

Experimental and Numerical Modeling of the Supersonic Jets Expanding into a Rarefied Medium. Part 1: Non-Condensing Flows

A. E. Zarvin^{1,2,*}, K. A. Dubrovin^{1,2}, L. V. Yarkov^{1,2**}, Ye. A. Bondar¹,
A. V. Zaitsev¹, V. V. Kalyada², A. S. Yaskin²

¹ Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS, Novosibirsk, 630090, Russia

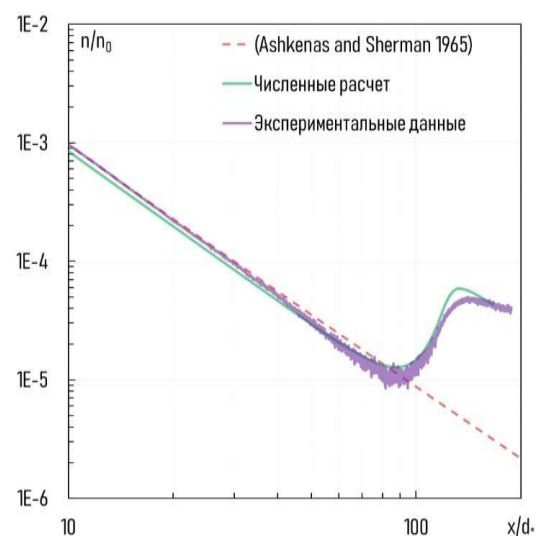
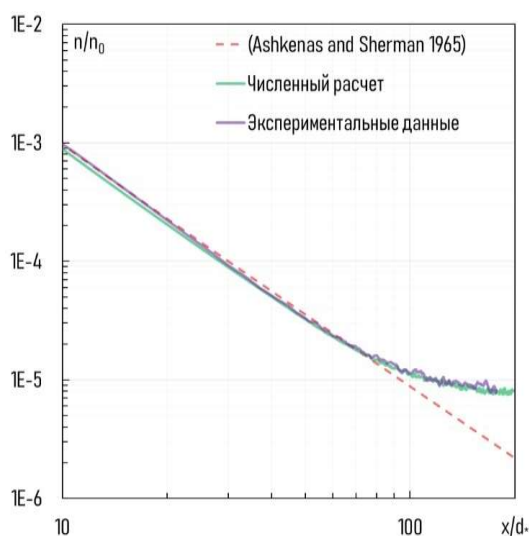
² Novosibirsk State University, Novosibirsk, 630090, Russia

* zarvin@phys.nsu.ru, ** l.yarkov@g.nsu.ru

Abstract

This work presents the first part of a study aimed at developing methods for experimental and numerical modeling of jet flows with significant rarefaction effects. To carry out experimental measurements of flow parameters in jets expanding into a vacuum or highly rarefied medium on the modern gas-dynamic complex LEMPUS-2, the electron beam diagnostic (EBD) method was used for dimensional visualization of flows and measurements of absolute values of local flow density. For numerical simulation of a stationary axisymmetric nitrogen jet expanding through a sonic nozzle into rarefied medium, a hybrid approach was employed: gas parameters in the dense flow region are determined using the solution of the Navier-Stokes equations, and in the rarefied flow region with the direct simulation Monte Carlo method. A comparison of experimental and numerical methods was carried out for this problem under conditions of insignificant condensation effects. The results of numerical calculations and experiments were compared with each other and with published theoretical data. The good agreement of the results confirms the high predictive ability of the methods used for the outflow of a non-condensable gas from sonic nozzles into a rarefied medium.

Keywords: rarefied gas dynamics, numerical modeling, electron beam diagnostics, verification, sound nozzle, density of rarefied gas.



Comparison with a semi-empirical isentropic model of axial profiles of relative density n/n_0 for two modes of nitrogen outflow from a sound nozzle obtained in experimental measurements and numerical calculations

УДК 533.6.011.8; 001.891.57

Экспериментальное и численное моделирование истечения сверхзвуковых струй в разреженную среду.

Часть 1: Течения без влияния конденсации

А. Е. Зарвин^{1,2,*}, К. А. Дубровин^{1,2}, Л. В. Ярков^{1,2,**}, Е. А. Бондарь¹,
А. В. Зайцев¹, В. В. Каляда², А. С. Яскин²

¹ *Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,
Россия, Новосибирск, 630090, ул. Институтская, 4/1*

² *Новосибирский государственный университет,
Россия, Новосибирск, 630090, ул. Пирогова, 2*

* zarvin@phys.nsu.ru, ** l.yarkov@g.nsu.ru

Аннотация

Настоящая работа представляет собой первую часть исследования, направленного на развитие методов экспериментального и численного моделирования струй в условиях существенного влияния эффектов разреженности. Для проведения экспериментальных измерений параметров течения в струях, истекающих в вакуум или сильно разреженное пространство, на современном газодинамическом комплексе ЛЭМПУС-2 использован метод электронно-пучковой диагностики (ЭПД), включающий размерную визуализацию потоков и измерения абсолютных значений локальной плотности потока. Для численного моделирования стационарной осесимметричной струи, истекающей через звуковое сопло в разреженное пространство, использован гибридный подход: параметры газа в области плотного течения определяются с использованием решения уравнений Навье-Стокса, а в разреженной – на основе метода прямого статистического моделирования. Сравнение экспериментальных и численных методов моделирования выполнено для задачи истечения струи азота в разреженную среду для условий, когда влияние конденсации несущественно. В работе представлено сравнение результатов численных расчетов и экспериментов в одинаковых условиях между собой и с известными теоретическими данными. Хорошее совпадение результатов подтверждает высокую предсказательную способность используемых методов для условий истечения неконденсирующегося газа из звуковых сопел в разреженное пространство.

Ключевые слова: динамика разреженных газов, численное моделирование, электронно-пучковая диагностика, звуковое сопло, плотность разреженного газа.

1. Введение

При разработке космических аппаратов (КА) нового поколения, планировании лунных и марсианских миссий, создании новых орбитальных станций, а также микро- и наноспутников возникает острая необходимость наземного моделирования газовых струй, истекающих в разреженное пространство из сопел ракетных двигателей, используемых для коррекции орбиты, изменения ориентации и маневрирования, а также причаливания и посадки малых аппаратов на космические тела и планеты с разреженной атмосферой. Подобные предварительные исследования могут позволить заблаговременно определить структуру струй КА при различных параметрах расхода газа, различных внешних условиях в окружающем пространстве, выявить влияние истекающего газа на собственную атмосферу аппарата, а также его взаимодействие с

чувствительными поверхностями аппарата, приводящее к их загрязнению. Перечисленные эффекты критичны при эксплуатации космических аппаратов на орбите. Воспроизведение условий работы полноразмерных двигателей КА в лабораторных условиях требует огромных материальных и финансовых затрат. Еще более сложны и затратны натурные эксперименты в орбитальных условиях.

Истечение газа в сильно разреженное пространство характеризуется высокими числами Рейнольдса на срезе сопла Re_* , чрезвычайно высокой степенью нерасчётности $\hat{n} = P_a/P_\infty$ (P_a – давление газа на срезе сопла; P_∞ – противодавление, давление остаточного газа в окружающей струю разреженной атмосфере) и малыми числами Рейнольдса по характерному размеру течения $Re_L = Re_* / \sqrt{P_0/P_\infty}$ [1] (P_0 – давление газа до расширения или давление торможения). Воссоздание натуральных условий истечения при наземном экспериментальном моделировании требует средств диагностики, обеспечивающих измерение газодинамических, энергетических и физико-химических параметров течения при низких плотностях газа, большом градиенте плотности при расширении газа в разреженную среду (вакуум), а также высоких скоростях высоковакуумной откачки истекающих газов.

В связи с описанными трудностями, для реализации экспериментального моделирования активно используются методы масштабирования натуральных объектов с применением известных параметров подобия. Так, в частности, в работах [2–3] было показано, что для истечения газа в вакуум или разреженную среду интегральными параметрами подобия могут являться

относительный импульс газа на срезе сопла $\bar{J} = \left(1 + \frac{1}{\gamma M_a^2}\right) \cdot \left(1 + \frac{2}{\gamma - 1} \cdot \frac{1}{M_a^2}\right)^{-1/2}$ (γ – показатель адиабаты; M_a – число Маха на выходном срезе сопла), характерный угол расширения струи

$\theta_+ = \arctg \sqrt{\frac{1 - \bar{J}}{\bar{J}}}$ и соотношение $\frac{N}{\bar{F}} = \frac{P_0}{P_\infty} \left(\frac{d_*}{d_a}\right)^2$ (N – степень полного расширения струи по давлению; \bar{F} – степень расширения сопла по площади; d_* и d_a – диаметры критического и выходного сечений сопла). Равенство этих параметров для натурной и модельной струй неконденсирующегося газа обеспечивает полное подобие распределения физических параметров за соплом. В то же время, дополнительным осложняющим фактором может являться процесс конденсации газа, который может существенно влиять на газодинамическую структуру струи в лабораторном эксперименте.

