

Научная статья

УДК 523.64

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.18404>

## **ОКОЛОЯДЕРНАЯ АТМОСФЕРА КОМЕТЫ 67P/ЧУРЮМОВА – ГЕРАСИМЕНКО В МОМЕНТ ВСТРЕЧИ С ЗОНДОМ РОЗЕТТА**

**В. В. Захаров <sup>1</sup>, А. В. Родионов <sup>2</sup>, И. С. Томилин <sup>3</sup>, Н. Ю. Быков <sup>3</sup> □**

<sup>1</sup> Лаборатория “LIRA” Парижской обсерватории, Парижский университет науки  
и литературы, Университет Сорбонны, Национальный центр научных исследований  
Франции, г. Медон, Франция;

<sup>2</sup> Российский федеральный ядерный центр –  
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,  
г. Саров Нижегородской области, Россия;

<sup>3</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
Санкт-Петербург, Россия;  
□ [nbykov2006@yandex.ru](mailto:nbykov2006@yandex.ru)

**Аннотация.** Проведено моделирование многокомпонентной атмосферы кометы с ядром сложной формы. Геометрия и интегральные параметры газопродуктивности ядра соответствуют условиям кометы 67P/Чурюмова – Герасименко в момент встречи с зондом «Розетта». Для моделирования применялись как газодинамические методы, предполагающие численное решение систем уравнений Эйлера и Навье – Стокса, так и кинетический подход на базе решения уравнения Больцмана. Проанализирована структура течения в окрестности ядра, выполнена оценка возможности применения газодинамических методов для расчета разреженной атмосферы, проведен анализ необходимости учета поступательно-вращательной неравновесности для интерпретации известных результатов наблюдений.

**Ключевые слова:** околоядерная атмосфера кометы, комета 67P/Чурюмова – Герасименко, разреженное течение, численное моделирование

**Финансирование:** Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда № 24-12-00299 (<https://rscf.ru/project/24-12-00299>).

**Для цитирования:** Захаров В. В., Родионов А. В., Томилин И. С., Быков Н. Ю. Околоядерная атмосфера кометы 67P/Чурюмова – Герасименко в момент встречи с зондом Розетта // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. Т. 18. № 4. С. 48–60. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.18404>

Статья открытого доступа, распространяемая по лицензии CC BY-NC 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Original article

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.18404>

## **THE NEAR-NUCLEUS ATMOSPHERE OF COMET 67P/CHURYUMOV – GERASIMENKO AT THE MOMENT OF ITS RENDEZVOUS WITH THE ROSETTA SPACE PROBE**

**V. V. Zakharov <sup>1</sup>, A. V. Rodionov <sup>2</sup>, I. S. Tomilin <sup>3</sup>, N. Yu. Bykov <sup>3</sup> □**

<sup>1</sup> LIRA, Observatoire de Paris, Université Paris Sciences et Lettres, Sorbonne Université,  
CNRS, Meudon, France;



<sup>2</sup> Russian Federal Nuclear Center All-Russian Research Institute of Experimental Physics,  
Sarov, Russia;

<sup>3</sup> Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia  
✉ nbykov2006@yandex.ru

**Abstract.** The multicomponent atmosphere of a comet with a complex-shaped nucleus has been simulated. The geometry and integral parameters of the gas production of the nucleus correspond to the conditions of comet 67P/Churyumov – Gerasimenko at the moment of its rendezvous with the Rosetta probe. The simulation was performed using both gas-dynamic methods, which involve numerical solution of the Euler/Navier – Stokes equations, and the kinetic approach based on the solution of the Boltzmann equation. The flow structure in the vicinity of the nucleus was analyzed, the applicability of gas-dynamic methods for prediction of a rarefied atmosphere was assessed, and the importance of considering translational-rotational nonequilibrium for interpreting observational data was analyzed.

**Keywords:** near-nucleus atmosphere of comet, comet 67P/Churyumov-Gerasimenko, rarefied flow, numerical simulation

**Funding:** The reported study was funded by Russian Science Foundation (Grant No. 24-12-00299 (<https://rscf.ru/project/24-12-00299>)).

**For citation:** Zakharov V. V., Rodionov A. V., Tomilin I. S., Bykov N. Yu., The near-nucleus atmosphere of comet 67P/Churyumov – Gerasimenko at the moment of its rendezvous with the Rosetta space probe, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics, 18 (4) (2025) 48–60. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.18404>

This is an open access article under the CC BY-NC 4.0 license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

## Введение

Кометы – это малые тела Солнечной системы с большим содержанием первородного льда, состав которых мог оставаться неизменным с момента их образования в протопланетном диске. Под действием солнечного излучения ядро нагревается, лед сублимирует, и продукты сублимации покидают ядро, истекая в космическое пространство и образуя кометную атмосферу. Исследования состава и структуры кометных ядер дают важную информацию об эволюции Солнечной системы и процессах формирования планет [1, 2].

В отсутствие возможности непосредственного исследования кометного ядра, данные по структуре и составу ядра можно получать лишь на основе информации о динамике, структуре и составе околоядерной атмосферы кометы (комы). Такая информация накапливается благодаря наблюдениям за кометами как с больших расстояний с использованием телескопов, находящихся на поверхности Земли или на околоземных орбитах, так и с относительно малых расстояний (например, с использованием космических зондов).

Получение данных о физических характеристиках ядра посредством измерений состава и параметров околоядерной атмосферы нуждается в физической модели, связывающей процессы внутри и на поверхности ядра с процессами, протекающими в околоядерной атмосфере. Создание такой модели, интерпретация данных наблюдений, а также оптимизация программы наблюдений требует детального понимания структуры комы и закономерностей поведения ее компонентов. С этой целью в настоящей работе рассматривается один из возможных вариантов газовой атмосферы кометы, находящейся на относительно большом расстоянии от Солнца.

