стадии (первые сотни метров) газодинамическое приближение можно считать применимым и МГД-эффекты не включать в модель. Моделирование динамики разлета плотного сгустка алюминиевой плазмы на высоте 300 км (без учета разреженного воздуха) выполнено с помощью численного решения сферически-симметричных уравнений радиационной газодинамики в лагранжевых координатах [Лосева и др., 2017]. Система уравнений имеет вид:

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

где  $m$  – лагранжева массовая координата ( $dm = r^2 \rho dr$ , где  $r$  – радиус),  $u$  – скорость,  $p$  – газокинетическое давление,  $v$  – удельный объем ( $v = 1/\rho$ , где  $\rho$  – 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  $e = e_A(\rho, T)$ ,  $p = p_A(\rho, T)$ .

Дифференциальное уравнение переноса, описывающее поле излуче-

ния, формулируется для групповой интенсивности излучения  $I_i = \int_{\varepsilon_{i,1}}^{\varepsilon_{i,2}} I_\varepsilon d\varepsilon$ ,

где  $I_\varepsilon$  – спектральная интенсивность излучения, зависящая от пространственных координат, времени, энергии фотонов  $\varepsilon$  и направления их распространения,  $\varepsilon_{i,1}$  и  $\varepsilon_{i,2}$  – границы  $i$ -ой группы по энергиям фотонов. Уравнение распространения излучения вдоль луча  $s$ , проинтегрированное по диапазону энергий фотонов  $\varepsilon_{i,1} \div \varepsilon_{i,2}$  имеет вид:

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

Здесь  $k_\varepsilon$  – спектральный коэффициент поглощения излучения, исправленный на вынужденное испускание,  $B_\varepsilon$  – равновесная интенсивность излучения,  $\sigma = 0.1029$  МВт/(см<sup>2</sup>эВ<sup>4</sup>) – постоянная Стефана-Больцмана.

Характеристикой конфигурации свечения горячей плазмы в диапазоне энергий фотонов, соответствующем группе  $i$ , является диаграмма направленности излучения

$$\psi_i(\theta, \varphi) = \frac{\int_{\varepsilon_{i,1}}^{\varepsilon_{i,2}} I_\varepsilon d\varepsilon}{\int d\Omega \int_{\varepsilon_{i,1}}^{\varepsilon_{i,2}} I_\varepsilon d\varepsilon} \quad (3)$$

для получения которой в точку наблюдения производится достаточное большое количество лучей, охватывающих всю возмущенную область. Здесь  $d\Omega$  – элемент телесного угла около единичного вектора  $\vec{\Omega}$ . Для описания направления распространения излучения вводятся два угла  $\theta$  и  $\varphi$ :  $\theta$  – угол между лучом и линией, связывающей точку наблюдения и центр сферы,  $\varphi$  – угол между лучом и его проекцией на плоскость, перпендикулярную этой линии.

Для получения газодинамических параметров при решении системы уравне-

ний (1) с учетом процессов переноса излучения необходимо знать  $W = \sum_{i_{\max}} W_i$ , где

$W_i$  – модуль вектора групповой плотности потока излучения ( $\vec{W}_i = \int I_i \vec{\Omega} d\Omega$ ). При сравнительно слабой анизотропии поля излучения удобно применять диффузионное приближение уравнения переноса излучения, которое является первым  $P_1$ -приближением метода сферических гармоник [Четверушкин, 1985].

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

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

$$U_i = \frac{1}{c} \int I_i d\Omega \quad (4)$$

Для решения системы уравнений (1) использовалась неявная абсолютно устойчивая полностью консервативная схема [Самарский и Попов, 1992]. Граничное условие на границе расширяющейся области соответствовало давлению окружающего воздуха на высоте 300 км. Система разностных уравнений, аппроксимирующих дифференциальные уравнения (4), 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 (4) 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  $k = k_s(T, \rho, \epsilon)$ , характеризующие оптические свойства алюминиевой плазмы, задаются в виде таблиц. Были использованы термодинамические и оптические характеристики паров алюминия [Косарев, 2017]. 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  $0.06 \div 0.015$  мкм ( $20 \div 81$  эВ),  $i = 6$ ,  $0.015 \div 0.01$  мкм ( $81 \div 100$  эВ).