Использование численного моделирования струйных течений для натуральных условий позволяет снизить материальные затраты на лабораторные эксперименты. Существующие пакеты программ позволяют учитывать высокотемпературные эффекты в струях, однако, как правило, не позволяют корректно моделировать процессы конденсации. Отметим, что существующие модели описания неравновесных физико-химических процессов, используемых в этих пакетах, требуют детальной валидации сравнением с экспериментом. Таким образом, применение как экспериментальных, так и расчетных методов наталкивается на ряд проблем, которые трудно или даже невозможно преодолеть внутри каждого из методов по отдельности. Для расширения области описания натуральных процессов возникает потребность в сравнении результатов экспериментального и численного моделирования с целью валидации обоих методов.

Данная работа представляет первый этап такого исследования, который направлен на сверку результатов, получаемых методами численного и экспериментального моделирования струйных течений в разреженном и затопленном пространстве, когда влияние конденсации несущественно. Представлено подробное описание используемого экспериментального оборудования и методик, а также оценки предсказательной способности используемых экспериментальных и численных методов путём сопоставления результатов для неконденсирующегося потока азота между собой, а также с известными литературными данными.

2. Методы и оборудование

2.1. Газодинамический стенд ЛЭМПУС-2

Экспериментальные измерения проводились на газодинамическом лабораторном стенде ЛЭМПУС-2 Новосибирского государственного университета [4], Измерительная схема представлена на рис. 1. Исследуемый газ (азот) истекал из форкамеры (1), расположенной на координатном механизме, через звуковое сопло (диаметр сечения $d_* = 0.51$ либо 1.12 мм) в пространство камеры расширения стенда, формируя сверхзвуковую струю разреженного газа (2) Для инициации излучения частиц потока «холодного» газа (250 ÷ 350 К) комплекс оборудован источником высокоэнергетических электронов, сфокусированном в узкий пучок (3), пересекавший газовую струю. Ток электронов контролировался как на выходе из источника, так и на коллекторе, расположенном в противоположной части вакуумной камеры. Инициированное излучение через оптическое кварцевое окно фокусировалось для визуализации газового потока на фотокамеру (4) (рис. 1, а), либо для спектральных измерений при помощи кварцевой линзы (5) - на отверстие волновода (6), транспортировавшего излучение на щель призматического спектрометра Ocean Optics USB4000 (7) (рис. 1, б).

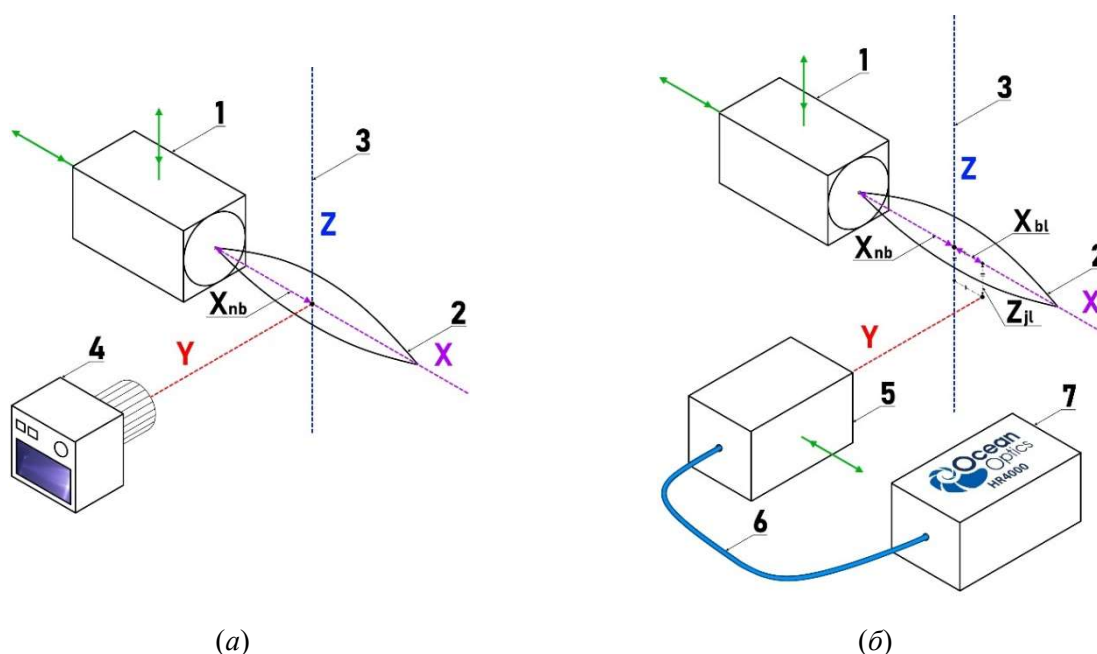


Рис. 1. Принципиальная схема измерительного участка газодинамического стенда ЛЭМПУС-2 [4] для фото-визуализации (а) и спектральных измерений (б). 1 – форкамера сопла; 2 – сверхзвуковой поток газа; 3 – пучок электронов; 4 – камера Nikon D7200 или PCO Panda 4.2 bi UV; 5 – кварцевая короткофокусная линза в изолированном боксе; 6 – волновод; 7 – спектрометр Ocean Optics USB4000; \leftrightarrow \updownarrow – доступные направления перемещения; X_{nb} – расстояние вдоль оси струи X между срезом сопла и осью электронного пучка Z (nozzle – beam); X_{bl} – расстояние вдоль оси X между осью электронного пучка Z и оптической осью Y (beam-localization); $X_{nl} = X_{nb} + X_{bl}$ – расстояние вдоль оси X между срезом сопла и оптической осью Y ; Z_{jl} – расстояние вдоль оси электронного пучка Z между осью струи x и оптической осью Y (jet-localization)

Оси веретенообразного газового потока X , оптического тракта Y и сфокусированного пучка электронов Z образовывали ортогональную тройку векторов. В качестве фотографического устройства использовались камера Nikon D7200 или PCO Panda 4.2 bi UV. При этом вторая камера обеспечивала регистрацию излучения и в ближнем УФ-диапазоне спектра. Локализация спектральных измерений ($\sim 1 \text{ мм}^3$) обусловлена коэффициентом увеличения линзы, а также шириной пучка электронов (по осям X и Y) и размером входной щели спектрометра (по оси Z). Координатный механизм форкамеры сопла, имеющий три степени свободы,

позволял изменять локализацию измерений на фиксированные расстояния для поточечных измерений, а также при непрерывном сканировании потока с фиксированной постоянной скоростью посредством перемещения сопла относительно неподвижного электронного пучка, что обеспечивало возможность регистрации профилей интенсивности излучения с высокой точностью определения локальной координаты.

Давление газа окружающего пространства P_{∞} в камере расширения варьировалось в диапазоне $10^0 \div 10^{-4}$ Па. Регистрацию P_{∞} в диапазоне $10^{-2} \div 10^0$ Па обеспечивал мембранно-ёмкостной вакуумметр Agilent Technologies CDG-500 (погрешность измерений $\sim 0.25\%$ в диапазоне $10^{-2} \div 10^2$ Па), а в диапазоне $10^{-4} \div 10^{-4}$ Па – ионизационный вакуумметр Granville-Phillips 356 Micro-Ion Plus (погрешность измерений $< 10 \div 15\%$). Давление в форкамере сопла P_0 (давление торможения) задавалось в диапазоне $1 \div 100$ кПа и измерялось с помощью мембранного датчика абсолютного давления Siemens Sitrans P7MF1564 (погрешность измерений $< 0.3\%$). Для измерения температур торможения T_0 и газа в фоновом пространстве T_{∞} стенд оборудован термометрами Ketotek STC-3008 (погрешность измерений $\sim 0.1\%$), установленными на форкамере сопла и на стенке экспериментального стенда, соответственно.

Универсальный газодинамический вакуумный стенд ЛЭМПУС-2 представляет собой вакуумную установку низкой плотности, состоящую из модулей электронно-пучковой диагностики и молекулярно-пучковой масс-спектрометрии. Техническое оснащение стенда позволяет детально исследовать процессы истечения в разреженное пространство неравновесных потоков жидкости, газов и газовых смесей [5–6], плазмохимические процессы в газовых потоках в условиях энергетической неравновесности компонент [7–8], механизмы формирования и роста нанокластеров, супрамолекулярных структур, Ван-дер-Ваальсовых комплексов [9], термодинамические и молекулярно-кинетические процессы в кластированных потоках [10–11], и т.д. Подробное описание всех систем и возможностей газодинамического стенда представлено в [4].

2.2. Экспериментальные измерения: электронно-пучковая диагностика

В то время как изучение расширения газов в пространство с давлением от атмосферы и выше обеспечено широким спектром проверенных экспериментальных диагностических методик (шпирен-методы, датчик полного давления, тензометрия, методы лазерной диагностики и др.), проведение измерений при расширении в вакуум или сильно разреженное пространство затруднено ввиду низкой плотности частиц с большим её градиентом вниз по потоку. При проведении экспериментальных измерений в таких потоках также значительно обостряются условия неинвазивности внесения любого датчика в сверхзвуковой поток. Согласно [12], необходимым критериям удовлетворяет диагностика, основанная на регистрации индуцированного излучения частиц потока. Использование для инициации излучения современных лазерных методик оказывается затруднительным ввиду низкой плотности в потоках разреженного газа, дискретности энергии лазерного излучения и малости сечений взаимодействия фотонов с частицами потока. Для достижения поставленной цели одним из наиболее успешных оказалось использование метода электронно-пучковой диагностики (ЭПД), предложенного в первой половине прошлого столетия [13–14] и эффективно используемого по настоящее время [15–16].