Моделирование динамики атмосферы представляет собой нетривиальную вычислительную задачу. В общем случае необходимо рассматривать трехмерные нестационарные процессы в широком диапазоне параметров. Поскольку продукты газопроизводительности ядра истекают в вакуум, течение в атмосфере кометы характеризуется наличием областей неcontinuity и неравновесного течения. Поэтому для описания таких течений необходимо использовать как континуальные модели (уравнения Эйлера, Навье – Стокса), так и кинетические (уравнение Больцмана). Кроме того, для формулировки

граничных условий у поверхности ядра, для континуальных методов требуется решить проблему кнудсеновского слоя (приповерхностный слой, в котором происходит релаксация изначально немаксвелловской функции распределения по скоростям молекул, эмитируемых с поверхности, к равновесной максвелловской функции). Кинетические методы, например метод прямого статистического моделирования Монте-Карло (*англ.* the Direct Simulation Monte Carlo (DSMC)), позволяющие физически корректно проводить моделирование разреженных и неравновесных течений, намного более трудоемки для вычислений, чем газодинамические методы.

В качестве примера, для моделирования в настоящей работе выбрана комета 67P/Чурюмова – Герасименко (далее для краткости – 67P) как наиболее детально изученная в ходе программы Европейского космического агентства «Розетта» [3, 4]. Выбранное гелиоцентрическое расстояние соответствует моменту встречи зонда «Розетта» с кометой, когда газопроизводительность ядра еще далека от максимальной (в перигелии) и полные эмиссии разных компонентов сравнимы.

Цели настоящей работы следующие:

- (i) определение структуры течения в окрестности ядра кометы 67P на гелиоцентрическом расстоянии порядка 3 а.е.;
- (ii) оценка возможности расчета возникающего течения на базе уравнений Эйлера и/или Навье – Стокса;
- (iii) анализ необходимости учета поступательно-вращательной неравновесности при моделировании динамики атмосферы комет.

#### Постановка задачи

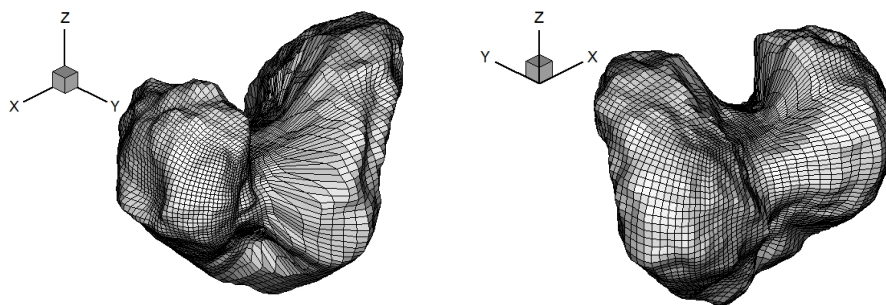


Рис. 1. Модель формы ядра кометы 67P/Чурюмова – Герасименко “RMO shape 3” (показаны 3D-виды на ядро с двух ракурсов вокруг оси Z)

Рассматривается расчетная область, где внутренняя (входная) граница – это поверхность ядра, а внешняя (выходная) – это поверхность сферы с радиусом 35 км, описанная вокруг ядра. Геометрия ядра (рис. 1) соответствует форме “RMO shape 3” – одной из первых реконструкций ядра кометы 67P. Эквивалентный радиус этой формы  $R_n = 1,7$  км.

Предполагается, что ядро вращается вокруг оси z с периодом вращения 12,4 ч. Рассматриваемая область моделирования имеет протяженность 35 км в радиальном направлении, а характерная скорость течения в области – более 100 м/с, т.е. время пролета молекул от поверхности до внешней границы области моделирования составляет менее 350 с. За это время положение ядра изменяется менее, чем на  $3^\circ$ . Поэтому в данной работе предполагалось, что смена положения Солнца за время установления течения в рассматриваемой области не оказывает заметного влияния на распределение газопроизводительности поверхности и для описания течения в коме используются стационарные решения.

Предполагается, что ядро состоит из смеси льдов воды, монооксида и диоксида углерода ( $H_2O$ , CO и  $CO_2$ ), а также тугоплавких компонентов. Соответствующие льды имеют разные температуры сублимации. Согласно работе [5], лед  $H_2O$  находится на поверхности, а льды CO и  $CO_2$  залегают в ядре на некоторой глубине. Таким образом, сублимация молекул воды происходит непосредственно с поверхности кометного ядра, а молекулы монооксида и диоксида углерода диффундируют из глубины ядра.



Модель эмиссии  $\text{H}_2\text{O}$  предполагает, что поверхность кометы покрыта большим числом малоразмерных ледяных участков с интегральной долей  $f$  от площади поверхности; в данной работе принято, что  $f = 0,033$  и эта доля постоянна по всей поверхности ядра.

Солнечный тепловой поток, приходящийся на единицу освещенной (незатененной) поверхности ядра, следует выражению

$$E_{in} = (1 - A) \cdot c_{sun} \cdot \max(0, \cos \theta) / r_h^2, \quad (1)$$

где  $A$  – визуальное альbedo (принималось  $A = 0,05$ );  $c_{sun}$  – поток энергии солнечного излучения на гелиоцентрическом расстоянии  $r_h = 1$  а.е.,  $c_{sun} = 1360 \text{ Вт/м}^2$ ;  $\theta$ , рад, – угол между локальной нормалью к поверхности и направлением на Солнце.

Уравнение баланса энергии на ледяной поверхности предполагает, что энергия, падающая на поверхность, расходуется на тепловое излучение и сублимацию молекул  $\text{H}_2\text{O}$  (теплообменом с внутренними слоями ядра и участками поверхности, не покрытыми льдом, пренебрегается):

$$E_{in} = \varepsilon_n \cdot \sigma_B \cdot T_l^4 + L_s \cdot Z_{0,(\text{H}_2\text{O})}, \quad (2)$$

где  $T_l$ , К, – температура льда на поверхности кометы;  $\varepsilon_n$  – коэффициент излучения поверхности ядра,  $\varepsilon_n = 0,9$ ;  $\sigma_B$ ,  $\text{Вт/м}^2 \cdot \text{К}^4$ , – постоянная Стефана – Больцмана;  $Z_{0,(\text{H}_2\text{O})}$ ,  $\text{кг/с} \cdot \text{м}^2$ , – массовый поток молекул воды с единичной площади ледяного участка поверхности;  $L_s$ ,  $\text{Дж/кг}$ , – скрытая теплота сублимации льда.