### Результаты расчетов

В качестве начальных условий в момент времени  $t = 0$  рассматривалась сфера радиуса  $R_0$ , с массой  $M_0$ , плотностью паров алюминия  $\rho_0$ , температурой  $T_0$ , энергией  $E_0$ , вложенной во внутреннюю энергию и с нулевой кинетической энергией. Были проведены расчеты трех вариантов, в каждом из которых  $T_0 = 11$  эВ,  $\rho_0 = 0.1$  г/см<sup>3</sup>,  $M_0 = 14, 140, 1400$  кг и соответственно  $E_0 = 4.1 \cdot 10^9, 4.1 \cdot 10^{10}, 4.1 \cdot 10^{11}$  Дж. Скорость края облака во всех вариантах расчетов получилась  $\sim 45$  км/с. На рис. 2 приведены распределения по радиусу температуры плазмы в различные характерные моменты времени (цифры рядом с кривыми, мс). Здесь (а) соответствует первому, (б) – второму и (с) – третьему варианту расчетов. Пунктир соответствует расчетам без учета

переноса излучения. Хорошо видно, что процессы переноса излучения приводят к образованию волны охлаждения, которая распространяется по парам алюминия внутрь облака, существенно понижая температуру последнего.

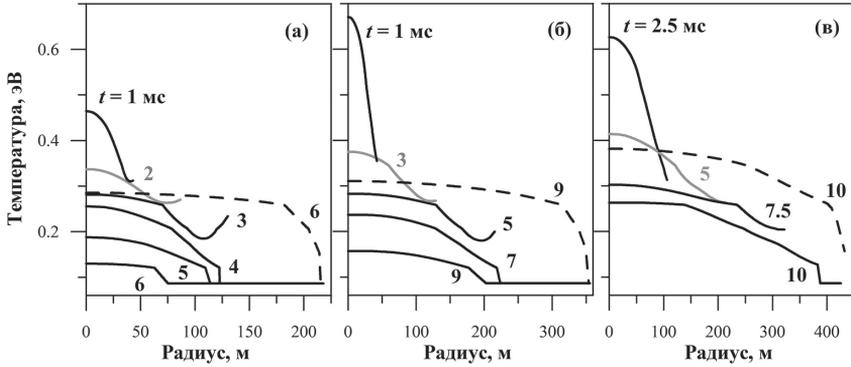


Рис. 2. Пространственные профили температуры алюминиевой плазмы в различные моменты времени  $t$  для трех вариантов с начальной энергией  $4.1 \cdot 10^9$  (а),  $4.1 \cdot 10^{10}$  (б) и  $4.1 \cdot 10^{11}$  Дж (в)

На рисунках 3, 4, 5 приведены зависимости от времени групповых плотностей потоков излучения, падающего на площадку, расположенную на расстоянии 500 м от центра симметрии, перпендикулярную линии, соединяющей точку наблюдения и центр симметрии (цифрами обозначены номера групп по энергиям фотонов).