а. Визуализация струйных течений

Визуализация сверхзвуковых струй, свечение в которых возбуждено электронным пучком, активно используется много десятилетий [14–15,17]. Картина, получаемая с помощью фотофиксации, не может претендовать на высокую точность измерений локальной плотности, однако дает достаточно детальную информацию о формах и структуре течения, в том числе при взаимодействии сверхзвуковых потоков с объектами сложной формы (см., например, обзор [18]).

В качестве примера на рис. 2 приведена фотография сверхзвуковой веретенообразной струи азота. На рис. 2, *a* представлено изображение, полученное непосредственно фотоаппаратом. Более яркое свечение соответствует участкам с большей плотностью частиц, излучающих вследствие возбуждения электронным лучом. Наиболее яркая полоса – непосредственно в области сфокусированного первичного электронного пучка. Свечение в других зонах струи обусловлено наличием незначительного количества вторичных и рассеянных электронов, а также присутствием долгоживущих возбужденных состояний. На изображении невозможно различить некоторые детали потока вследствие трудности светопередачи при перепаде плотности более чем на 3–4 порядка. Однако простейшая компьютерная обработка полученного изображения путем разбиения области фотографии на отдельные участки с близкой интенсивностью (яркостью) свечения с последующей компьютерной обработкой путем подбора яркости изображения индивидуально для каждого выделенного участка, приведенная на рис. 2, *б*, позволяет рассмотреть индивидуальные особенности. Так, при измерениях, подобных приведенному на рис. 2, в сверхзвуковом потоке аргона была обнаружена дополнительная внешняя структура течения, названная авторами «кластерным следом» [19–20].

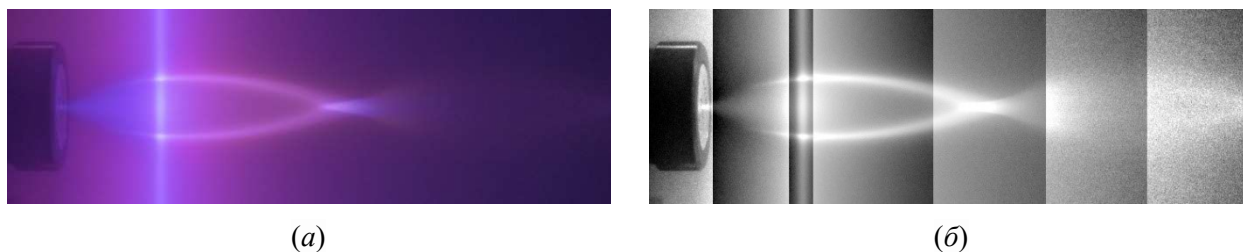


Рис. 2. Визуализация струи азота, истекающей из сверхзвукового сопла. (*a*) – первичная фотография, (*б*) – после компьютерной обработки. Начальные параметры: $d_* = 0.256$ мм, $d_a = 1.55$ мм, $P_0 = 649$ кПа, $P_\infty = 6.0$ Па

Более детальную картину течения можно получить при использовании сканирующего устройства, узкая входная щель которого настроена на свечение в узкой области электронного луча. Тогда при перемещении изучаемого газового объекта относительно неподвижного тандема «электронный луч – входная щель сканера» и одновременной регистрации сигналов от светодиодов (ПЗС-линейки) сканера можно получать более детальную информацию продольных или поперечных срезов струи. Пример изображения, полученного таким способом [21], приведен на рис. 3.

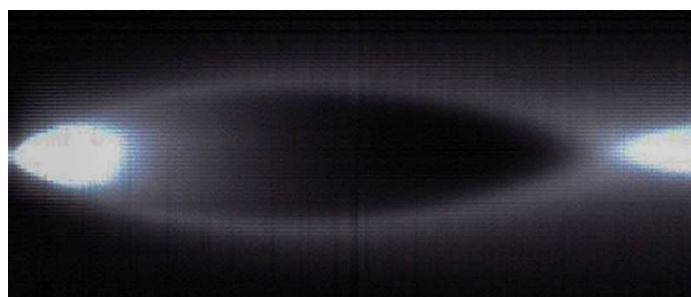


Рис. 3. Изображение сверхзвуковой струи азота, зарегистрированное при использовании сканера Espada E-IScan. Начальные параметры: $d_* = 0.256$ мм, $d_a = 1.55$ мм, $P_0 = 460$ кПа, $P_\infty = 2.8$ Па

Следует отметить, поскольку плотность в зоне наблюдения меняется на несколько порядков, одновременно часть ПЗС-матрицы может оказаться в режиме «насыщения», а часть – за порогом чувствительности. Данная проблема может решаться проведением фрагментированных измерений с настройкой чувствительности спектрометра на разные порядки или увеличением разрядности регистрирующего устройства.

б. Измерение численной плотности газа в потоке

При пропускании хорошо сфокусированного электронного пучка через поток нейтрального газа, молекула с начальным электронным состоянием E_0 может быть возбуждена до состояния E' неупругим столкновением с электроном высокой энергии [13]. Последующее испускание фотона возбужденной молекулой приводит молекулу к более низкому состоянию E'' . Анализ испускания фотонов (флуоресценции) позволяет определить многие свойства начального состояния E_0 , если предположить, что путь процесса возбуждения излучения известен. Высокая скорость движения частиц потока, локализация пучка диагностических электронов, разреженность газового потока при условии малого времени жизни возбужденного состояния атомов или молекул, когда время жизни в возбужденном состоянии много меньше времени между столкновениями частиц, снимает проблему нагрева потока в области возбуждения. Для одноатомных газов спектры излучения состоят из большого числа линий, которые соответствуют переходам между различными электронными энергетическими состояниями. Для многоатомных молекул спектры более сложны из-за дополнительных возможностей передачи энергии вращательным и колебательным уровням. Переходы между различными электронными состояниями в таких случаях приводят к спектрам, состоящим из многих колебательных полос, каждая из которых обладает вращательной тонкой структурой. Пример спектра излучения одноатомного (аргон) и молекулярного (азот) газа приведен на рис. 4.

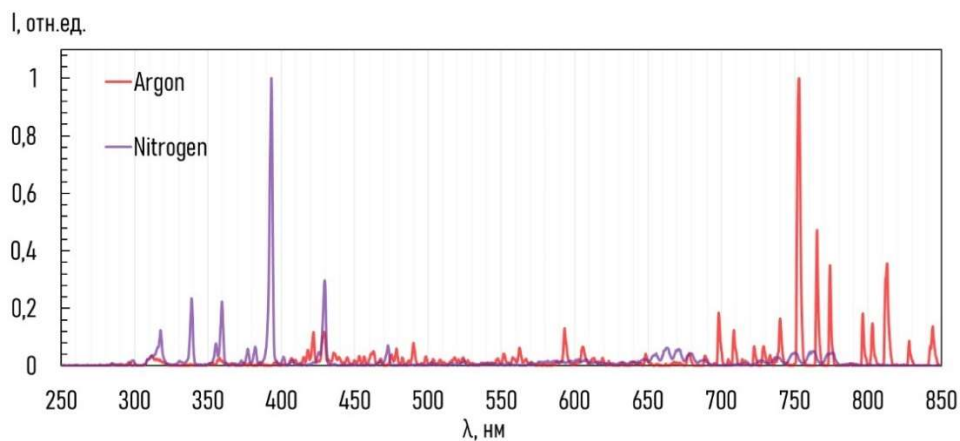


Рис. 4. Спектры нормированной интенсивности излучения атомарного аргона и молекулярного азота, зарегистрированные с помощью спектрометра Ocean Optics USB4000

Из детального анализа регистрируемых спектров были разработаны методики определения различных параметров газовых потоков [12]. Поскольку характеристическая колебательная температура молекул большинства распространенных газов значительно выше комнатной, в свободно расширяющемся потоке газа интенсивность излучения колебательной полосы характеризует плотность излучающих частиц. Плотность может быть также определена из интенсивности отдельной спектральной линии одноатомного газа. Согласно [12], интенсивность излучения возбужденных электронным пучком частиц потока I соотносится с численной плотностью излучающих центров n как

$$I = C \cdot h \cdot c \cdot \nu_{jk} \cdot A_{jk} \cdot n_j, \quad (1)$$

где n_j – заселенность частиц в верхнем возбужденном состоянии; c – скорость света; C – постоянная приборная константа; h – постоянная Планка; A_{jk} , ν_{jk} – вероятность и частота спонтанного перехода.

В свою очередь заселенность верхнего возбужденного состояния n_j определяется в виде

$$n_j = i \cdot n \cdot \sigma_{0j}, \quad (2)$$

где i – ток пучка электронов; σ_{0j} – сечение возбуждения верхнего состояния; n – численная плотность частиц.