Молекулы воды, сублимирующие с поверхности ядра, имеют полумаксвелловское распределение по скоростям (т.е. среднемассовая скорость течения полагается нулевой, а влетающие молекулы имеют компоненту скорости, перпендикулярную к поверхности, – больше нуля). Вследствие межмолекулярных столкновений распределение по скоростям релаксирует (если столкновений достаточно) к равновесному максвелловскому распределению в слое над поверхностью (слой Кнудсена). Для использования континуальных методов необходимо определить параметры газа на верхней границе кнудсеновского слоя. С учетом того, что радиус ядра намного превышает толщину кнудсеновского слоя, в данной работе используется аналитическое решение для плоскопараллельного кнудсеновского слоя, полученное Карло Черчиньяни [6] из решения уравнения Больцмана:

$$Z_{0,(\text{H}_2\text{O})} = \frac{p_s(T_l)}{\sqrt{k_B T_0 / m}} \cdot \sqrt{2} \cdot S \cdot \left\{ \frac{1}{2} - S \sqrt{\frac{T_0}{\pi T_l}} + \left[ \left( S^2 + \frac{1}{2} \right) \sqrt{\frac{T_0}{T_l}} - \frac{S \sqrt{\pi}}{2} \right] \text{erfc}(S) \exp(S^2) \right\}; \quad (3)$$

$$\sqrt{\frac{T_0}{T_l}} = \sqrt{1 + \left( \frac{S \sqrt{\pi}}{2} \cdot \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right)^2} - \frac{S \sqrt{\pi}}{2} \cdot \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}, \quad (4)$$

где  $k_B$ ,  $\text{Дж/К}$ , – постоянная Больцмана;  $m$ ,  $\text{кг}$ , – масса молекулы воды;  $T_0$ , К, – температура газа;  $S$  – безразмерная скорость на верхней границе кнудсеновского слоя,  $S = u_0 / \sqrt{2 k_B T_0 / m}$  ( $u_0$ ,  $\text{м/с}$  – скорость);  $p_s(T_l)$ ,  $\text{Па}$ , – давление насыщенного водяного пара;  $\gamma$  – показатель адиабаты.

Поток молекул воды с поверхности, имеющей ледяные участки и не покрытые льдом, определяется как произведение  $f \cdot Z_{0,(\text{H}_2\text{O})}$ .

Выражения (3) и (4) зависят от параметра, определяющего влияние атмосферы кометы на поток, истекающий с поверхности кометы. В качестве такого параметра используется локальное число Маха у поверхности:

$$M_0 = S \sqrt{2 / \gamma} \quad (M_0 \leq 1).$$

Модель эмиссии монооксида и диоксида углерода предполагает, что сублимация льда происходит внутри ядра и молекулы диффундируют из глубины через поры на поверхность. С учетом большой неопределенности (отсутствие данных наблюдений) в

параметрах структуры поверхностного слоя, в данной работе используется простейшая модель, позволяющая качественно воспроизвести интегральные характеристики наблюдаемой активности ядра. Считается, что поток эмиссии складывается из двух частей (в определенной пропорции):

равномерно распределенной по всей поверхности,  
пропорциональной падающему солнечному излучению.

Первая часть связана с низкой температурой сублимации СО и СО<sub>2</sub> (у воды она значительно выше). Для сублимации СО, СО<sub>2</sub> температура в поверхностном слое в течение периода вращения остается довольно высокой даже на ночной стороне.

Вторая часть связана с изменением потока сублимации из-за нагрева поверхности, пропорционального падающему солнечному излучению.

Таким образом, величина потока, истекающего с единичной площади поверхности, выражается как

$$Z_J = Q_J \left[ \frac{a_{0,J}}{A_{ext}} + \frac{(1-a_{0,J})}{A_{\odot}} \max(0, \cos \theta) \right], \quad (5)$$

где индекс  $J$  относится к СО или СО<sub>2</sub>;  $Q_J$ , кг/с – полный поток компонента  $J$  с поверхности кометы (входной параметр модели);  $A_{ext}$ ,  $A_{\odot}$ , м<sup>2</sup> – общая площадь поверхности и площадь освещенного сечения ядра, соответственно;  $a_{0,J}$  – доля эмиссии, равномерно распределенной по поверхности (в данной работе  $a_0 = 0,11$ ).

Модели газовой эмиссии, использованные в настоящей работе, являются простейшими с минимальным числом параметров. Однако способность этих моделей описывать интегральное и качественное изменение газопроизводительности у различных комет подтверждена в ряде работ (см., например, работы [5, 7 – 10]). В работе [5] параметры моделей подгонялись для согласования с данными измерений *in situ* (вдоль траектории зонда) состава и плотности атмосферы, а также изменения полной газопроизводительности ядра. Эти простейшие модели (без учета теплопроводности внутри ядра) позволяют получать удовлетворительное согласие с данными наблюдений для определенного угла между осью вращения ядра и направлением на Солнце, т.е. только для определенного участка траектории кометы и ограниченного временного промежутка.

Начальной поверхностью для решения уравнений Эйлера и Навье – Стокса служит верхняя граница кнудсеновского слоя, толщина которого считается пренебрежимо малой, по сравнению с радиусом ядра, поэтому геометрическое положение этой границы совпадает с поверхностью ядра. Предполагается, что поток эмиссии направлен перпендикулярно от поверхности. По величинам потока эмиссии и температуры, полученным на верхней границе кнудсеновского слоя, и числу Маха  $M_0$  (задано у поверхности) можно вычислить остальные параметры газа (плотность, давление, скорость) для расчета континуальными методами.

На внешней границе области моделирования (сфера радиуса 35 км вокруг ядра) ставилось условие свободного вытекания. Радиальная составляющая скорости – сверхзвуковая, и такое граничное условие является корректным.

При континуальном описании течения, в настоящей работе решается система уравнений Эйлера или Навье – Стокса – Фурье (для вязкой теплопроводной сжимаемой жидкости).

Для расчета уравнений газовой динамики используется схема типа Годунова второго порядка точности, предложенная Родионовым и описанная в работе [11]. Указанная схема имеет отличительную черту: для получения второго порядка точности по пространству используется линейное распределение параметров внутри каждой ячейки (с применением реконструкций-ограничителей Колгана или ван Лира). Второй порядок по времени достигается благодаря использованию процедуры типа предиктор-корректор. Расчеты задач проводятся методом установления по времени, когда стационарное течение находят путем длительного расчета нестационарного течения.

