

АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ СИСТЕМЫ

УДК 621.396

ПОСТРОЕНИЕ ТРАЕКТОРИЙ ЛУЧЕЙ ПРИ РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ОТ НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ ФАКЕЛА РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ

© 2022 г. К. И. Конов^{а,*}, К. Н. Климов^{а,**}

^аНациональный исследовательский университет “Московский авиационный институт”,
Волоколамское шос., 4, Москва, 125993 Российская Федерация

*E-mail: konov.k.i@gmail.com

**E-mail: const0@mail.ru

Поступила в редакцию 09.03.2022 г.

После доработки 09.03.2022 г.

Принята к публикации 25.03.2022 г.

Рассмотрена модель концентрации электронов в шлейфе факела ракетного двигателя (РД) и приведены картины распределения плазменной частоты на примере третьей ступени межконтинентальной баллистической ракеты (МБР) Peasekeeper. Представлены картины 3D-траекторий лучей, рассеянных на шлейфе факела РД МБР для частоты 0.4 ГГц. Показано, что использование алгоритма выбора переменной интегрирования на каждом шаге и параллельных векторных вычислений повышает эффективность численного электродинамического моделирования и позволяет проводить 3D-анализ неоднородной плазмы факела РД в геометрическом приближении.

DOI: 10.31857/S0033849422080083

ВВЕДЕНИЕ

Рассеяние электромагнитных (ЭМ) волн от плазмы факела ракетного двигателя (РД) представляет интерес для широкого круга исследователей [1–10]. Шлейф неоднородной плазмы от факела РД ослабляет и рассеивает ЭМ-волну, что может привести к ошибкам при передаче информации по радиоканалу между объектом и наземной антенной на активном участке траектории. В частности, данное явление стало причиной потери телеметрии при первом запуске европейской ракеты-носителя VEGA [4]. В работах [5, 6, 10–13] был проведен ряд наземных экспериментов с РД для исследования физических принципов, лежащих в основе этого явления. Аналитические модели плазмы выхлопного шлейфа РД рассмотрены в работах [14–19]. Данные модели позволяют получить пространственные и частотные зависимости диэлектрической проницаемости в плазменном шлейфе факела РД. Полученные параметры плазмы могут быть использованы при решении уравнений Максвелла [19–26].

При использовании расчетных моделей, основанных на методе конечных элементов для неоднородной плазмы, простой геометрической формы в работе [19] достигнуты удовлетворительные результаты. В указанной работе выполнен 2D-расчет для круга радиусом до 43 м и диапазона частот 0.1...10 ГГц с пространственной дискретиза-

цией $\lambda/10$, где λ – длина ЭМ-волны в вакууме для заданной частоты.

При увеличении расстояния от сопла факел РД существенно расширяется, он обладает сложной 3D-геометрической структурой. Для решения такой 3D-задачи методом конечных элементов или конечных разностей требуются достаточно большие вычислительные ресурсы [19, 26–30].

В программном комплексе Ansys HFSS при расчете в приближении физической оптики граничные условия задаются на поверхности объекта. Для получения корректных результатов при расчете задачи о рассеянии ЭМ-волны на факеле РД необходимо учитывать пространственное распределение диэлектрической проницаемости внутри неоднородной плазмы в шлейфе факела РД.

При решении задачи о рассеянии ЭМ-волн от неоднородной плазмы факела РД обратим внимание на особенности геометрии задачи: размеры области анализа, как и неоднородностей диэлектрической проницаемости, существенно больше длины волны. Такая особенность соответствует условиям применения методов геометрической оптики [31–37]. Учитывая сказанное, воспользуемся алгоритмом численного построения лучей в геометрическом приближении, предложенным в [33–37], который позволяет достаточно эффектив-

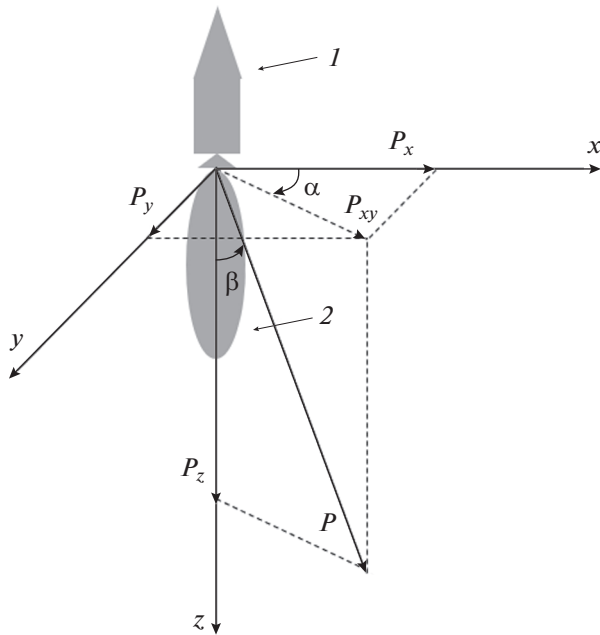


Рис. 1. Геометрия исследуемой задачи: 1 – 3-я ступень МБР Реасекеерг, 2 – плазменный шлейф факела РД.