Объединив в зависимостях (1) и (2) все постоянные величины в константу B , интенсивность оптического излучения I , возбуждённого электронным пучком, можно представить в виде

$$I = B_0 \cdot n \cdot i_0 \quad (3)$$

Существует ряд рекомендаций по регистрации интенсивности излучения частиц [12], использование которых является необходимым при проведении лабораторных измерений численной плотности в разреженных потоках:

1. Процесс возбуждения - излучения должен быть быстрым, иначе в рамках высокоскоростных потоков газа флуоресценция будет происходить за пределами области инициации вниз по течению потока.
2. Газ должен быть разреженным настолько, чтобы время нахождения частицы в возбужденном состоянии было заведомо меньше времени между столкновениями частиц в потоке.
3. Процесс излучения должен быть прямым, т.е. результатом первичного взаимодействия между электроном пучка и нейтральной молекулой потока.
4. При работе с молекулярным газом необходимо регистрировать все подполосы системы: при росте температуры частиц спектр вращательных линий выбранной колебательной полосы растёт и повышается вероятность перекрытия с другими переходами.

На основании данных [22], наиболее удобной для измерения плотности в потоке азота оказывается полоса (0-0), соответствующая серии переходов иона $N_2^+ B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$, в диапазоне длин волн 391.4 ± 3 нм со средним временем жизни частиц в возбужденном состоянии $\tau = 65.8 \pm 3.5$ нс. Как правило, для измерений в аргоне используют одну из наиболее интенсивных линий в красной области спектра, например, $\lambda = 750.39$ нм (переход $4p[1/2]_0 - 4s[1/2]_1$, серия $3s^23p^54s - 3s^23p^5np$).

Интенсивность излучения остаточного газа, находящегося в фоновом окружении, описывается аналогичной (3) зависимостью

$$I_\infty = B_\infty \cdot n_\infty \cdot i_\infty, \quad (4)$$

где B_∞ – константа для фонового газа, состоящего из частиц того же типа; n_∞ – плотность частиц в фоновом пространстве; i_∞ – ток электронного пучка при возбуждении частиц фонового пространства. Таким образом, для определения плотности можно воспользоваться формулой

$$n = \frac{B_\infty}{B} \frac{I}{I_\infty} \frac{i_\infty}{i_0} \rho_\infty \quad (5)$$

Из уравнения состояния идеального газа имеем

$$n_0 = \frac{P_0}{kT_0}, \quad n_\infty = \frac{P_\infty}{kT_\infty}, \quad (6)$$

где P_0 и P_∞ – давление газа до расширения (в форкамере сопла) и в окружающем пространстве; T_0 и T_∞ – температура газа до расширения и в фоновом пространстве; k – постоянная Больцмана. Отсюда

$$\frac{n}{n_0} = \frac{B_\infty}{B_0} \frac{I}{I_\infty} \frac{P_\infty}{P_0} \frac{T_0}{T_\infty} \frac{i_\infty}{i_0} \quad (7)$$

Согласно зависимостям (1) и (2), величины B_0 и B_∞ являются константами. Учитывая тот факт, что при проведении исследований на лабораторных установках с высоковакуумной откачной системой и пренебрежимо малым натеканием газа из атмосферы, в фоновом пространстве находится остаточный газ того же сорта, что и в потоке, различия между ними могут проявляться исключительно в виде температурных поправок. В первом приближении, ввиду рассмотрения относительной величины n/n_0 , можно принять отношение $B_\infty/B_0 \sim 1$ и исключить из итоговой зависимости (7).

При формировании потока высокой плотности могут достигаться условия, когда время нахождения молекулы в возбужденном состоянии оказывается больше времени между столкновениями частиц в потоке, в результате чего возникает столкновительное гашение флуоресценции, которое искажает регистрируемые данные. Уменьшение регистрируемого сигнала, вызванное гашением флуоресценции, описывается выражением Штерна – Фольмера [23]

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{1 + n\tau K_q}, \quad (8)$$

где I – измеряемый сигнал; I_0 – сигнал в отсутствие гашения; τ – время жизни возбужденного состояния; K_q – константа гашения. Значение константы гашения в струе азота можно принять равной $K_q = 2.8 \times 10^{-10}$ см³/с [24].

Регистрируя все параметры из правой части выражения (7), при внесении соответствующих поправок на учёт столкновительного гашения флуоресценции (8) получается искомый экспериментальный профиль плотности исследуемого потока.

В процессе истечения газа в высокий вакуум влияние давления остаточного газа нивелируется, что приводит к свободному расширению струи. Такое течение подчиняется изэнтропическому закону

$$\frac{n}{n_0} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\frac{1}{1-\gamma}}, \quad \frac{T}{T_0} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{-1}, \quad (9)$$

где γ – показатель адиабаты (для азота равен 1.4), а M – локальное значение числа Маха, распределение которого в работе [25] представлено в виде эмпирической функции координаты x вдоль оси сверхзвукового потока, истекающего из звукового сопла

$$M = A \left(\frac{x-x_0}{d_*}\right)^{\gamma-1} - \frac{1}{2} \left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1}\right) \left[A \left(\frac{x-x_0}{d_*}\right)^{\gamma-1} \right]^{-1}, \quad (10)$$

где A и x/d_* – константы, зависящие от γ и определяемые расчетным или экспериментальным путём (для азота равны 3.65 и 0.4, соответственно). Пример экспериментально зарегистрированного профиля плотности на оси сверхзвуковой струи аргона при истечении из звукового сопла с диаметром $d_* = 0.505$ мм приведен на рис. 5 в сопоставлении с изэнтропическим расчетом [25].

Следует отметить, что в настоящее время ведутся работы по постановке на стенде ЛЭМ-ПУС-2 экспериментальных методик определения температуры по измерениям электронно-колебательно-вращательных переходов в азоте (по методу, предложенному в [13, 22]), а также из поперечных профилей плотности в молекулярном пучке, сжимированном из сверхзвуковой струи. Однако в данном исследовании экспериментальные измерения температуры в модельных струях отсутствуют.

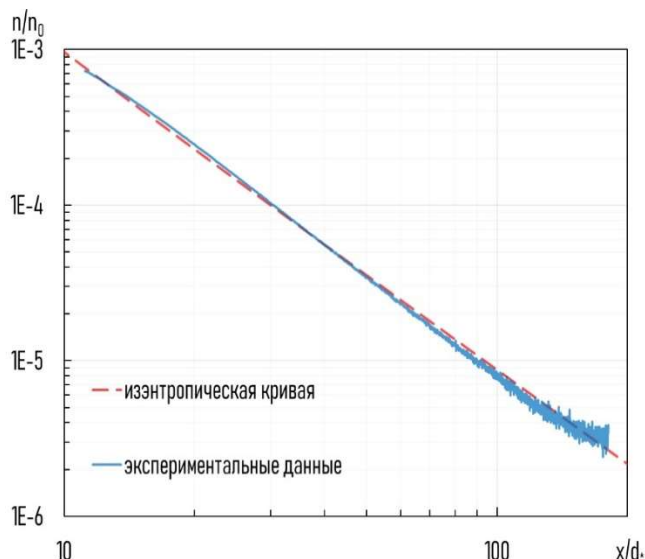


Рис. 5. Сопоставление в логарифмических координатах профиля численной плотности, экспериментально зарегистрированного вдоль оси потока азота, истекающего из звукового сопла, с изэнтропической зависимостью (9) при использовании (10). Начальные параметры: $d^* = 0.5$ мм, $P_0 = 100$ кПа, $P_\infty = 0.83$ Па

2.3. Численное моделирование

При расширении газа в разреженную среду его плотность монотонно снижается, из-за чего возрастает средняя длина свободного пробега молекул газа λ , определяющая значение числа Кнудсена Kn

$$Kn = \lambda/L, \quad (11)$$

где L – характерный размер течения. По мере удаления от среза сопла режим течения меняется от континуального ($Kn \ll 1$) к переходному ($Kn \sim 1$) и далее к свободномолекулярному ($Kn \gg 1$). Хорошо известно (см., например, [26]), что сплошносредный подход к описанию газовых течений применим только при малых числах Кнудсена, и поэтому в переходном и свободномолекулярном режимах течения необходимо использовать кинетический подход, основанный на решении уравнения Больцмана. Стандартным численным методом решения уравнения Больцмана является метод прямого статистического моделирования (ПСМ) [26]. Отметим, что метод ПСМ, как и другие методы решения уравнения Больцмана, является чрезвычайно численно затратным при использовании в континуальном режиме течения. Указанные особенности течения приводят к необходимости использовать в численном моделировании как сплошносредный подход, основанный на уравнениях Навье – Стокса для течения в сопле и ближнем поле струи, так и кинетический подход, основанный на методе ПСМ для течения в дальнем поле струи. Для численного моделирования стационарной осесимметричной струи неконденсирующегося газа (в данной работе – азота при сравнительно низких значениях параметра $P_0 \cdot d^*$), истекающей через звуковое сопло в разреженное пространство, использовался такой гибридный подход.