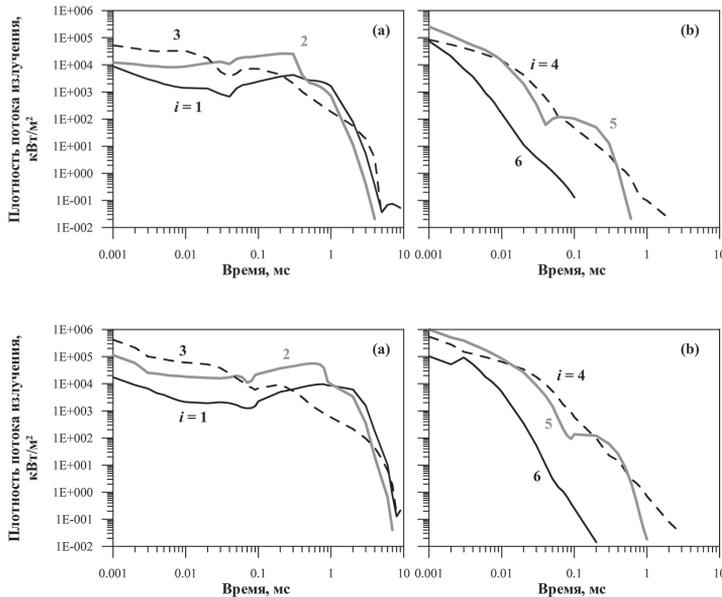
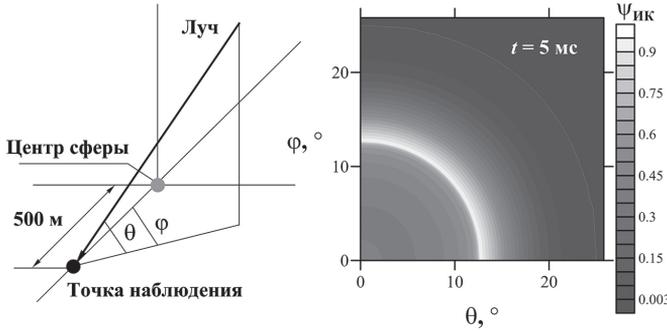
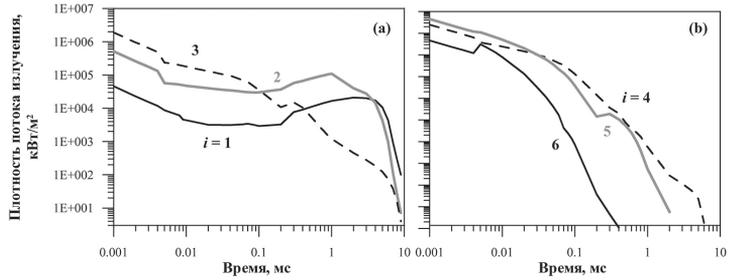


Рис. 3. Временные зависимости плотностей потоков излучения в различных диапазонах энергий фотонов ( $i$  – номер группы) на расстоянии 500 м от центра симметрии для варианта с начальной энергией  $4.1 \cdot 10^9$  Дж

Рис. 4. Временные зависимости плотностей потоков излучения в различных диапазонах энергий фотонов ( $i$  – номер группы) на расстоянии 500 м от центра симметрии для варианта с начальной энергией  $4.1 \cdot 10^{10}$  Дж

Рис. 3, 4, 5 соответствуют трем вышеперечисленным вариантам расчетов по мере возрастания начальной энергии. Как видно, соотношения между плотностями потоков разных диапазонов длин волн меняются со временем, и характер этих соотношений зависит от вложенной начальной энергии.

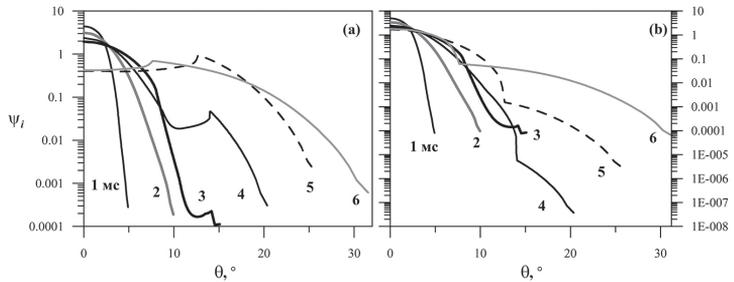
**Рис. 5.** Временные зависимости плотностей потоков излучения в различных диапазонах энергий фотонов ( $i$  – номер группы) на расстоянии 500 м от центра симметрии для варианта с начальной энергией  $4.1 \cdot 10^{11}$  Дж



