

УДК 551.510.535

СВЕЧЕНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО АЛЮМИНИЕВОГО ОБЛАКА НА НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ЕГО РАЗЛЕТА В ИОНОСФЕРЕ

*Т.В. Лосева^{1,2}, И.Б. Косарев¹, Ю.И. Зецер¹,
А.Н.Ляхов^{1,2}, А.В. Черменин²*

¹ИДГ РАН

²ВНИИА 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.

DOI: 10.26006/IDG.2018.10.20196

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 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 требует согласованного учета процессов переноса излучения. Кроме того тепловое излучение, испускаемое высокотемпературной плазмой на большие расстояния, может быть одной из основных причин ионизации, возбуждения и генерации интенсивного



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

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/см³, давление $1.6 \cdot 10^{-4}$ Дин/см², температура 1400 К, длина свободного пробега нейтральных частиц ~ 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:

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

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

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 излучения вдоль луча s , проинтегрированное по диапазону энергий фотонов $\varepsilon_{i,1} \div \varepsilon_{i,2}$ имеет вид:

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

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.

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

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

для получения которой в точку наблюдения проводится 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 θ и φ : θ – угол между лучом и линией, связывающей точку наблюдения и центр сферы, φ – угол между лучом и его проекцией на плоскость, перпендикулярную этой линии.

Для получения газодинамических параметров при решении системы уравнений (1) с учетом процессов переноса излучения необходимо знать

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

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

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

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]. 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 полужелых узлах разностной сетки, строится трехточечная разностная схема для значений U_i , определяемых в полужелых 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 $k = k_g(T, \rho, \epsilon)$, 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 ($81 \div 100$ 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 ρ_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/см³, $M_0 = 14, 140, 1400$ 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 ~ 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 при-

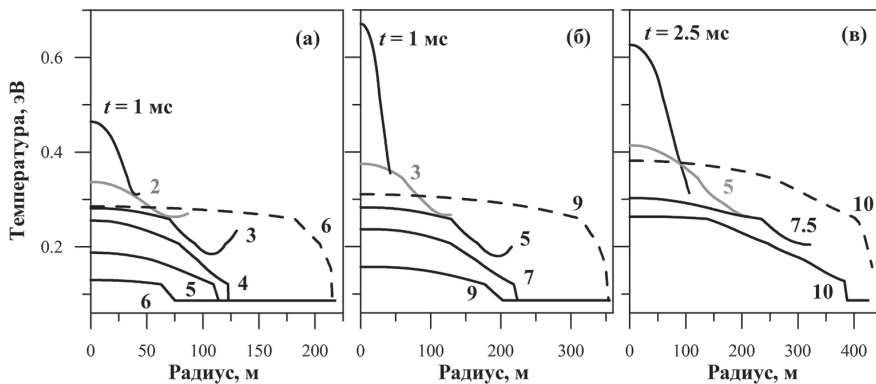


Рис. 2. Пространственные профили температуры алюминиевой плазмы в различные моменты времени t для трех вариантов с начальной энергией $4.1 \cdot 10^9$ (а), $4.1 \cdot 10^{10}$ (б) и $4.1 \cdot 10^{11}$ Дж (в)

водят к образованию волны охлаждения, которая распространяется по парам алюминия внутрь облака, существенно понижая температуру последнего.

На рис. 3–5 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). Рисунки 3–5 соответствуют трем вышеперечисленным вариантам расчетов по мере возрастания начальной энергии. Как видно, соотношения между плотностями

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

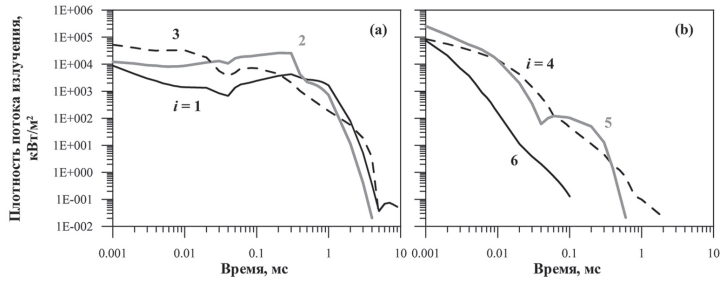


Рис. 4. Временные зависимости плотностей потоков излучения в различных диапазонах энергий фотонов (i – номер группы) на расстоянии 500 м от центра симметрии для варианта с начальной энергией $4.1 \cdot 10^{10}$ Дж