Решение уравнений Навье – Стокса осуществлялось коммерческим пакетом ANSYS Fluent. Использовалось уравнение состояния идеального газа и степенной закон зависимости вязкости газа μ от температуры T [26]

$$\mu = \mu_0 (T/T_0)^\omega, \quad (12)$$

где μ_0 и T_0 – вязкость и температура газа в референсных условиях (для азота равны 16.56 мкПа·с и 273.15° К, соответственно), а $\omega = 0.74$. На стенках камеры задавалось условие при-

липания. В качестве условий на входной дозвуковой границе задавались параметры торможения T_0, P_0 , а на выходной границе задавались параметры фонового газа T_∞, P_∞ .

Моделирование в области переходного и свободномолекулярного режима течения выполнялось с помощью программного комплекса SMILE [27], основанного на схеме мажорантной частоты [28] метода ПСМ. Это хорошо валидированный пакет программ, внедренный в ряде российских аэрокосмических организаций, использованный в различных приложениях, включая высотную аэротермодинамику спускаемых аппаратов в атмосферах Земли и Марса [29-31], струйные течения [32], ударные [33–37] и детонационные волны на микро- и макромасштабах и т. д. [38–40]. В пакете используется двухуровневая прямолинейная адаптивная сетка. Размер столкновительной ячейки изменяется автоматически в зависимости от градиента плотности и локальной длины свободного пробега. Для описания упругих столкновений использовалась модель переменных твердых сфер (VHS) [26]. Для моделирования неупругих столкновений с обменом энергией между поступательной и вращательной модами в расчетах использовалась модель Ларсена – Боргнакке [41]. Взаимодействие молекул газа с поверхностью предполагалось диффузным с полной аккомодацией энергии.

Для определения границ подобласти, где справедлива модель сплошной среды, использовался критерий нарушения непрерывности G (breakdown parameter). В работе [42] показано, что для двумерных осесимметричных течений в рамках модели сплошной среды требуется выполнение условия

$$G = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{v}{\sqrt{2RT}} \lambda \left| \frac{\nabla n}{n} \right| < 0.05, \quad (13)$$

где v – скорость потока; n – числовая плотность газа; R – универсальная газовая постоянная.

Проведение численного моделирование включало следующие этапы:

- расчет всей области истечения континуальным подходом (решение уравнений Навье – Стокса);
- определение границ континуального решения по breakdown parameter (13);
- задание граничных условий для расчета методом ПСМ на основе решения уравнений Навье – Стокса;
- расчет области разреженного течения методом ПСМ;
- сопоставление полученных решений в переходной области течения с целью подтверждения корректности выбора границы континуального решения.

Пример результатов расчета поля течения сверхзвуковой струи азота приведен на рис. 6 для плотности (а) и температуры (б).

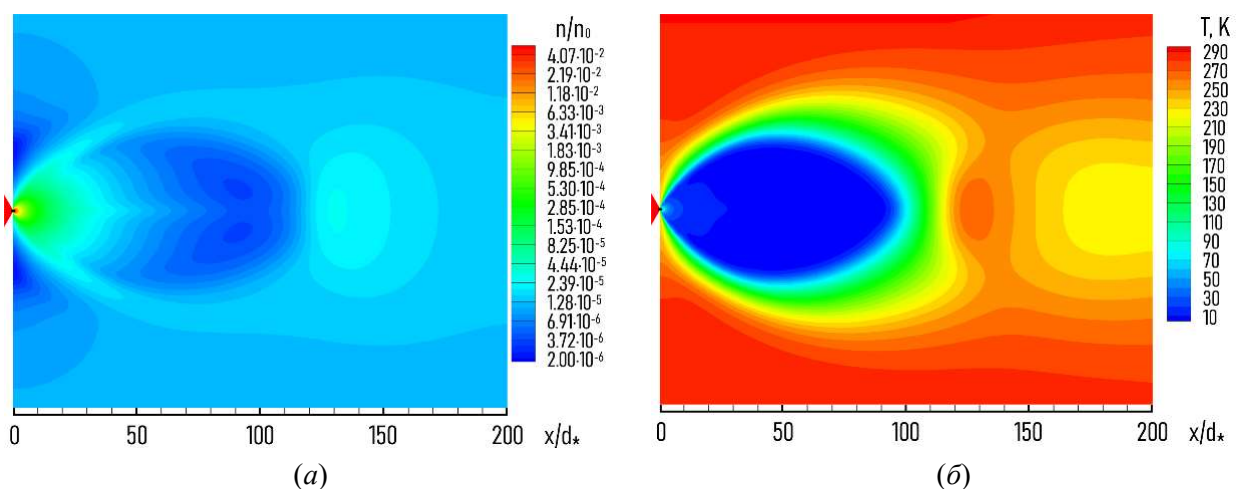


Рис. 6. Расчет поля течения осесимметричного потока азота, истекающего из звукового сопла в затопленное пространство: (а) – относительная плотность n/n_0 , (б) – температура. Начальные параметры: $d^* = 1.12$ мм, $P_0 = 30$ кПа, $P_\infty = 1.01$ Па

В расчете использованы параметры: $d_* = 1.12$ мм, $P_0 = 30$ кПа, $P_\infty = 1.01$ Па. Результаты иллюстрируют наличие в разреженном струйном течении бочкообразной структуры с замыкающей прямой ударной волной (дискон Маха). Как экспериментальные, так и численные данные демонстрируют весьма размытую зону смешения, что согласуется с оценкой числа Рейнольдса Re_L , приведенного в табл. 1.

Таблица 1

Параметры режимов истечения азота из звуковых сопел

Режим	d_* , мм	P_0 , кПа	P_∞ , Па	T_0 , К	x_m/d_* [18]	Re_L [1]
1.1	0.505	20	0.16	300.4	237	4.4
1.2	0.505	40	0.33	301.2	232	8.9
1.3	0.505	60	0.47	300.8	240	13.0
1.4	0.505	80	0.63	302.1	239	17.3
1.5	0.505	100	0.83	304.4	233	22.2
2.1	1.12	5	0.15	306.0	124	4.7
2.2	1.12	10	0.33	306.3	116	9.8
2.3	1.12	20	0.61	306.8	121	18.9
2.4	1.12	30	1.01	309.6	115	29.8

3. Результаты и обсуждение

На рис. 7 представлены профили относительной плотности n/n_0 и температуры T/T_0 , полученные с помощью численного моделирования, в сравнении с изэнтропическим распределением [25] и данными работы [43]. Сравнение демонстрирует хорошее согласие используемой численной модели с литературными данными в ближнем поле течения струи. При удалении от сопла обнаруживается незначительное различие численного расчёта и изэнтропы. Этот эффект наиболее заметен на профиле изменения температуры (рис. 7, б) при $x/d_* > 70$. Это отличие наглядно иллюстрирует факт, что в дальнем поле течения струи, т.е. в области низких значений плотности, упрощенные модели, основанные на приближении сплошной среды, не дают правильного результата.

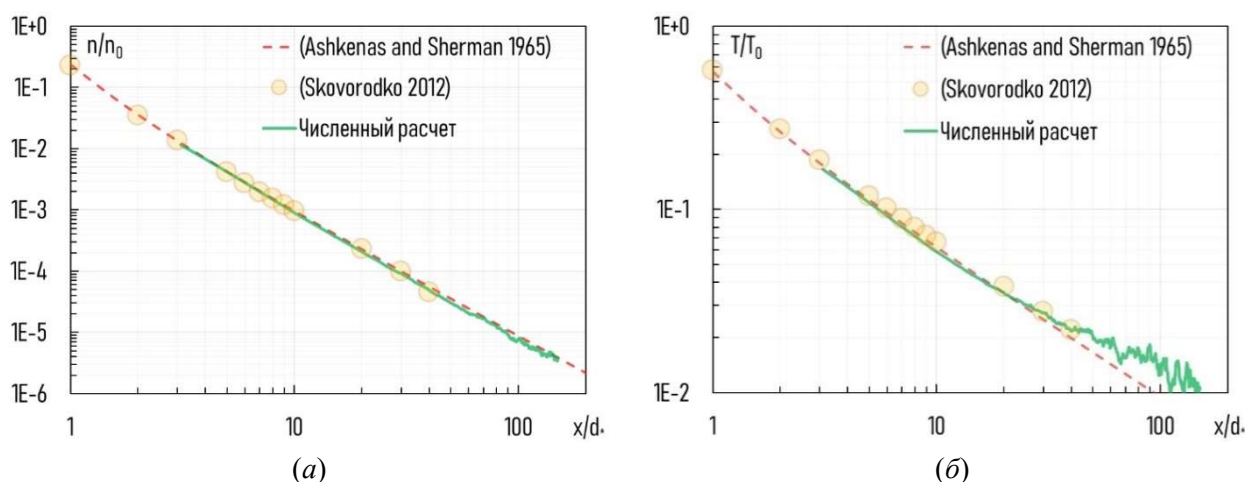


Рис. 7. Сравнение осевых профилей нормированной плотности (а) и температуры (б), полученных из изэнтропической модели [25], работы [43] и численного моделирования. Начальные параметры: $d_* = 0.505$ мм, $P_0 = 200$ кПа, $P_\infty = 0$ Па, $T_0 = T_\infty = 300$ К

Полученные результаты экспериментального измерения осевых профилей относительной плотности n/n_0 для изученных режимов истечения (см. табл. 1) представлены на рис. 8. Экспериментальные измерения, ввиду невозможности воссоздания абсолютного вакуума в ка-

мере расширения ($P_\infty = 0$ Pa), реализованы при истечении в пространство с конечным фоновым давлением, в связи с чем на отдельных режимах профили плотности при удалении от сопла выходят на уровень плотности фонового давления.