В случае решения уравнений Навье – Стокса их правые части (члены, описывающие процессы вязкости, теплопроводности и диффузии компонентов смеси) аппроксимируются явным образом с использованием центральных разностей. В отличие от решения





уравнений Эйлера, здесь может возникать проблема моделирования сильно разреженной комы, когда диссипативные процессы (правые части уравнений Навье – Стокса) начинают доминировать над конвективными процессами (перетекание вещества между ячейками). В таких случаях расчеты в рамках уравнений Навье – Стокса не приводят к стационарному решению.

Для кинетического описания течения используется метод DSMC [12, 13], который представляет собой стохастический метод решения уравнения Больцмана. Метод DSMC не требует специального выделения кнудсеновского слоя, и значения потока эмиссии и температуры для  $H_2O$  следуют из решения уравнения (2), а для  $CO$  и  $CO_2$  – из уравнения (5). Вылет молекул с поверхности описывается полумаксвелловской функцией распределения по скоростям, т.е. скорости влетающих молекул соответствуют функции Максвелла с нулевой средней скоростью и имеют только положительную компоненту скорости, перпендикулярную к поверхности.

При моделировании DSMC, для частиц применялась модель твердых сфер переменного диаметра (*англ.* Variable Hard Sphere (VHS)) и схема столкновений без счетчика времени (*англ.* no-time-counter (NTC)) [12]. Для описания поступательно-вращательного энергообмена использовалась модель Ларсена – Боргнакке с числом столкновений, необходимым для установления поступательно-вращательного равновесия  $\Lambda = 1$ . В рассматриваемом температурном диапазоне колебательные степени свободы молекул полагались невозбужденными. Часть  $\beta$  потока молекул, возвращающихся на поверхность ( $\beta = f$ ), конденсировалась, а остальная часть  $(1 - \beta)$  отражалась диффузно с полной аккомодацией энергии.

Подробное описание параметров (зависимость вязкости от температуры, сечения столкновений и прочее), используемых в газодинамическом и кинетическом моделировании, приведено в работах [14 – 18].

### Результаты расчетов и их обсуждение

В настоящей работе рассмотрено газовое течение в окрестности ядра кометы 67P, когда она находится на гелиоцентрическом расстоянии, равном 3,22 а.е. Предполагается, что Солнце находится в плоскости  $XZ$  и направление на Солнце составляет  $50^\circ$  от оси  $Z$  (в сторону оси  $X$ ).

Рис. 2 показывает распределения потоков газовой эмиссии по поверхности ядра кометы. Для заданной модели газопродуктивности, распределения потоков монооксида углерода  $CO$  ( $Q_{CO} = 2 \cdot 10^{25} \text{ с}^{-1}$ ) и его диоксида  $CO_2$  ( $Q_{CO_2} = 3 \cdot 10^{24} \text{ с}^{-1}$ ) отличаются на постоянный коэффициент  $Q_{CO_2}/Q_{CO} = 0,15$ , поэтому на рис. 2 представлено только распределение газового потока монооксида углерода  $CO$ . Эмиссия воды  $H_2O$  определяется поверхностной сублимацией льда. Интенсивность этой эмиссии очень чувствительна к температуре, поэтому потоки с освещенной и затененной поверхностями отличаются на порядки величины (от  $10^{10}$  до  $10^{21} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ). Потоки эмиссии  $CO$  и  $CO_2$  задаются независимо от температуры поверхности в виде суммы двух составляющих:

равномерно распределенной по всей поверхности,  
зависящей от освещенности поверхности.

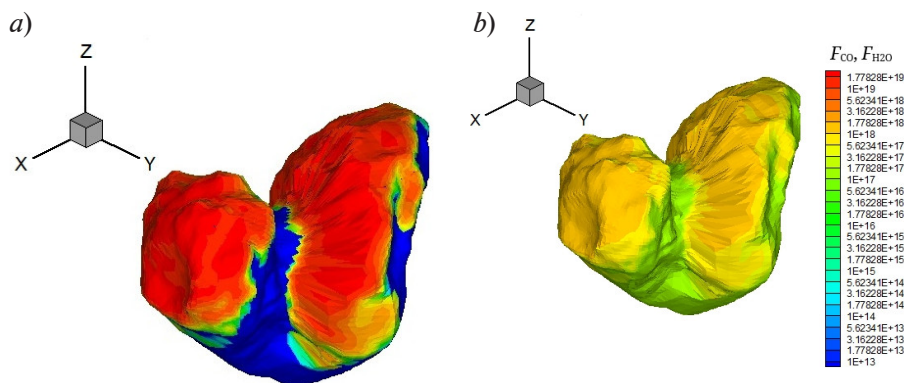


Рис. 2. 3D-изображения распределений по поверхности ядра потоков газовой эмиссии (в  $\text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ), рассчитанных для воды  $H_2O$  (a) и монооксида углерода  $CO$  (b)