но решать описанную задачу путем выбора переменной интегрирования на каждом шаге.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

На рис. 1 представлена геометрия исследуемой задачи. Центр системы координат расположен в центре сопла ракетного двигателя [3]. Азимутальный угол α задается между проекцией вектора P на плоскость XOY – P_{xy} и осью абсцисс. Зенитный угол β задается между вектором P и осью аппликата.

Рассмотрим модель зависимости массовой плотности (г/см^3) заряженных частиц $p(r, \theta)$ в факеле РД на примере третьей ступени тяжелой МБР Реасекеерг, которая была предложена в [3]:

$$p(r, \beta) = 3.3952 \times 10^{-5} \frac{\cos^{\gamma(\beta)} \left(\frac{\beta}{g(\beta)} \right)}{(r + r_{\text{вых}})^2}, \quad (1)$$

где $r_{\text{вых}} = -0.938854$ м – радиус выхода. Значение параметра $\gamma(\beta)$ определяется из следующих условий [3]:

$$\gamma(\beta) = \begin{cases} -0.7\beta + 32 & \text{при } 0^\circ < \beta \leq 20^\circ \\ 0.2\beta + 14 & \text{при } 20^\circ < \beta \leq 40^\circ \\ 0.5\beta + 2 & \text{при } 40^\circ < \beta \leq 60^\circ \\ 0.2333\beta + 46 & \text{при } 60^\circ < \beta \leq 90^\circ \end{cases}. \quad (2)$$

Значение функции $g(\beta)$ определяется согласно условию [3]:

$$g(\beta) = \begin{cases} 2 & \text{при } 0^\circ < \beta \leq 85^\circ \\ -0.1\beta + 10.5 & \text{при } 85^\circ < \beta \leq 90^\circ. \end{cases} \quad (3)$$

Распределение массовой плотности заряженных частиц, задаваемое выражениями (1)–(3) осесимметрично относительно оси аппликата и определяет концентрацию электронов n_e . В плазме рассматриваемого факела РД основными заряженными частицами являются электроны e^- , частицы хлора Cl^- и калия K^+ [3]. Выражения для концентрации электронов запишем в следующем виде [3, 10, 20, 23]:

$$n_e = \frac{p(r, \beta)}{M_T} \chi_e N_A, \quad (4)$$

где M_T – молярная масса веществ выхлопной струи, χ_e – молярная доля электронов, N_A – число Авогадро.

Зная концентрацию электронов, рассчитаем плазменную частоту для модели плазмы без учета столкновений и движения положительных ионов в соответствии со следующим выражением [21–23]:

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}, \quad (5)$$

где e – заряд электрона, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, m_e – масса электрона.

В соответствии с (5) на рис. 2а представлено сечение для значений плазменной частоты f_p в шлейфе факела рассматриваемого РД в плоскости XOZ . На рис. 2а можно выделить три области: на расстоянии, большем 150 м от сопла, плазменная частота f_p принимает значения от 0.1 до 1 МГц, на расстоянии от 50 до 150 м от сопла – от 1 до 10 МГц, на расстоянии менее 50 м до сопла – выше 1 ГГц. Рассмотрим сечение плазменной частоты в области, примыкающей к соплу на расстоянии до 4 м более детально. На рис. 2б соответствующее сечение представлено с шагом сетки на два порядка меньшим, чем на рис. 2а. Как следует из рис. 2б, на расстоянии от 2.4 до 4 м от сопла, плазменная частота принимает значения от 1 до 10 ГГц, на расстоянии от 1.4 до 2.4 м от сопла – от 10 до 100 ГГц, на расстоянии от 1.1 до 1.4 м от сопла – от 100 ГГц до 1 ТГц, при дальнейшем приближении к соплу плазменная частота достигает значения 10 ПГц. Распределение плазменной частоты f_p симметрично относительно оси аппликата, что следует из осесимметричности концентрации электронов (4). Поскольку полное отражение э/м волны от плазмы происходит на частотах меньших значения плазменной частоты, то представленные