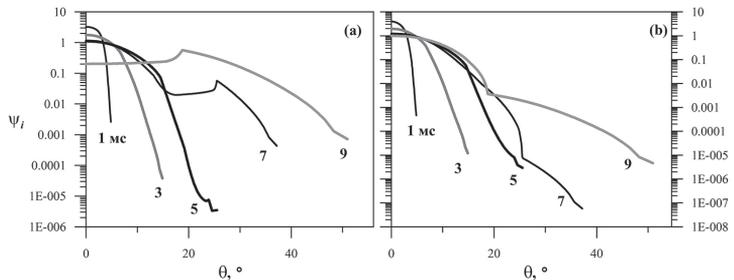
**Рис. 6.** Диаграмма направленности инфракрасного излучения  $\Psi_{ик}(\theta, \phi)$  для варианта с энергией  $4.2 \cdot 10^9$  Дж в момент времени 5 мс. Точка наблюдения находится на расстоянии 500 м от центра симметрии

Свечение алюминиевой плазмы, видимое из некоторой точки наблюдения, определяется диаграммой направленности  $\Psi_t$ . Для ее расчета уравнение переноса излучения решалось более, чем для 20 000 лучей, а затем результаты рассчитывались по формуле (3). На рис. 6 приведена диаграмма направленности инфракрасного излучения ( $i = 1$ ) для варианта с энергией  $4.2 \cdot 10^9$  Дж в момент времени 5 мс. Светлая часть соответствует более интенсивному излучению и выглядит как кольцевая структура (как и на записи регистрирующей аппаратуры, приведенной на рис. 1).

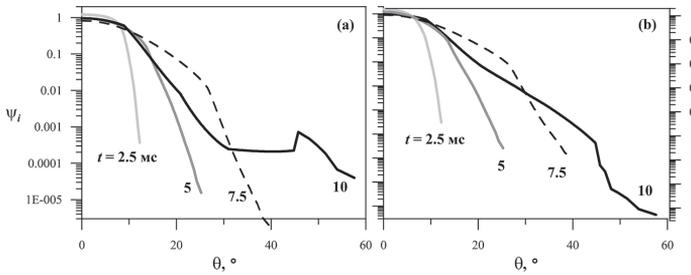
**Рис. 7.** Диаграммы направленности  $\Psi_t(\theta)$  в различные моменты времени  $t$  для варианта с начальной энергией  $4.1 \cdot 10^9$  Дж. Здесь (а) соответствует инфракрасному диапазону энергий фотонов, (б) – видимому



**Рис. 8.** Диаграммы направленности  $\Psi_t(\theta)$  в различные моменты времени  $t$  для варианта с начальной энергией  $4.1 \cdot 10^{10}$  Дж. Здесь (а) соответствует инфракрасному диапазону энергий фотонов, (б) – видимому



Динамика изменения диаграммы направленности со временем представлена на рис. 7, на котором приведены  $\Psi_t(\theta)$  в различные моменты времени  $t$  в инфракрасном (а) и видимом диапазонах длин волн (б). Кольцевая структура из рис. 6 соответствует пунктирной кривой, соответствующей времени  $t = 5$  мс на рис. 7, а. Аналогичные диаграммы направленности для варианта с начальными энергиями  $4.2 \cdot 10^{10}$  и  $4.2 \cdot 10^{11}$  Дж представлены на рисунках 8 и 9, соответственно.



**Рис. 9.** Диаграммы направленности  $\Psi_t(\theta)$  в различные моменты времени  $t$  для варианта с начальной энергией  $4.1 \cdot 10^{11}$  Дж. Здесь (а) соответствует инфракрасному диапазону энергий фотонов, (б) – видимому

## Выводы

Численное моделирование расширения высокотемпературной алюминиевой плазмы в космосе показало, что на начальной стадии разлета в разреженный воздух необходимо учитывать процессы переноса селективного излучения, влияющие на параметры плазменного облака, возбуждение и ионизацию окружающей среды. Радиационно-газодинамическая модель позволяет качественно воспроизвести, наблюдаемые в эксперименте, оптические эффекты. Необходимость учета процессов переноса излучения ранее постулировалась в работе [Baue, 1990] на основе реанализа серии активных экспериментов в космосе.