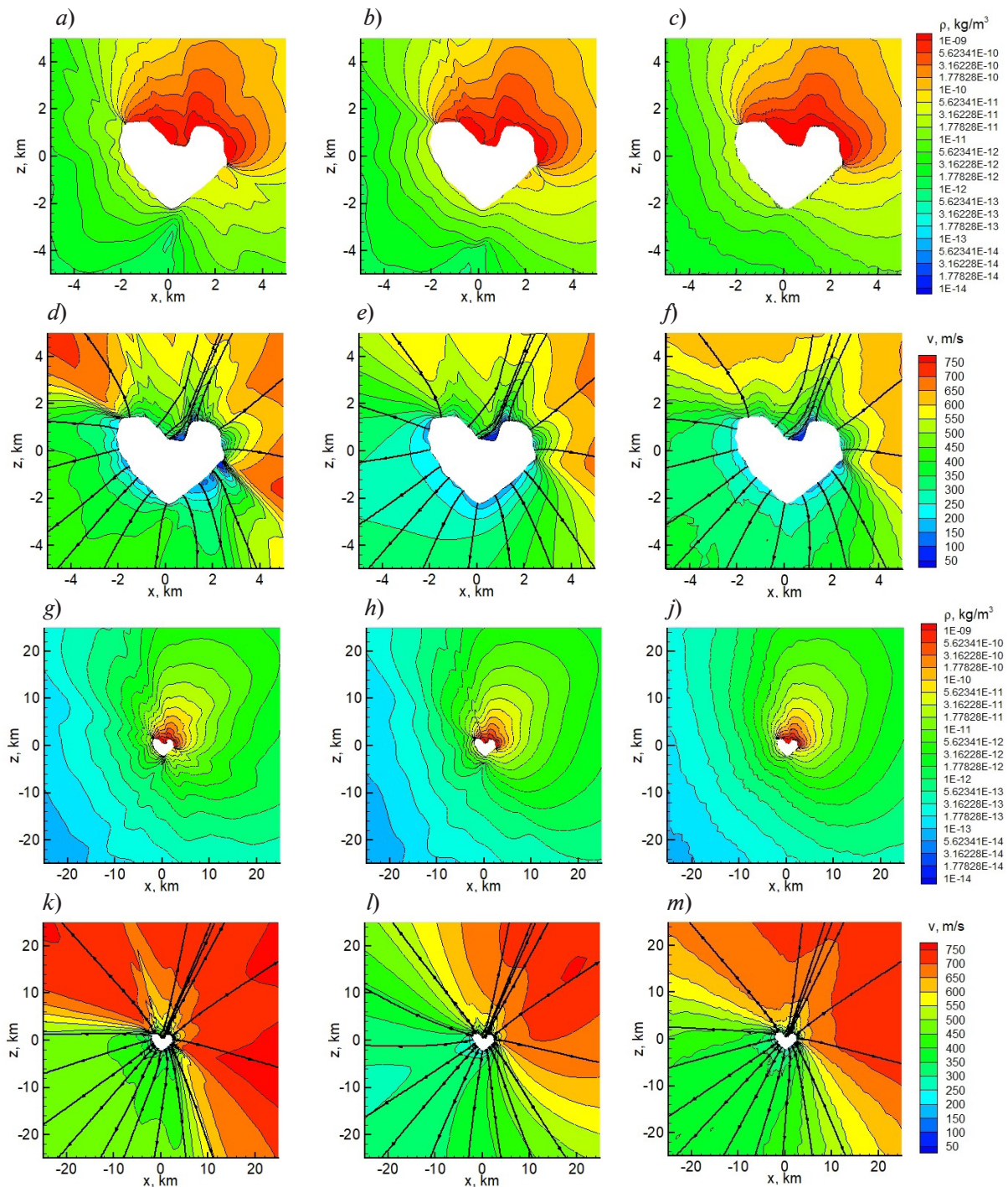


Рис. 3. Изолинии плотности (в  $\text{кг}\cdot\text{м}^{-3}$ ) ( $a - c, g - j$ ) и скорости (в  $\text{м}\cdot\text{с}^{-1}$ ) ( $d - f, k - m$ ) течения смеси газов ( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ) в плоскости  $XZ$ , в окрестности ядра кометы (области до  $3R_n$  ( $a - f$ ) и до  $15R_n$  ( $g - m$ )), рассчитанных с помощью уравнений Эйлера ( $a, d, g, k$ ) и Навье – Стокса ( $b, e, h, l$ ), а также методом DSMC ( $c, f, j, m$ )

У этих составляющих значения потоков эмиссии на освещенной и затененной поверхностях сопоставимы:

$$5,0 \cdot 10^{16} - 1,0 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \text{ для } \text{CO},$$

$$7,5 \cdot 10^{15} - 1,5 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \text{ для } \text{CO}_2.$$

Распределения плотности и скорости (с линиями тока) в плоскости  $XZ$ , полученные из решения уравнений Эйлера и Навье – Стокса, а также DSMC показаны на рис. 3 (для областей до  $3R_n$  и до  $15R_n$ ).



В окрестности ядра кометы (область менее  $5R_n$ ) имеет место хорошее качественное согласие решений, полученных разными методами (см. рис. 3,  $a - f$ ). Решения, полученные методами сплошной среды и в предположении о равновесности течения, показывают более интенсивное расширение и ускорение потока. Кроме того, в результатах, полученных методами сплошной среды, имеются выраженные ударно-волновые структуры. В результатах кинетического моделирования эти структуры отсутствуют или сильно размыты ввиду недостаточной частоты столкновений молекул.

По мере удаления от ядра различия в решениях возрастают. При этом качественное согласие между решением Эйлера и решением, полученным методом DSMC, сохраняется на больших расстояниях от ядра (см. рис. 3,  $g - m$ ). Согласно решению уравнений Навье – Стокса, на расстоянии порядка  $5R_n$  начинается искусственное торможение потока. Это связано с тем, что сильная разреженность течения приводит к преобладанию диссипативных процессов над конвективными.

Макроскопические параметры течения (плотность, скорость и пр.) – это осредненные значения соответствующих молекулярных величин (среднее число молекул в единице объема, их средняя скорость и т.п.) в течении. Поэтому их можно определять лишь до тех пор, пока имеется достаточное число молекул в самом малом из значимых объемов течения. Уравнения сохранения массы, импульса и энергии в течении можно вывести, пользуясь континуальной и/или кинетической моделью, но эти уравнения не замкнуты, пока касательные (сдвиговые) напряжения и тепловые потоки не выражены через макроскопические величины низшего порядка. Такое условие накладывает ограничение на применение континуальных уравнений. Члены уравнений, отвечающие за перенос (транспортные члены) в уравнениях Навье – Стокса, не отражают рассматриваемого процесса, если градиенты макроскопических переменных становятся настолько велики, что их характерная длина оказывается соизмеримой с длиной свободного пробега молекул между их столкновениями.

Рассматриваемое гелиоцентрическое расстояние и соответствующая ему газопроизводительность ядра кометы порождают весьма разреженное течение уже в непосредственной окрестности ядра. Рис. 4,  $a$  иллюстрирует распределение числа Кнудсена  $Kn$  в поле течения:

$$Kn = \lambda/L, \quad (6)$$

где  $\lambda$  – длина свободного пробега молекул;  $L$  – характерный линейный размер течения, определяемый по градиенту плотности,  $L = \rho/(dp/dr)$ .