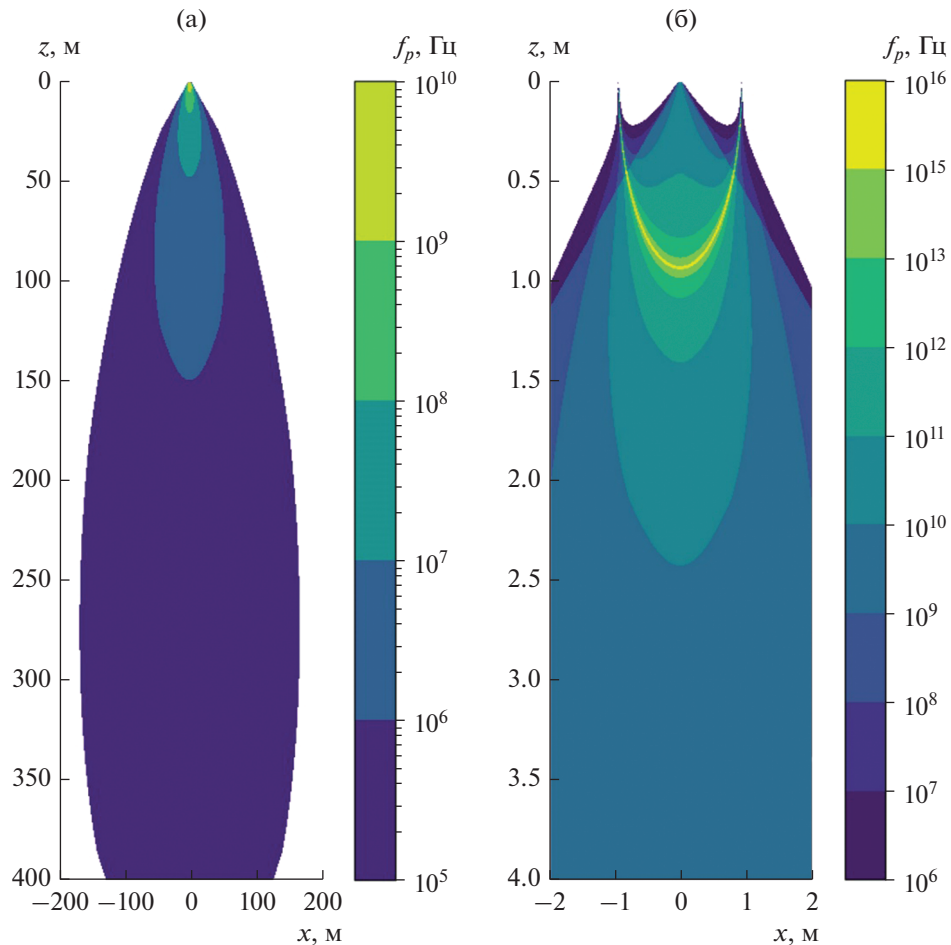


Рис. 2. Сечение для значения плазменной частоты f_p в факеле рассматриваемого РД, в плоскости XOZ в области, прилегающей к соплу: а – до 400 м, б – до 4 м.

картины распределения плазменной частоты позволяют оценить размеры анализируемой области для требуемой частоты.

Отметим, что несмотря на то, что представленные результаты были получены для третьей ступени тяжелой МБР Реасекеерг, они также согласуются с моделями распределения плазменной частоты в факеле РД для третьей ступени японской твердотельной ракеты Ми-5, предназначенной для запуска научных спутников [8, 10], поэтому исследуемая модель представляет интерес для ракет подобного класса.

Для расчета распределения относительной диэлектрической проницаемости в факеле РД при известной плазменной частоте f_p и заданной частоте сигнала f воспользуемся следующим выражением [20–23, 31]:

$$\varepsilon = 1 - (f_p/f)^2. \quad (6)$$

Введем обозначение k_p для отношения квадрата плазменной частоты f_p^2 к массовой плотности заряженных частиц $p(r, \beta)$ в факеле РД, поскольку оно не зависит от координат и представляет собой комбинацию фундаментальных физических констант и молярной массы компонентов топлива:

$$k_p = \frac{f_p^2}{p(r, \beta)} = \frac{\chi_e N_A e^2}{4\pi^2 \varepsilon_0 m_e M_T}. \quad (7)$$

Такая величина является постоянной для выбранной модели факела РД и позволяет минимизировать число операций при вычислении распределения относительной диэлектрической проницаемости, которую запишем в виде следующего условия:

$$\varepsilon = \begin{cases} 1 - \frac{p(r, \beta)}{f^2} k_p & \text{при } z \geq 0 \\ 1 & \text{при } z < 0. \end{cases} \quad (8)$$

Таблица 1. Время, затраченное на проведение расчета траекторий лучей

Процессор	ОЗУ, ГБ	Частота, ГГц	Объем области анализа, λ^3	Время расчета
Intel(R) Core(TM) i7-8700K 3.70 GHz	16	0.4	303.4 тыс	3 мин 10 с
Intel(R) Xeon(R) Gold 6146 3.20 GHz	384	0.4	303.4 тыс	57 с
		4	303.4 млн	51 мин 55 с
		10	4.74 млрд	4 ч 5 мин 49 с

2. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ ЛУЧЕЙ В ПЛАЗМЕ РД С ЗАВИСИМОСТЬЮ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ОТ ТРЕХ КООРДИНАТ

Рассмотрим дифференциальные уравнения лучей, соответствующие представленной задаче [31, 32]. Для расчета траекторий лучей в геометро-оптическом приближении необходимо найти решение задачи Коши для следующей системы обыкновенных дифференциальных уравнений [31, 32, 37]:

$$\begin{aligned} \frac{dx}{d\tau} &= P_x, & \frac{dy}{d\tau} &= P_y, & \frac{dz}{d\tau} &= P_z, \\ \frac{dP_x}{d\tau} &= \frac{1}{2} \frac{\partial n^2}{\partial x}, & \frac{dP_y}{d\tau} &= \frac{1}{2} \frac{\partial n^2}{\partial y}, & \frac{dP_z}{d\tau} &= \frac{1}{2} \frac{\partial n^2}{\partial z}. \end{aligned} \quad (9)$$