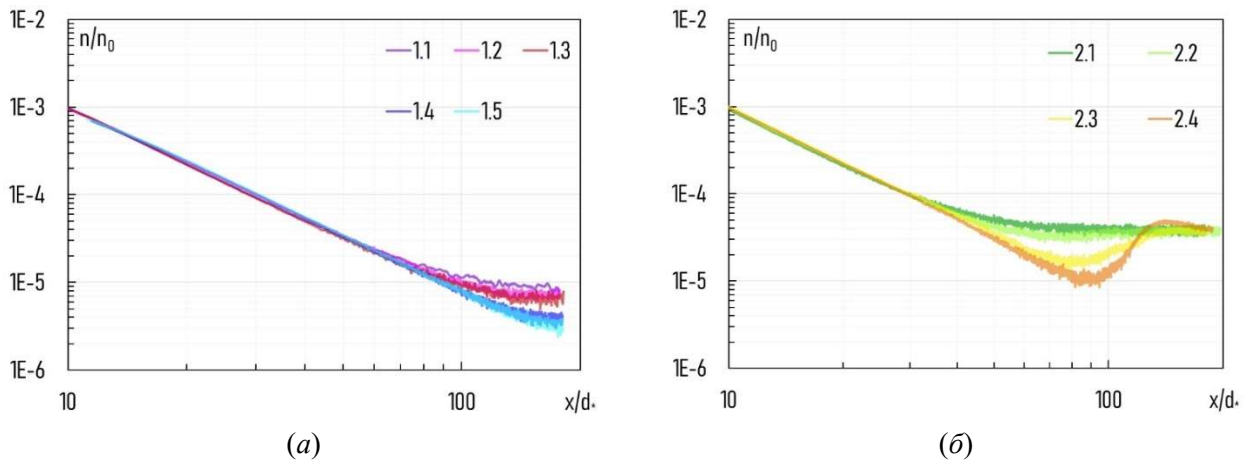


Рис. 8. Сравнение значений нормированных плотностей на оси струй, полученных в экспериментальных режимах таблицы 1 при истечении азота из звуковых сопел $d_* = 0.505$ мм (а, режимы 1.1–1.5) и 1.12 мм (б, режимы 2.1–2.4)

Согласно [25], положение диска Маха в сверхзвуковой недорасширенной струе может быть описано зависимостью

$$\frac{x_m}{d_*} = k \sqrt{\frac{P_0}{P_\infty}}, \quad (14)$$

где коэффициент k для азота в различных работах оценивается от 0.64 до 0.69 [1, 13, 18].

Следует отметить, что режимы 1.1–1.5 мало отличаются от режимов 2.1–2.4 по соответствующим числам Re_L . Поэтому, перестроив данные всех изученных режимов в безразмерных координатах $n/n_0 = f[(x/d_*)/\sqrt{P_0/P_\infty}]$ (рис. 9), можно видеть, характер зависимости в существенной мере определяется числом Рейнольдса по характерному размеру струи Re_L – с увеличением этого параметра изменение относительной плотности с безразмерной координатой становится более быстрым. Формирование диска Маха происходит при числах Рейнольдса $Re_L > 15$, однако измерения в режимах 1.1–1.5 ограничены меньшим безразмерным расстоянием и не достигают области формирования прямой ударной волны (0.67).

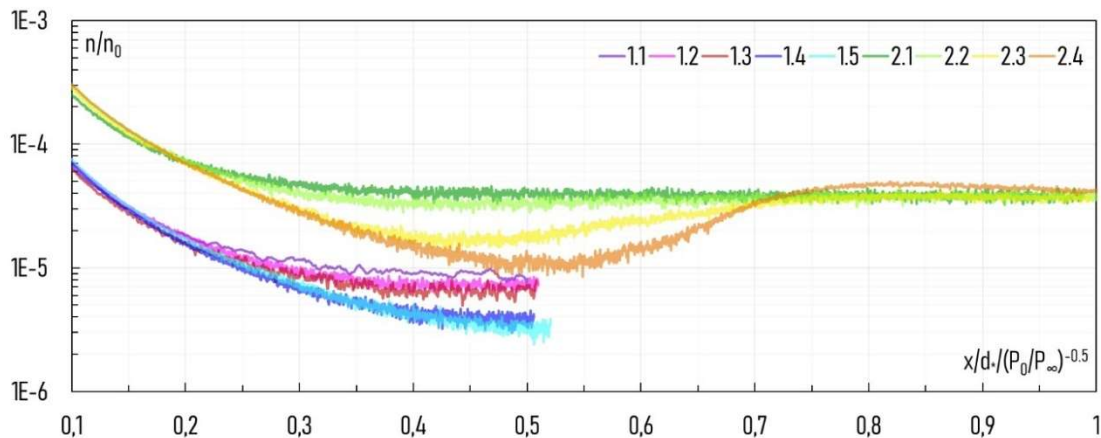


Рис. 9. Сопоставление экспериментальных результатов в безразмерных координатах $n/n_0 = f[(x/d_*)/\sqrt{P_0/P_\infty}]$

Сравнение осевых профилей плотности азота, истекающего из сопел в режимах 1.1 и 2.4 (см. табл. 1), полученных при экспериментальных измерениях и численном моделировании (кривые разного цвета), с изэнтропическим расчетом [25] (пунктирные кривые) приведены на рис. 10. Видно, что оба режима обладают участком изэнтропического расширения $x/d_* = \{1; 70\}$, находящегося в ядре струи, внутри которого наблюдается хорошее согласие между всеми зависимостями. Однако, с учетом присутствия остаточного фонового газа, и экспериментальный, и численный профили отходят от эмпирической модели [18] в области, где заметно влияние взаимодействия струи с фоновым газом, проникающим внутрь сверхзвуковой струи (рис. 10, а) и формирования размытого замыкающего скачка (диска Маха) (рис. 10, б). Следует отметить, что в условиях малой величины числа Рейнольдса, рассчитанного по характерному размеру струи (режим 1.1, $Re_L = 4.4$) фоновый газ проникает на ось струи ближе к соплу, т.е. до начала формирования размытого замыкающего скачка уплотнения, что согласуется с результатами работы [1]. Однако и вне изэнтропической области результаты численного моделирования и экспериментальных измерений также находятся в хорошем согласии.

Представленное сравнение полученных данных позволяет сделать вывод об успешной кросс-верификации используемых методов экспериментального измерения и численного моделирования в условиях струйных течений в разреженном пространстве без влияния процессов конденсации.

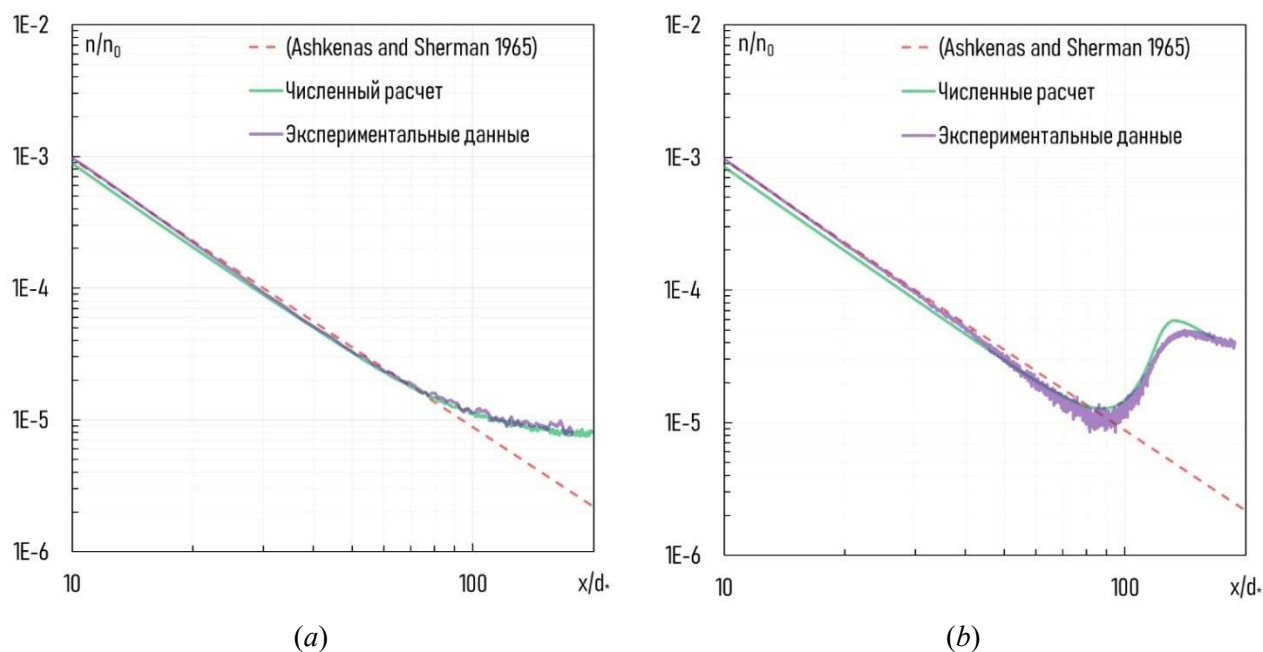


Рис. 10. Сравнение осевых профилей относительной плотности n/n_0 для режимов истечения 1.1 (а) и 2.4 (б) азота из звукового сопла (таблица 1), полученных в экспериментальных измерениях и численных расчетах, с полуэмпирической изэнтропической моделью [25]