На дневной стороне, до расстояния порядка  $5R_n$ , имеется область с  $Kn < 1$ ; на всей же ночной стороне течения  $Kn > 1$ . Принято считать, что применимость газодинамических методов на базе уравнений Навье – Стокса и Эйлера ограничена значениями числа Кнудсена:  $Kn < 1$  [9, 6]. Однако отметим, что в работах [10, 13, 14] показано, что газодинамические методы могут давать качественно правильные распределения плотности и скорости течения даже при значениях  $Kn > 1$ .

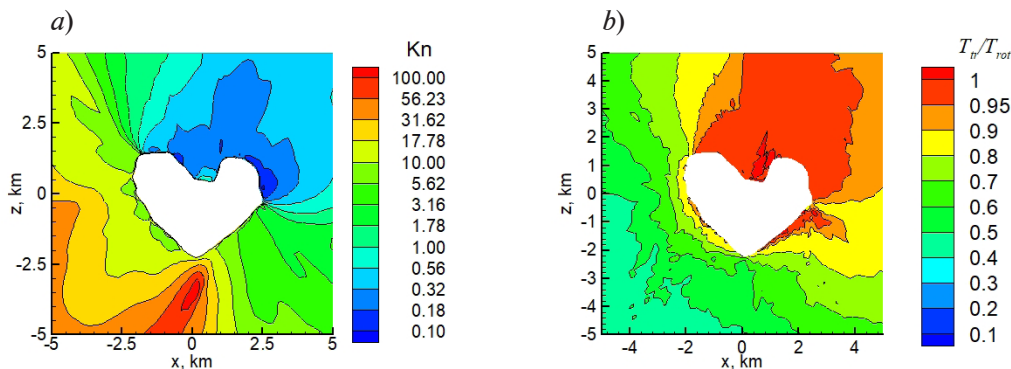


Рис. 4. Изолинии числа Кнудсена ( $Kn$ ) ( $a$ ) и отношения поступательной температуры к вращательной ( $T_{tr}/T_{rot}$ ) ( $b$ ) в плоскости  $XZ$



Даже при максимально быстром поступательно-вращательном энергообмене, постулированном в расчетах ( $\Lambda = 1$ ), равновесие между поступательными и вращательными степенями свободы молекул (характеризуемое отношением соответствующих температур  $T_{tr}/T_{rot} > 0,9$ ) сохраняется только на дневной стороне, в области протяженностью в несколько радиусов ядра (рис. 4, *b*). Недостаточная частота столкновений приводит к замораживанию внутренней энергии молекул и, соответственно, к меньшей доле тепловой энергии газа, преобразуемой в поступательное движение, и меньшей интенсивности ускорения потока.

Рис. 5 показывает распределение в течении относительной концентрации молекул  $H_2O$ ,  $CO$ ,  $CO_2$  (результат решения методом DSMC). Вследствие значительной разницы в потоках эмиссии  $H_2O$ ,  $CO$  и  $CO_2$  с освещенной поверхности (см. рис. 2), в течении газовой смеси доминирует вода  $H_2O$ . На ночной стороне доминирует монооксид углерода  $CO$ . Наличие эмиссии  $CO$  и  $CO_2$  на ночной и затененной сторонах ограничивает расширение  $H_2O$  с дневной на ночную сторону и препятствует формированию потока конденсации на неосвещенную поверхность. Относительная концентрация диоксида углерода  $CO_2$  имеет максимум на ночной стороне, но даже там она не превышает 15%. На дневной стороне, около затененных частей поверхности, относительные концентрации  $H_2O$  и  $CO$  сравнимы (имеют значения около 50%). По мере удаления от ядра кометы вода (компонент с наибольшей общей газопроизводительностью) постепенно занимает доминирующее положение во всей области.

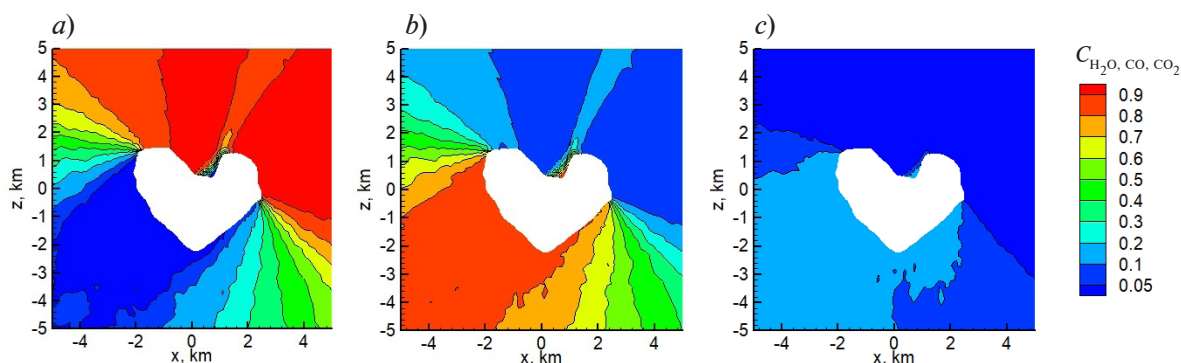


Рис. 5. Изолинии относительной концентрации молекул  $H_2O$  (*a*),  $CO$  (*b*) и  $CO_2$  (*c*) в течении, полученные методом Монте-Карло

Численное моделирование было выполнено на вычислительном кластере с узлами из Intel Xeon E5-2650 v4 (2,20 ГГц). Без использования распараллеливания решение уравнений Эйлера заняло 3 ч, уравнений Навье – Стокса – 5 ч, расчет методом DSMC – 48 ч.

### Заключение

Проведено математическое моделирование газодинамическими и кинетическими методами течения во внутренней атмосфере кометы 67P/Чурюмова – Герасименко в момент ее встречи с зондом «Розетта». По результатам моделирования можно описать следующий характер протекающих процессов.

Многокомпонентная эмиссия с поверхности ядра сложной формы приводит к формированию в непосредственной окрестности ядра кометы многомерного течения со сложной структурой и областями разного молекулярного состава. Однако уже на расстоянии около  $5R_n$  структура течения приближается к течению от точечного источника с переменной угловой интенсивностью, а именно – расширение газа происходит в радиальном направлении с практически постоянной (но зависящей от направления) скоростью.