В [33] описан алгоритм численного решения задачи Коши для системы обыкновенных дифференциальных уравнений четвертого порядка, описывающей распространение лучей в слоистой среде с зависимостью диэлектрической проницаемости от двух координат. В [37] представлена модификация алгоритма для случая шестимерного фазового пространства, в котором имеется три пространственные координаты. Такой алгоритм позволяет проводить расчет траекторий лучей для случая зависимости диэлектрической проницаемости от трех координат. В работе [37] было проведено тестирование алгоритма на примере расчета траекторий лучей в 3D-линзе Люнеберга. Показано, что полученное численное решение задачи Коши для системы (9) сходится к точному аналитическому решению с ошибкой, соответствующей величине выбранного шага сетки.

Численное решение задачи Коши для системы (9) реализовано на языке Python с использованием модификации алгоритма численного интегриро-

вания с выбором переменной интегрирования на каждом шаге, описанного в [37].

Для повышения эффективности расчетов были предприняты следующие меры:

- операции расчета траектории выполняются не для каждого луча поочередно, а для матрицы лучей с использованием векторных вычислений;

- заданный набор лучей разбивается на выбранное число матриц, которые рассчитываются параллельно в многопоточковом режиме.

Время, затраченное на проведение расчета траекторий лучей, согласно предложенной программной реализации алгоритма интегрирования с выбором переменной интегрирования на каждом шаге для области анализа $40 \times 40 \times 80 \text{ м}^3$ представлено в табл. 1 [33–37].

3. ТРАЕКТОРИИ ЛУЧЕЙ В ПЛАЗМЕ ФАКЕЛА РД

Приведем результаты расчета траекторий лучей, падающих на факел ракетного двигателя, при выбранных начальных условиях [31, 32].

Рассмотрим падение плоской волны вдоль оси абсцисс на неоднородную плазму факела РД. Точки входа лучей расположены в плоскости, перпендикулярной оси абсцисс, расстояние от которой до центра системы координат составляет -20 м , лучи расположены в узлах квадратной сетки равномерно по осям ординат и аппликата. Область входа лучей составляет от -20 до 20 м по оси ординат и от 1 до 80 м по оси аппликата. Начальные значения азимутальных и зенитных углов для всех лучей одинаковы и составляют соответственно $\alpha = 0^\circ$ и $\beta = 90^\circ$. Расчет выполнен для частоты 0.4 ГГц .