4. Заключение

В настоящей работе представлено описание экспериментальных и численных методов моделирования газовых истечений из сопел на примере струи азота, проведено сравнение полученных результатов с известными литературными данными, а также сопоставление экспериментальных и численных данных между собой. Получено хорошее согласие между экспериментальными и численными результатами, что позволяет констатировать возможность использования описанных методов при моделировании сверхзвуковых струй, истекающих в разреженное пространство, в условиях отсутствия конденсированной фазы в потоке. В работе [20] было показано, что выделение теплоты конденсации приводит к заметному уширению газового потока, а следовательно, и изменению его физико-химических параметров, что

необходимо учитывать при моделировании. Основываясь на успешной валидации использованных методик, будет выполнена вторая часть исследования, обосновывающая численные и экспериментальные подходы моделирования кластеризующихся газовых потоков.

Благодарности и ссылки на гранты

Работа выполнена в Институте теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 22-19-00750). Численное моделирование выполнено с использованием ресурсов центра коллективного пользования «Механика» Института теоретической и прикладной механики СО РАН. Экспериментальные результаты получены на оборудовании Центра коллективного пользования «Прикладная физика» Новосибирского государственного университета.

Литература

1. Кисляков Н.И., Ребров А.К., Шарафутдинов Р.Г. Диффузионные процессы в зоне смешения сверхзвуковой струи низкой плотности // ПМТФ. 1973. № 1. С. 121–131.
2. Герасимов Ю.И., Ярыгин В.Н. Истечение струй идеального и реальных газов из осесимметричных сопел. Вопросы подобия. 1. Истечение струй в вакуум // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2012. Т. 13, вып. 1. <http://chemphys.edu.ru/issues/2012-13-1/articles/295/>
3. Герасимов Ю.И., Ярыгин В.Н. Истечение струй идеального и реальных газов из осесимметричных сопел. Вопросы подобия. 2. Истечение в затопленное пространство // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2012. Т. 13, вып. 2. <http://chemphys.edu.ru/issues/2012-13-2/articles/315/>
4. Zarvin A.E., Kalyada V.V., Madirbaev V.Zh., Korobeishchikov N.G., Khodakov M.D., Yaskin A.S., Khudozhitkov V.E., Gimelshein S.F. Condensable supersonic jet facility for analyses of transient low-temperature gas kinetics and plasma chemistry of hydrocarbons // IEEE Transact. Pl. Sci. 2017. V. 45. Iss. 5. Pp. 819–827. DOI: 10.1109/TPS.2017.2682901
5. Зарвин А.Е., Яскин А.С., Каляда В.В. Влияние конденсации на размеры сильно недорасширенных струй при истечении в разреженное затопленное пространство // Журнал ПМТФ. 2018. Т. 59. № 1. С. 99–106. DOI: 10.15372/PMTF20180111
6. Yaskin A.S., Zarvin A.E., Dubrovin K.A., Kalyada V.V. Bifurcation of a liquid micro-jet in a vacuum // Vacuum. 2022. V. 198, N. 4. P. 110904. DOI: 10.1016/j.vacuum.2022.110904
7. Avtaeva S.V., Yakovleva T.S., Kalyada V.V., Zarvin A.E. The electron beam diagnostic of the clustered supersonic nitrogen jets // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series. 2017. V.927. P.012005. DOI: 10.1088/1742-6596/927/1/012005
8. Khudozhitkov V.E., Zarvin A.E., Kalyada V.V. Generation of a low-temperature plasma in a nozzle to initiate ion-cluster reactions in jets of mixtures of methane with a buffer gas // E3S Web of Conferences. 2023. V. 459. P. 01007. DOI: 10.1051/e3sconf/202345901007
9. Khudozhitkov V.E., Kalyada V.V. Registration of protonated argon and helium in a clustered gas flow of argon-hydrogen and helium-hydrogen mixtures // AIP Conference Proceedings. 2021. V. 2351. P. 040003. DOI: 10.1063/5.0052014.
10. Dubrovin K.A., Zarvin A.E., Kalyada V.V., Yaskin A.S., Dering E.D. Application of electron beam diagnostics for the study of rarefied clustered gas flows // Vacuum. 2023. V. 218. P. 112652. DOI: 10.1016/j.vacuum.2023.112652.
11. Zarvin A.E., Madirbaev V.Z., Dubrovin K.A., Kalyada V.V. On the mechanism of ionic-cluster excitation of argon levels in molecular gas mixtures // Plasma Chem Plasma Process. 2022. V. 42. Pp. 247–265. DOI: 10.1007/s11090-021-10214-2
12. Gochberg A. Electron beam fluorescence methods in hypersonic aerothermodynamics. Prog. Aerospace Sci. 1997. V. 33. Pp. 431–480. DOI:10.1016/S0376-0421(97)00002-X

13. Muntz E.P., Abel S.J., Maguire B.L. The electron beam fluorescence probe in experimental gas dynamics // Aerospace Technical Conference and Exhibit. Houston, Texas. Suppl. IEEE Trans. Aerospace AS-3. 1965. V. 2. P. 210.
14. Lee H.F., Petrie S.L. Electron beam visualization in hypersonic air flows // 7th Aerodynamic Testing Conference. 1972. P. 1017. <https://doi.org/10.2514/6.1972-1017>
15. Belan M., De Ponto S., Tordella D. Determination of density and concentration from fluorescent images of a gas flow // Exp. Fluids. 2007. V. 45. No. 3. Source arXiv. DOI: 10.1007/s00348-008-0493-5
16. Шпенник О.Б., Булгакова А.И., Завилопуло А.Н., Эрдеви Н.М., Бандурин Ю.А. Возбуждение молекул валина электронным ударом в газовой фазе // ПЖТФ. 2021. Т. 47. Вып. 14. С. 30–34.
17. Ieshkin A.E., Danilov A.V., Chernysh V.S., Ivanov I.E., Znamenskaya I.A. Visualization of supersonic flows with bow shock using transversal discharges // Journal of Vizual. 2019. V. 22. Pp. 741–750. <https://doi.org/10.1007/s12650-019-00565-6>
18. Ярыгин В.Н., Герасимов Ю.И., Крылов А.Н., Мишина Л.В., Приходько В.Г., Ярыгин И.В. Газодинамика космических кораблей и орбитальных станций (обзор) // Теплофиз. Аэродин. 2011. Т. 18. № 3. С. 345–372.
19. Зарвин А.Е., Яскин А. С., Каляда В.В., Ездин Б.С. О структуре сверхзвуковой струи в условиях развитой конденсации // ПЖТФ. 2015. Т. 41. Вып. 22. С. 74–81.
20. Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Ребров А.К. Особенности процесса формирования сверхзвуковых струй разреженных газов в условиях развитой конденсации // ПМТФ. 2023. № 5. С. 70–83. DOI: 10.15372/PMTF202315325
21. Zarvin A.E., Yaskin A.S., Dubrovin K.A., Kalyada V.V. Visualization of low-density gas-dynamic objects in full-scale processes modelling on small experimental plants // Vacuum. V. 2021. 191(9). 110409. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2021.110409>
22. Борзенко Б.Н., Карелов Н.В., Ребров А.К., Шарафутдинов Р.Г. экспериментальное исследование заселенности вращательных уровней молекул в свободной струе азота // ПМТФ. 1976. № 5. С. 20–31.
23. Smith J.A., Driscoll J.F. The electron-beam fluorescence technique for measurements in hypersonic turbulent flows // J. Fluid Mech. 1975. V. 72. Part 4. Pp. 695–719.
24. Сухинин Г.И., Шарафутдинов Р.Г. Определение эффективных вероятностей вращательных переходов при возбуждении электронным ударом состояния $N_2+B_2\Sigma$ из основного состояния азота // ЖТФ. 1983. Т. 53. № 2. С. 333–340.
25. Ashkenas H.Z., Sherman F.S. The structure and utilization of supersonic free jets in low density wind tunnels // Rarefied Gas Dynamics (Proceedings of the 4th RGD Symposium, Academic Press, New York). 1966. V. 2. P. 84.
26. Bird G.A. Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows. Clarendon Press, Oxford, 1994.
27. Ivanov M.S., Kashkovsky A.V., Gimelshein S F., et al. SMILE system for 2D/3D DSMC computations // Rarefied gas dynamics: Proc. of the 25th Intern. Symp., Saint-Petersburg (Russia), 21–28 July 2006 / Ed. by M. S. Ivanov, A. K. Rebrov. S.-Petersburg: Siberian Branch of Russ. Acad. of Sci., 2007. Pp. 539–544.
28. Иванов М.С., Рогазинский С.В. Экономичные схемы прямого статистического моделирования течений разреженного газа // Матем. Моделир. 1989. 1:7. С. 130–145.
29. Ivanov M.S., Bondar Ye.A., Markelov G.N., Gimelshein S.F., Taran J.-P. Study of the shock wave structure about a body entering the Martian atmosphere // Rarefied Gas Dynamics. 23rd International Symposium. AIP Conf. Proc. 2003. V. 663. Pp. 481–488. DOI: 10.1063/1.1581585
30. Kashkovsky A.V., Vashchenkov P.V., Shevyrin A.A., Shkredov T.Y., Bondar Y.A., Krylov A.N. Aerothermodynamics of the Federation crew module at high-altitude reentry // 31st International Symposium on Rarefied Gas Dynamics (RGD 2018). AIP Conf. Proc. 2019. V. 2132. Iss. 1. Id.100014. DOI: 10.1063/1.5119609