Актуальными направлениями совершенствования численной модели являются: учет процессов формирования ударной волны в разреженном воздухе, учет отрыва электронной температуры от ионной, увеличение числа групп по энергиям фотонов.

*Исследования выполнены в рамках программы РАН (проект № 0146-2018-0001).*

## Литература

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

Гаврилов Б.Г., Зецер Ю.И., Подгорный И.М., Собянин Д.Б., Менг Ч.-И., Эрланд-сон Р.Э., Стенбек-Нилсен Х.К., Пфафф Р.Ф., Линч К.А. Движение плазменной струи поперёк геомагнитного поля в активном геофизическом эксперименте «North Star» // Косм. иссл. 2003. Т. 41. № 1. С. 33.

Гуськов К.Г., Райзер Ю.П., Суржиков С.Т. Трёхмерная вычислительная МГД-модель разлёта плазмы в неоднородной ионизованной среде с магнитным полем // Математическое моделирование. 1992. Т. 4. № 7. С. 49–66.

Замышляев Б.В., Прияткин С.Н., Ступицкий Е.Л. Ранняя стадия разлёта частично ионизованного бария в геомагнитном поле // Косм. иссл. 1993. Т. 31. Вып. 2. С. 55–62.

Козлов С.И., Ступицкий Е.Л. Процессы замагничивания и стратификации легкоионизируемого облака нейтрального газа, разлетающегося в геомагнитном поле // Косм. иссл. 1990. Т. 28. Вып. 4. С. 555–559.

*Косарев И.Б.* Радиационные свойства алюминиевой плазмы // Динамические процессы в геосферах. Выпуск 9: Сборник научных трудов ИДГ РАН. М. : ГЕОС, 2017. С. 110–116.

*Лосева Т.В., Голубь А.П., Косарев И.Б., Ляхов А.Н., Поклад Ю.В., Гаврилов Б.Г., Зецер Ю.И., Черменин А.В.* Начальная стадия развития плазменной струи в активных геофизических ракетных экспериментах // Динамические процессы в геосферах. Выпуск 9: Сборник научных трудов ИДГ РАН. М. : ГЕОС, 2017. С. 102–110.

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

*Операция «Аргус»,* Атомиздат, 1960. – 118 с.

*Операция «Морская звезда»,* Атомиздат, 1964. – 288 с.

*Рахманов А.В., Суржииков С.Т.* Расширения плазменного облака сложной формы в разреженной плазме с магнитным полем // Математическое моделирование. 1992. Т. 4. № 7. С. 67–78.

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

*Ступицкий Е.Л., Репин А.Ю., Холодов А.С., Холодов Я.А.* Поведение высокоэнергетического плазменного сгустка в верхней ионосфере // Математическое моделирование. 2004. Т. 16. № 7. С. 43–58.

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

*Bauer E.* IDA Document D-721. 1990. – 42p.

*Delamere P.A., Stenbaek-Nielsen H.C., R.F. Pfaff R.F., Erlandson R.E., Meng C.I., J.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.

*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.

УДК 535.31.593

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ФОКУСИРОВКИ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА, РАССЕЯННОГО АЭРОЗОЛЕМ, С ПОМОЩЬЮ АДАПТИВНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ**

***И.В. Галактионов, А.В. Кудряшов, А.Н. Никитин, А.Л. Рукосуев,  
Г.Н. Мар, Ю.В. Шелдакова***

ИДГ РАН

Разработана экспериментальная установка для фокусировки лазерного пучка сквозь стеклянную кювету с рассеивающей суспензией полистироловых микросфер диаметром 1 мкм. В качестве адаптивного элемента применялось биморф-