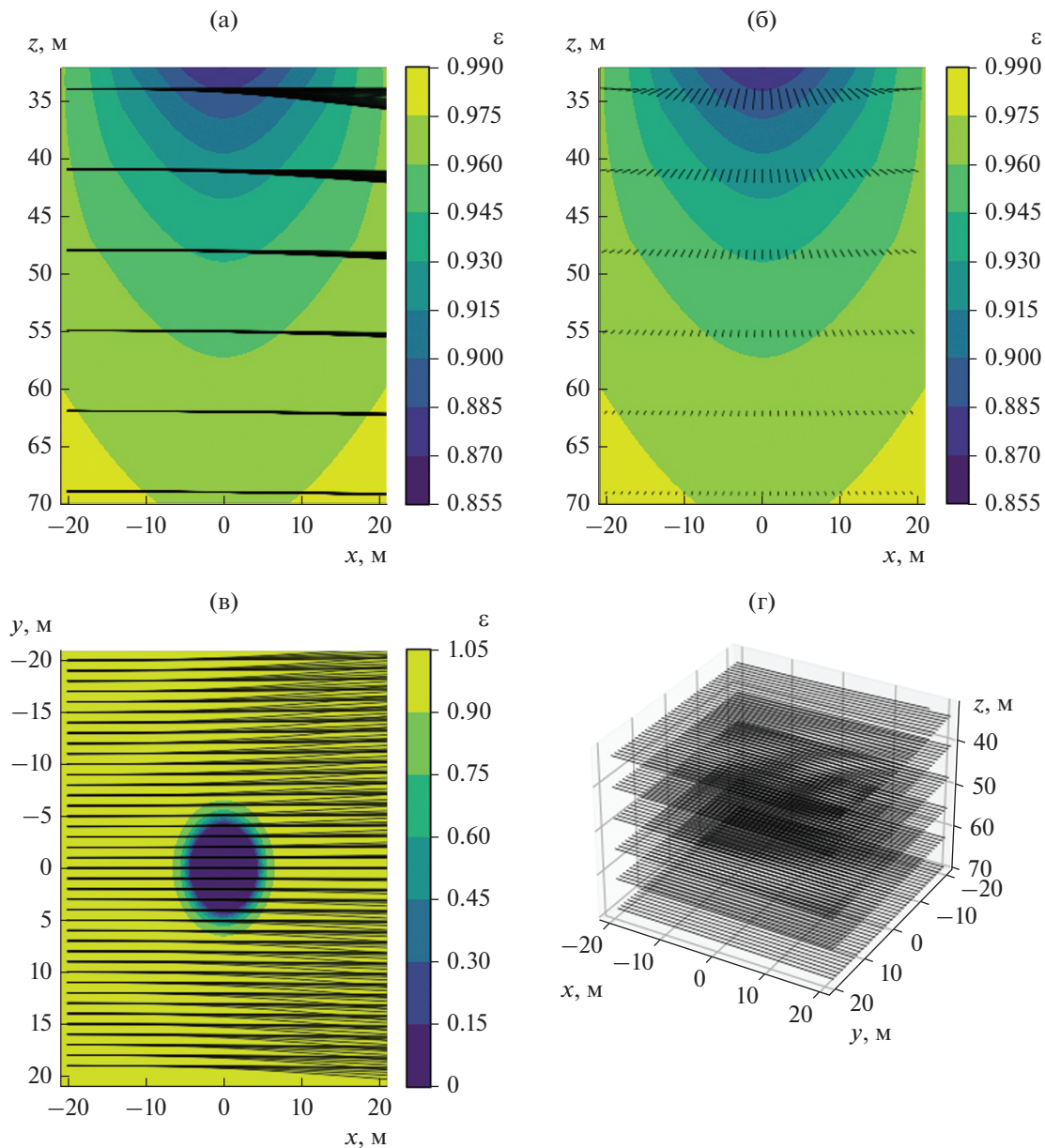


Рис. 3. Пространственные проекции характеристик уравнения эйконала на частоте 0.4 ГГц для лучей с аппликатой точки выхода от 34 до 70 м: проекции траекторий лучей на плоскость XOZ при $y = 0$ (а), YOZ при $x = 0$ (б), XOY при $z = 35$ м и аксонометрическая проекция (г).

В результате расчета траекторий лучей, падающих вдоль оси абсцисс на неоднородную плазму факела РД для третьей ступени МБР Реасекеерг на частоте 0.4 ГГц, можно выделить три области в зависимости от характера рассеяния лучей. Соответствующие этим областям картины траекторий лучей (пространственные проекции характеристик уравнения эйконала) [31, 33], рассеянных в неоднородной плазме от факела РД, приведены на рис. 3–5. Также на рис. 3а–3в–5а–5в показаны

линии уровня значений относительной диэлектрической проницаемости на исследуемой частоте.

На рис. 3 приведены картины траекторий лучей с аппликатами точки выхода от 34 до 70 м, срезы значений относительной диэлектрической проницаемости показаны для $z = 35$ м. Как видно из рис. 3, пространственные проекции характеристик уравнения эйконала преломляются и увеличивают значение координаты по оси аппликат.

На рис. 4 приведены картины траекторий лучей с аппликатами точки выхода от 10 до 30 м,