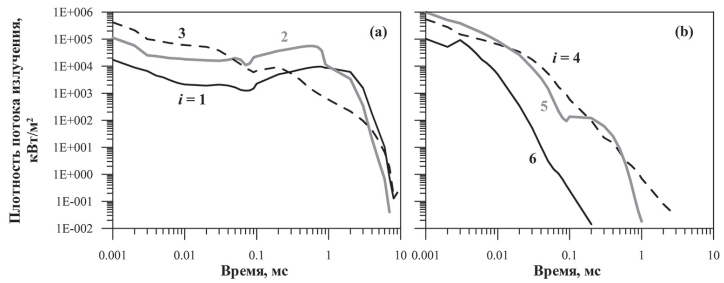


Рис. 5. Временные зависимости плотностей потоков излучения в различных диапазонах энергий фотонов (i – номер группы) на расстоянии 500 м от центра симметрии для варианта с начальной энергией $4.1 \cdot 10^{11}$ Дж

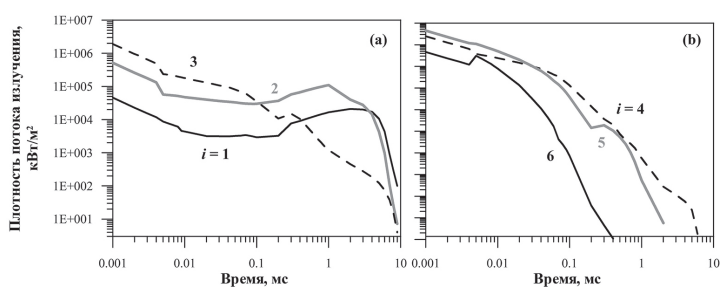
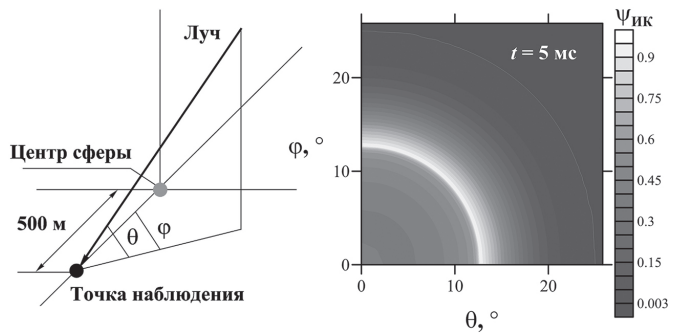


Рис. 6. Диаграмма направленности инфракрасного излучения $\psi_{ик}(\theta, \varphi)$ для варианта с энергией $4.2 \cdot 10^9$ Дж в момент времени 5 мс. Точка наблюдения находится на расстоянии 500 м от центра симметрии



потоков разных диапазонов длин волн меняются со временем, и характер этих соотношений зависит от вложенной начальной энергии.

Свечение алюминиевой плазмы, видимое из некоторой точки наблюдения, определяется диаграммой направленности $\psi_{ик}$. 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.

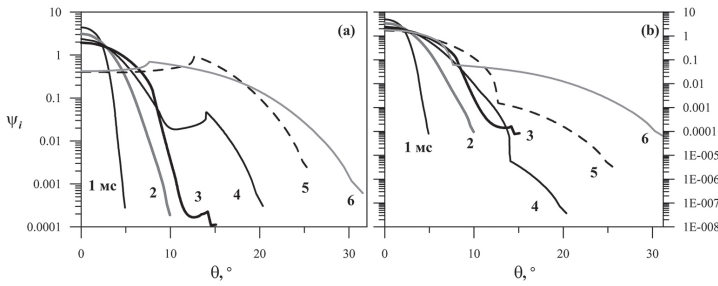


Рис. 7. Диаграммы направленности $\psi_i(\theta)$ в различные моменты времени t для варианта с начальной энергией $4.1 \cdot 10^9$ Дж. Здесь (а) соответствует инфракрасному диапазону энергий фотонов, (б) – видимому