Распределения плотности и скорости указанного течения, полученные из решения уравнений Эйлера, качественно согласуются с результатами моделирования методом DSMC. Учитывая большую неопределенность параметров эмиссии с поверхности ядра (вследствие отсутствия прямых измеряемых данных) и необходимость многочисленных расчетов для инверсии данных косвенных наблюдений (например, спектроскопии



комы), решения уравнений Эйлера можно использовать для интерпретации наблюдений как наиболее вычислительно эффективные.

Рассматриваемое гелиоцентрическое расстояние (3,2 а.е.) и соответствующая ему газопроизводительность ядра имеют следствием сильную разреженность и неравновесность течения в большей части области моделирования. В расчетах переноса излучения при моделировании вращательных спектров в субмиллиметровом диапазоне важно учитывать поступательно-вращательную неравновесность, так как вращательная температура определяет заселенность энергетических уровней, а поступательная температура определяет частоту столкновений и величину доплеровского сдвига.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Thomas N.** An introduction to comets. Post-Rosetta perspectives (Book Series: Astronomy and Astrophysics Library). Cham, Switzerland: Springer, 2020. 503 p.
2. **Еленин Л. В.** Кометы Странники Солнечной системы. М.: Эксмо, 2024. 304 с.
3. **Gulkis S., Allen M., von Allmen P., et al.** Subsurface properties and early activity of comet 67P/Churyumov – Gerasimenko // *Science*. 2015. Vol. 347. No. 6220. P. aaa0709.
4. **Sierks H., Barbieri C., Lamy Ph. L., et al.** On the nucleus structure and activity of comet 67P/Churyumov – Gerasimenko // *Science*. 2015. Vol. 347. No. 6220. P. aaa1044.
5. **Zakharov V. V., Crifo J.-F., Rodionov A. V., Rubin M., Altwegg K.** The near-nucleus gas coma of comet 67P/Churyumov – Gerasimenko prior to the descent of the surface lander PHILAE // *Astronomy & Astrophysics*. 2018. Vol. 618. October. P. A71.
6. **Cercignani C.** Strong evaporation of a polyatomic gas // *Proceedings of the 12-th International Symposium “Rarefied gas dynamics”*. July, 7–11, 1980. Charlottesville (USA); Technical Papers. Part 1. (A82-13026 03-77). New York: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1981. Pp. 305–320.
7. **Bieler A., Altwegg K., Balsiger H., et al.** Comparison of 3D kinetic and hydrodynamic models to ROSINA-COPS measurements of the neutral coma of 67P/Churyumov – Gerasimenko // *Astronomy & Astrophysics*. 2015. Vol. 583. November. P. A7.
8. **Fougere N., Combi M.R., Tenishev V., Rubin M., Bonev B. P., Mumma M. J.** Understanding measured water rotational temperatures and column densities in the very innermost coma of Comet 73P/Schwassmann – Wachmann 3 B // *Icarus*. 2012. Vol. 221. No. 1. Pp. 174–185.
9. **Fougere N., Altwegg K., Berthelier J.-J., et al.** Three-dimensional direct simulation Monte-Carlo modeling of the coma of comet 67P/Churyumov – Gerasimenko observed by the VIRTIS and ROSINA instruments on board Rosetta // *Astronomy & Astrophysics*. 2016. Vol. 588. April. P. A134.
10. **Marschall R., Su C. C., Liao Y., et al.** Modelling observations of the inner gas and dust coma of comet 67P/Churyumov – Gerasimenko using ROSINA/COPS and OSIRIS data: First results // *Astronomy & Astrophysics*. 2016. Vol. 589. May. P. A90.
11. **Родионов А. В.** Повышение порядка аппроксимации схемы С. К. Годунова // *Журнал вычислительной математики и математической физики*. 1987. Т. 27. № 12. С. 1853–1860.
12. **Bird G. A.** The DSMC method. North Charleston, USA: CreateSpace Independent Publishing Platform, 2013. 300 p.
13. **Bird G. A.** Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows (Oxford Engineering Science Series, No. 42). Oxford, UK: Clarendon Press, 1994. 458 p.
14. **Crifo J. F., Lukianov G. A., Rodionov A. V., Khanlarov G. O., Zakharov V. V.** Comparison between Navier – Stokes and direct Monte-Carlo simulations of the circumnuclear coma: I. Homogeneous, spherical source // *Icarus*. 2002. Vol. 156. No. 1. Pp. 249–268.
15. **Crifo J. F., Lukianov G. A., Zakharov V. V., Rodionov A. V.** Physical model of the coma of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko (Chapfer) // L. Colangelli, E. M. Epifani, P. Palumbo (Eds.). The new Rosetta targets. Observations, simulations and instrument performances. Dordrecht, The Netherlands: Kluwer Academic Publishers, 2004. Pp. 119–130.
16. **Rodionov A. V., Crifo J.-F., Szegő K., Lagerros J., Fulle M.** An advanced physical model of cometary activity // *Planetary and Space Science*. 2002. Vol. 50. No. 11–12. Pp. 983–1024.
17. **Crifo J.-F., Loukianov G. A., Rodionov A. V., Zakharov V. V.** Navier–Stokes and direct Monte Carlo simulations of the circumnuclear gas coma II. Homogeneous, aspherical sources // *Icarus*. 2003. Vol. 163. No. 2. Pp. 479–503.

18. **Zakharov V. V., Rodionov A. V., Loukianov G. A., Crifo J. F.** Navier –Stokes and direct Monte Carlo simulations of the circumnuclear gas coma III. Spherical, inhomogeneous sources // *Icarus*. 2008. Vol. 194. No. 1. Pp. 327–346.