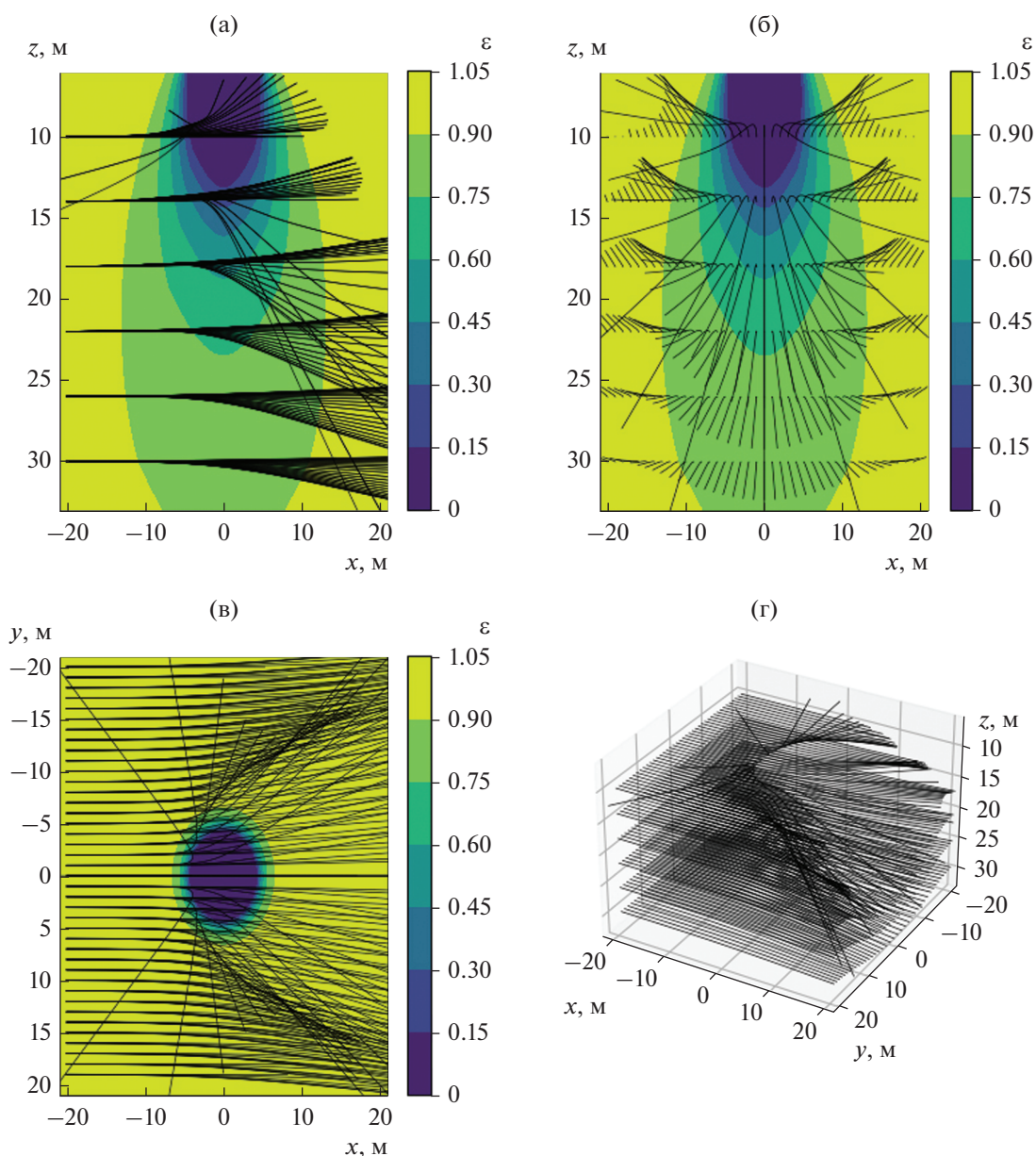


Рис. 4. Пространственные проекции характеристик уравнения эйконала на частоте 0.4 ГГц для лучей с аппликатой точки выхода 10 до 30 м: проекции траекторий лучей на плоскость XOZ при $y = 0$ (а), YOZ при $x = 0$ (б), XOY при $z = 13$ м и аксонометрическая проекция (г).

срезы значений относительной диэлектрической проницаемости показаны для $z = 13$ м. Как видно из рис. 4, пространственные проекции характеристик уравнения эйконала в зависимости от ординаты точки выхода преломляются и либо увеличивают, либо уменьшают значение координаты по оси аппликат. Из рис. 4в следует, что область значительного градиента относительной диэлектрической проницаемости расширяется и большее количество лучей преломляется.

На рис. 5 приведены картины траекторий лучей с аппликатами точки выхода от 1 до 9 м, срезы значений относительной диэлектрической проницаемости показаны для $z = 5$ м. Относительно плоскостей XOZ , YOZ и XOY наблюдается симметричное преломление лучей, что объясняется симметричным относительно оси аппликат распределением плазменной частоты. Как видно из рис. 5, пространственные проекции характеристик уравнения эйконала в зависимости от ординаты точки выхода преломляются и либо увеличивают значе-