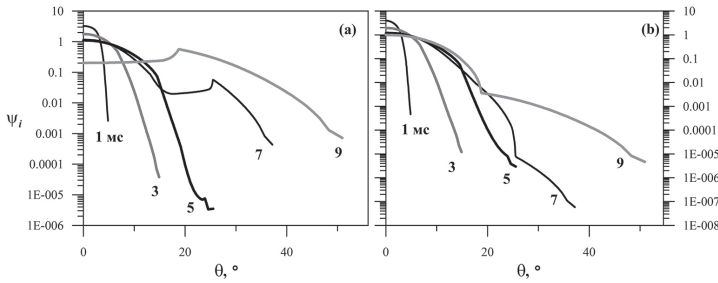


Рис. 8. Диаграммы направленности $\psi_i(\theta)$ в различные моменты времени t для варианта с начальной энергией $4.1 \cdot 10^{10}$ Дж. Здесь (а) соответствует инфракрасному диапазону энергий фотонов, (б) – видимому

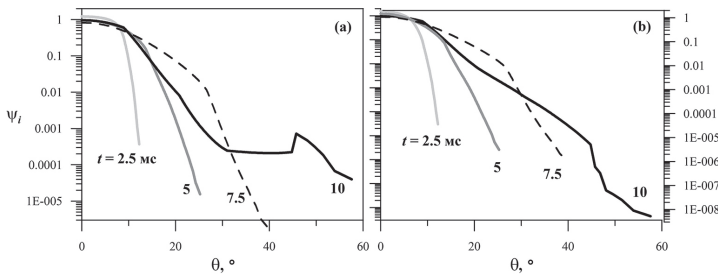


Рис. 9. Диаграммы направленности $\psi_i(\theta)$ в различные моменты времени t для варианта с начальной энергией $4.1 \cdot 10^{11}$ Дж. Здесь (а) соответствует инфракрасному диапазону энергий фотонов, (б) – видимому

Светлая часть соответствует более интенсивному излучению и выглядит как кольцевая структура (как и на записи регистрирующей аппаратуры, приведенной на рис. 1).

Динамика изменения диаграммы направленности со временем представлена на рис. 7, на котором приведены $\psi_i(\theta)$ 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.

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 [Вауер, 1990] на основе анализа 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 инъекцией 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., Эрландсон Р.Э., Стенбек-Нилсен Х.К., Пфафф Р.Ф., Линч К.А. Движение плазменной струи поперёк геомагнитного поля в активном геофизическом эксперименте «North Star» // Космические исследования. 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 барьера в геомагнитном поле // Космические исследования. 1993. Т. 31. Выпуск 2. С. 55–62.

Козлов С.И., Ступицкий Е.Л. Процессы замагничивания и стратификации легкоионизируемого облака нейтрального газа, разлетающегося в геомагнитном поле // Космические исследования. 1990. Т. 28. Выпуск 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., Суржиков 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., De Magistris 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 биморфное зеркало, а в качестве устройств обратной связи – датчик Шака-Гартмана и ПЗС-камера для анализа фокального пятна в дальней зоне.

DOI: 10.26006/IDG.2018.10.20197

Введение

Рассеивающая среда отличается явно выраженной оптической неоднородностью из-за присутствия примесей частиц с отличающимся показателем преломления (атмосферный аэрозоль, дымка, туман). Часть энергии лазерного излучения поглощается, а часть перераспределяется в пространстве, что, с одной стороны, делает очертания объектов размытыми, а с другой – препятствует фокусировке излучения. Для задач увеличения дальности распространения излучения и передачи информации по оптическим каналам связи решение этой проблемы имеет большую важность [Mosk, 2012; Vellekoop, 2007].

В работе продемонстрирована возможность увеличения эффективности фокусировки лазерного пучка, распространяющегося сквозь рассеивающий аэрозоль, с использованием биморфного адаптивного зеркала с 48 управляющими электродами. На первых этапах работы была реализована модель транспортировки лазерного пучка сквозь рассеивающий слой, а также алгоритм регистрации распределения интенсивности прошедшего излучения на субпертурах датчика Шака-Гартмана