## REFERENCES

1. **Thomas N.**, An introduction to comets. Post-Rosetta perspectives (Book Ser.: Astronomy and Astrophysics Library), Springer Cham, 2020.
2. **Yelenin L.**, Comets: The Wanderers of the Solar System, Bombora Publishing, Moscow, 2024.
3. **Gulkis S., Allen M., von Allmen P., et al.**, Subsurface properties and early activity of comet 67P/Churyumov – Gerasimenko, *Science*. 347 (6220) (2015) aaa0709.
4. **Sierks H., Barbieri C., Lamy Ph. L., et al.**, On the nucleus structure and activity of comet 67P/Churyumov – Gerasimenko, *Science*. 347 (6220) (2015) aaa1044.
5. **Zakharov V. V., Crifo J.-F., Rodionov A. V., et al.**, The near-nucleus gas coma of comet 67P/Churyumov – Gerasimenko prior to the descent of the surface lander PHILAE, *Astronomy & Astrophysics*. 618 (Oct) (2018) A71.
6. **Cercignani C.**, Strong evaporation of a polyatomic gas, *Proc. 12-th Int. Symp. “Rarefied gas dynamics”*. July, 7–11, 1980, Charlottesville (USA); *Tech. Papers*. P. 1. (A82-13026 03-77), AIAA (1981) 305–320.
7. **Bieler A., Altwegg K., Balsiger H., et al.**, Comparison of 3D kinetic and hydrodynamic models to ROSINA-COPS measurements of the neutral coma of 67P/Churyumov – Gerasimenko, *A&A*. 583 (Nov) (2015) A7.
8. **Fougere N., Combi M. R., Tenishev V., et al.**, Understanding measured water rotational temperatures and column densities in the very innermost coma of Comet 73P/Schwassmann – Wachmann 3 B, *Icarus*. 221(1) (2012) 174–185.
9. **Fougere N., Altwegg K., Berthelier J.-J., et al.**, Three-dimensional direct simulation Monte-Carlo modeling of the coma of comet 67P/Churyumov –Gerasimenko observed by the VIRTIS and ROSINA instruments on board Rosetta, *A&A*. 588 (Apr) (2016) A134.
10. **Marschall R., Su C. C., Liao Y., et al.**, Modelling observations of the inner gas and dust coma of comet 67P/Churyumov – Gerasimenko using ROSINA/COPS and OSIRIS data: First results, *A&A*. 589 (May) (2016) A90.
11. **Rodionov A. V.**, Increase in the order of approximation of a scheme of S. K. Godunov, *USSR Comput. Math. Math. Phys.* 27 (6) (1987) 164–169.
12. **Bird G. A.**, The DSMC method, CreateSpace Independent Publishing Platform, North Charleston, USA, 2013.
13. **Bird G. A.**, Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows (Oxford Engineering Science Series, No. 42), Clarendon Press, Oxford, UK, 1994.
14. **Crifo J. F., Lukianov G. A., Rodionov A. V., et al.**, Comparison between Navier – Stokes and direct Monte-Carlo simulations of the circumnuclear gas coma: I. Homogeneous, spherical source, *Icarus*. 156 (1) (2002) 249–268.
15. **Crifo J. F., Lukianov G. A., Zakharov V. V., Rodionov A. V.**, Physical model of the coma of comet 67P/Churyumov – Gerasimenko (Chapfer), In book: L. Colangelli, E.M. Epifani, P. Palumbo (Eds.). *The new Rosetta targets. Observations, simulations and instrument performances*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands (2004) 119–130.
16. **Rodionov A. V., Crifo J.-F., Szegö K., et al.**, An advanced physical model of cometary activity, *Planet. Space Sci.* 50 (11–12) (2002) 983–1024.
17. **Crifo J.-F., Loukianov G. A., Rodionov A. V., Zakharov V. V.**, Navier–Stokes and direct Monte Carlo simulations of the circumnuclear gas coma II. Homogeneous, aspherical sources, *Icarus*. 163 (2) (2003) 479–503.
18. **Zakharov V. V., Rodionov A. V., Loukianov G. A., Crifo J. F.**, Navier –Stokes and direct Monte Carlo simulations of the circumnuclear gas coma III. Spherical, inhomogeneous sources, *Icarus*. 194 (1) (2008) 327–346.

## СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

**ЗАХАРОВ Владимир Валентинович** — доктор физико-математических наук, научный сотрудник Лаборатории “LIRA” Парижской обсерватории, Парижский университет науки и литературы, Университет Сорбонны, Национальный центр научных исследований Франции, г. Медон, Франция.

92195, Франция, г. Медон, Площадь Жюль-Жанссен, 5, CNRS  
vladimir.zakharov@obspm.fr  
ORCID: 0000-0002-2411-506X

**РОДИОНОВ Александр Владимирович** — доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник Российского федерального ядерного центра — Всероссийского научно-исследовательского института экспериментальной физики, г. Саров Нижегородской области, Россия.

607188, Россия, г. Саров Нижегородской обл., пр. Мира, 37  
avrodionov@rambler.ru  
ORCID: 0000-0002-8123-6298

**ТОМИЛИН Илья Сергеевич** — ассистент Высшей школы программной инженерии Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29  
tomilin.is@edu.spbstu.ru  
ORCID: 0009-0000-3375-9126

**БЫКОВ Николай Юрьевич** — доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29  
nbykov2006@yandex.ru  
ORCID: 0000-0003-0041-9971

## THE AUTHORS

**ZAKHAROV Vladimir V.**

*LIRA, Observatoire de Paris, Université Paris Sciences et Lettres, Sorbonne Université, CNRS, Meudon, France*

5 Place Jules Janssen, Meudon, 92195, France  
vladimir.zakharov@obspm.fr  
ORCID: 0000-0002-2411-506X

**RODIONOV Alexander V.**

*Russian Federal Nuclear Center — All-Russian Research Institute of Experimental Physics*

37 Mir Ave., Sarov, Nizhny Novgorod Region, 607188, Russia  
avrodionov@rambler.ru  
ORCID: 0000-0002-8123-6298

**TOMILIN Ilya S.**

*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University*

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia  
tomilin.is@edu.spbstu.ru  
ORCID: 0009-0000-3375-9126



**BYKOV Nikolay Yu.**

*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University*

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

nbykov2006@yandex.ru

ORCID: 0000-0003-0041-9971

*Статья поступила в редакцию 28.07.2025. Одобрена после рецензирования 26.08.2025.  
Принята 27.08.2025.*

*Received 28.07.2025. Approved after reviewing 26.08.2025. Accepted 27.08.2025.*