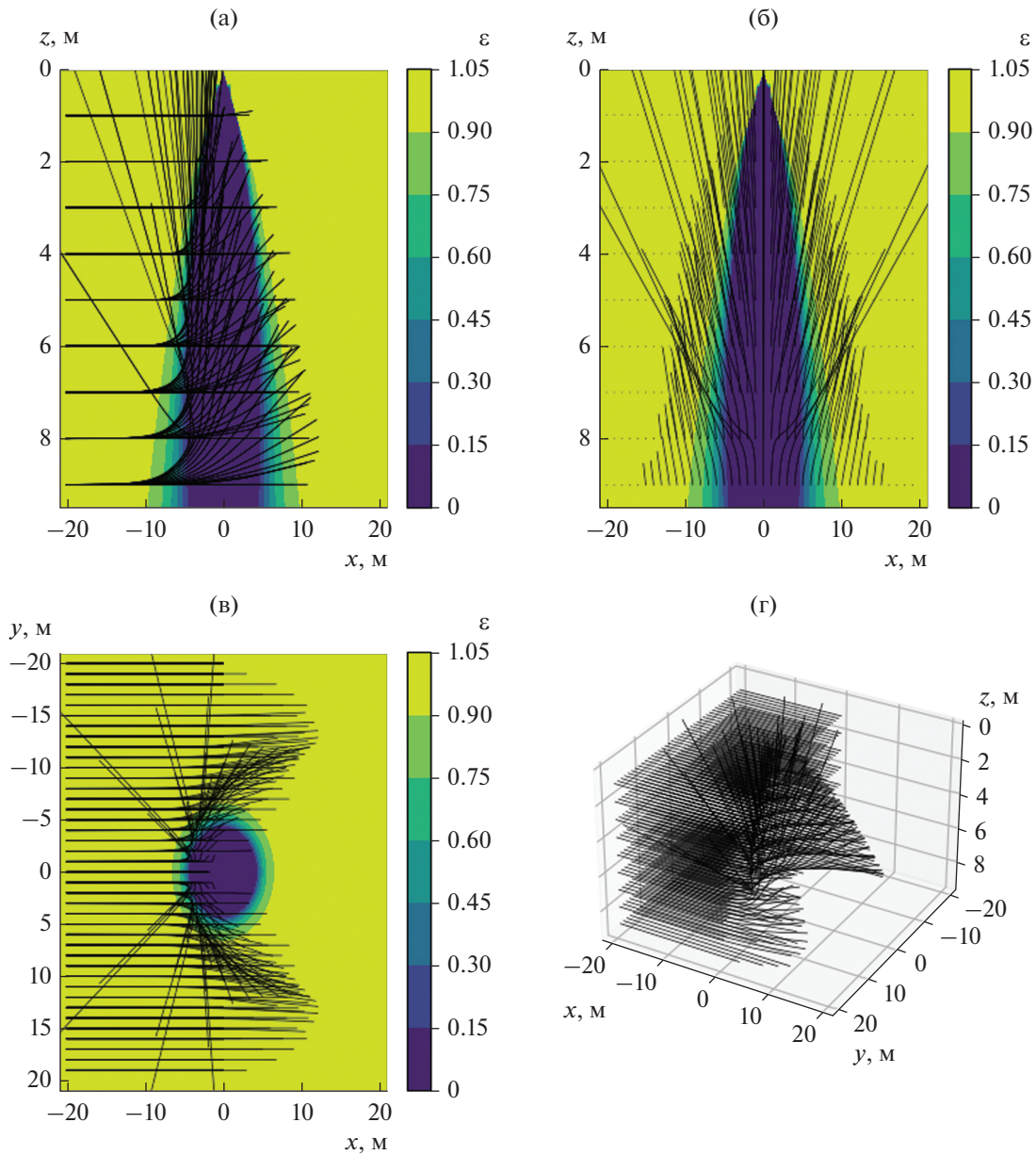


Рис. 5. Пространственные проекции характеристик уравнения эйконала на частоте 0.4 ГГц для лучей с аппликатой точки выхода от 1 до 9 м: проекции траекторий лучей на плоскость XOZ при $y = 0$ (а), YOZ при $x = 0$ (б), XOY при $z = 5$ м и аксонометрическая проекция (г).

ние координаты по оси аппликат, либо незначительно преломляются в плоскости XOY . Луч с ординатой точки выхода $y = 0$ полностью отражается от факела РД.

На рис. 3–5 для наглядности показаны не все лучи, которые были рассчитаны. Для частот 4 и 10 ГГц структура траекторий лучей сохраняется, но размеры областей, в которых наблюдается преломление траекторий лучей (см. рис. 3–5) уменьшаются.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, рассмотрена модель концентрации электронов в шлейфе факела РД на примере третьей ступени МБР Реасекеерг. Приведены картины распределения плазменной частоты в шлейфе факела, дифференциальные уравнения лучей в плазме факела РД с зависимостью диэлектрической проницаемости от трех координат, картины пространственных проекций уравнения эйконала на шлейфе факела РД для частоты 0.4 ГГц.

Расчет траекторий лучей на ПК с процессором Intel(R) Xeon(R) Gold 6146 3.20 GHz и 384 ГБ ОЗУ частоты 10 ГГц и 4.74 трлн узлов занял 4 ч 5 мин 49 с.

Для других РД разработанным программным обеспечением может быть проведено аналогичное моделирование, если будет задано соответствующее распределение плотности заряженных частиц в плазме факела РД.

Предложенная программная реализация построения траекторий лучей с выбором переменной интегрирования на каждом шаге позволяет проводить анализ рассеяния ЭМ-волн в плазме РД в геометрооптическом приближении для 3D-геометрий, включая неоднородную плазму РД.

Использование алгоритма выбора переменной интегрирования на каждом шаге и параллельных векторных вычислений позволило повысить эффективность численного электродинамического моделирования.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *McIver D.E.* // Proc. of the NASA Conf. on Communicating Through Plasmas of Atmospheric Entry and Rocket Exhaust, Hampton, 1964, P. 167.
2. *Wood W.A., DeMore J.E.* // Proc. 6th Solid Propellant Rocket Conf. Washington DC. 01–03 Feb. 1965. AIAA. P. 183.
<https://doi.org/10.2514/6.1965-183>
3. *Senol A.J., Romine G.L.* // J. Spacecraft and Rockets. 1986. V. 23 № 1. P. 39.
<https://doi.org/10.2514/3.25081>
4. *Abe T., Fujita K., Ogawa H., Funaki I.* // 31st AIAA Plasmadynamics and Lasers Conf. AIAA. 2000. P. 2484.
<https://doi.org/10.2514/6.2000-2484>
5. *Kinefuchi K., Funaki I., Abe T.* // IEEE Trans. 2010. V. AP-58. № 10. P. 3282.
6. *Kinefuchi K., Funaki I., Shimada T., Abe T.* // J. Spacecraft and Rockets. 2010. V. 47. № 4. P. 627.
7. *Coutu N., Barrot W., Engblom W., Perrell E.* // Proc. IEEE Southeastcon. 4–7 Apr. Jacksonville, USA. P. 1.
<https://doi.org/10.1109/SECON.2013.6567408>
8. *Kinefuchi K., Funaki I., Abe T.* // J. Spacecraft and Rockets. 2013. V. 50. № 1. P. 150.
<https://doi.org/10.2514/1.A32223>
9. *McCargar R.K., Siegrist K.M., Reuster J.G. et al.* // IEEE Trans. 2020. V. AP-66. № 12. P. 6531.
<https://doi.org/10.1109/TAP.2018.2845545>
10. *Kinefuchi K., Yamaguchi H., Minami M. et al.* // Acta Astronautica. 2019. V. 165. P. 373.
<https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2019.09.025>
11. *Kinefuchi K., Funaki I., Ogawa H. et al.* // Proc. 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. 2009. P. 1386.
<https://doi.org/10.2514/6.2009-1386>
12. *Котельников В.А., Котельников М.В.* // Труды МАИ. 2012. № 50. С. 21.
13. *Sun B., Xie K., Shi L. et al.* // IEEE Trans. 2020. V. AP-68. № 12. P. 8021.
<https://doi.org/10.1109/TAP.2020.2999661>
14. *Smoot L.D., Underwood D.L.* // J. Spacecraft and Rockets. 1966. V. 3. № 3. P. 302.
<https://doi.org/10.2514/3.28444>
15. *Smoot L.D., Seliga T.J.* // J. Spacecraft and Rockets. 1967. V. 4. № 6. P. 774.
<https://doi.org/10.2514/3.28950>
16. *Blevins J.A., Frederick R.A., Coleman H.W.* // Proc. 32nd Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, Reno. 10–13 Jan. 1994.
<https://doi.org/10.2514/6.1994-671>
17. *Котельников В.А., Котельников М.В., Морозов А.В.* // Теплофизика высоких температур. 2016. Т. 54. № 3. С. 323.
18. *Котельников В.А., Котельников М.В., Филиппов Г.С.* // Проблемы машиностроения и надежности машин. 2018. № 6. С. 13.
19. *Dieudonné É., Kameni A., Pichon L., Monchaux D.* // Acta Astronautica. 2019. V. 158. P. 334.
<https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2019.03.032>
20. *Гинзбург В.Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.
21. *Хилд М., Уортон С.* Микроволновая диагностика плазмы. М.: Атомиздат, 1968.
22. *Чен Ф.* Введение в физику плазмы. М.: Мир, 1987.
23. *Клеммоу Ф., Доуэрти Дж.* Электродинамика частиц и плазмы. М.: Мир, 1996.
24. *Климов К.Н., Сестрорецкий Б.В.* // РЭ. 2005. Т. 50. № 6. С. 647.
25. *Климов К.Н., Камышев Т.В., Рученков В.А., Сестрорецкий Б.В.* // РЭ. 2006. Т. 51. № 7. С. 773.
26. *Климов К.Н.* Методология численного анализа во временной области двумерных импедансно-сеточных моделей антенных систем и электродинамических объектов большой размерности. Дис. ... док. техн. наук. М.: МИЭМ, 2007. 402 с.
27. *Самарский А.А.* Теория разностных схем. М.: Наука, 1983.
28. *Самарский А.А.* Методы решения сеточных уравнений. М.: Наука, 1978.
29. *Карцев И.Ю.* Метод импедансно-сеточной функции Грина для решения двумерных задач дифракции. Дис. ... канд. техн. наук. М.: МЭИ, 1991. 138 с.
30. *Grossmann M.T., Holzauer E., Hirsch M. et al.* // III Reflectometry Work-shop for Fusion Plasma. 5–7 May 1997. Madrid, Spain. P. 115.
31. *Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И.* Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980.

32. *Кравцов А.Ю., Орлов Ю.И.* Каустики, катастрофы и волновые поля // Успехи матем. наук. 1983. Т. 141. № 4. С. 591.
33. *Перфильев В.В., Степанов Т.С., Климов К.Н.* // РЭ. 2016. Т. 61. № 12. С. 1184.
34. *Климов К.Н., Конов К.И.* // Systems of Signal Synchronization, Generating and Processing in Telecommunications. 4–5 Jul. 2018. Minsk. P. 1.
<https://doi.org/10.1109/synchroinfo.2018.8456987>
35. *Klimov K., Konov K.* // Int. Seminar on Electron Devices Design and Production. 23–24 Apr. 2019. Prague. P. 1.
<https://doi.org/10.1109/SED.2019.8798408>
36. *Klimov K.N., Konov K.I., Belevtsev A.M. et al.* // Proc. SPIE The Int. Soc. for Optical Engineering. 21–25 Sep. 2020. V. 11541. P. 1.
<https://doi.org/10.1117/12.2582075>
37. *Конов К.И., Климов К.Н.* // Радиотехника. 2021. Т. 85. № 8. С. 69.
<https://doi.org/10.18127/j00338486-202108-08>