31. Бондарь Е.А., Гимельштейн С.Ф., Маркелов Г.Н., Иванов М.С. Прямое статистическое моделирование структуры ударной волны в диссоциирующем газе // Теплофиз. Аэромех. 2006. Т. 13. № 2. С. 257–274.
32. Kashkovsky A.V., Bondar Ye.A., Krylov A.N., Rodicheva A.A. Multi-zone kinetic-continuum simulation of an orbit correction thruster back flow around a space station // Proc. of 32nd Symposium on Rarefied Gas Dynamics. AIP Conf. Proc. V. 2996, Iss. 1. Id.080010. DOI: 10.1063/5.0187374
33. Шоев Г.В., Бондарь Е.А., Хотяновский Д.В., Кудрявцев А.Н., Марута К., Иванов М.С. Численное исследование входа и распространения ударной волны в микроканале. Теплофиз. // Аэромех. 2012. Т. 19. № 1. С. 19–34.
34. Khotyanovsky D.V., Bondar Y.A., Kudryavtsev A.N., Shoev G.V., Ivanov M.S. Viscous effects in steady reflection of strong shock waves // AIAA Journal. 2009. V. 47. No. 5. Pp. 1263–1269. <https://doi.org/10.2514/1.40539>
35. Ivanov I.E., Timokhin M.Y., Kryukov I.A., Bondar Y.A., Kokhanchik A.A., Ivanov M.S. Study of the shock wave structure by regularized Grad's set of equations // 28th Internat. Symp. on Rarefied Gas Dynamics 2012. AIP Conf. Proc. V. 1501. Iss. 1. Pp. 215–222. DOI: 10.1063/1.4769507
36. Zeitoun D.E., Graur I.A., Burtshell Y., Ivanov M.S., Kudryavtsev A.N., Bondar Ye.A. Continuum and kinetic simulations of shock wave propagation in long microchannel // Rarefied Gas Dynamics: Proceedings of the 26th International Symposium. AIP Conf. Proc. 1084. Conference Location and Date: Kyoto, Japan, 20–25 July 2008. Published December 2008. Pp. 464–469. DOI: 10.1063/1.3076523
37. Gimelshein S., Wysong I., Bondar Y., Ivanov M. Accuracy analysis of DSMC chemistry models applied to a normal shock wave // 28th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics 2012. AIP Conf. Proc. V. 1501. Iss. 1. Pp. 637–644. DOI: 10.1063/1.4769602
38. Yevgeniy Bondar, Anatoly Trotsyuk and Mikhail Ivanov. DSMC modeling of the detonation wave structure in narrow channels // AIAA Paper 2009-1568. <https://doi.org/10.2514/6.2009-1568>.
39. Yevgeniy Bondar and Mikhail Ivanov. DSMC study of an H₂/O₂ detonation wave structure // AIAA Paper 2010-4504. <https://doi.org/10.2514/6.2010-4504>
40. Bondar Y.A., Ivanov M.S., Maruta K. Hydrogen-oxygen detonation study by the DSMC method // 27th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics // AIP Conf. Proc. 2011. V. 1333. Pp. 1209–1214. DOI: 10.1063/1.3562808
41. Borgnakke C., Larsen P.S. Statistical collision model for Monte Carlo simulation of polyatomic gas mixture // J. Comput. Phys. 1975. V. 18. Pp. 405–420.
42. Bird G.A. Breakdown of continuum flow in freejets and rocket plumes // Rarefied Gas Dynamics: Proc. of the 12th Intern. symp., Charlottesville (USA), July 7–11, 1980. S. l.: AIAA, 1980. Pp. 681–693.
43. Skovorodko P.A., Ramos A., Tejada G., Fernández J.M., Montero S. Experimental and numerical study of supersonic jets of N₂, H₂, and N₂+H₂ mixtures // AIP Conf. Proc. 2012. V. 1501. Pp. 1228–1235. <https://doi.org/10.1063/1.4769682>

References

1. Kislyakov N. I., Rebrov A. K., Sharafutdinov R. G., Diffusion processes in the mixing zone of a low-density supersonic jet, *J. of Applied Mechanics and Technical Physics*, 1973, no. 1, pp. 121–131 [in Russian].
2. Gerasimov Yu. I., Yarygin V. N., Jet expansion of ideal and real gases from axisymmetric nozzles. Similarity matters. 1. Outflow of jets into vacuum, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2012, vol. 13, no. 1 [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2012-13-1/articles/295/>
3. Gerasimov Yu. I., Yarygin V. N., Jet expansion of ideal and real gases from axisymmetric nozzles. Similarity matters. 2. Outflow of jets into submerged space, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2012, vol. 13, no. 2 [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2012-13-2/articles/315/>

4. Zarvin A. E., Kalyada V. V., Madirbaev V. Zh., Korobeishchikov N. G., Khodakov M. D., Yaskin A. S., Khudozhitkov V. E., Gimelshein S. F., Condensable supersonic jet facility for analyses of transient low-temperature gas kinetics and plasma chemistry of hydrocarbons, *IEEE Transact. Pl. Sci.*, 2017, vol. 45, iss. 5, pp. 819–827. DOI: 10.1109/TPS.2017.2682901
5. Zarvin A. E., Yaskin A. S., Kalyada V. V., Effect of condensation on the length of strongly underexpanded jets exhausting into a rarefied submerged space, *J. of Applied Mechanics and Technical Physics*, 2018, vol. 59, no. 1, pp. 86–92. ISSN 0021-8944. DOI: 10.1134/S002189441801011
6. Yaskin A. S., Zarvin A. E., Dubrovin K. A., Kalyada V. V., Bifurcation of a liquid micro-jet in a vacuum, *Vacuum*, 2022, vol. 198, no. 4, pp. 110904. DOI: 10.1016/j.vacuum.2022.110904
7. Avtaeva S. V., Yakovleva T. S., Kalyada V. V., Zarvin A. E., The electron beam diagnostic of the clustered supersonic nitrogen jets, *Journal of Physics: Conf. Series*, 2017, vol. 927, no. 012005. doi: 10.1088/1742-6596/927/1/012005
8. Khudozhitkov V. E., Zarvin A. E., Kalyada V. V., Generation of a low-temperature plasma in a nozzle to initiate ion-cluster reactions in jets of mixtures of methane with a buffer gas, *E3S Web of Conferences*, 2023, vol. 459, no. 01007. DOI: 10.1051/e3sconf/202345901007
9. Khudozhitkov V. E., Kalyada V. V., Registration of protonated argon and helium in a clustered gas flow of argon-hydrogen and helium-hydrogen mixtures, *AIP Conference Proceedings*, 2021, vol. 2351, no. 040003. DOI: 10.1063/5.0052014
10. Dubrovin K. A., Zarvin A. E., Kalyada V. V., Yaskin A. S., Dering E. D., Application of electron beam diagnostics for the study of rarefied clustered gas flows, *Vacuum*, 2023, vol. 218, no. 112652. DOI: 10.1016/j.vacuum.2023.112652
11. Zarvin A. E., Madirbaev V. Z., Dubrovin K. A., Kalyada V. V., On the mechanism of ionic-cluster excitation of argon levels in molecular gas mixtures, *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 2022, vol. 42, pp. 247–265. DOI: 10.1007/s11090-021-10214-2
12. Gochberg A., Electron beam fluorescence methods in hypersonic aerothermodynamics, *Progress in Aerospace Sciences*, 1997, vol. 33, pp. 431-480. DOI:10.1016/S0376-0421(97)00002-X
13. Muntz E. P., Abel S. J., Maguire B. L., The electron beam fluorescence probe in experimental gas dynamics, *Aerospace Technical Conference and Exhibit, Houston, Texas, Supplement to the IEEE Transaction Aerospace AS-3*, 1965, vol. 2, p. 210.
14. Lee H. F., Petrie S. L., Electron beam visualization in hypersonic air flows, *7th Aerodynamic Testing Conference*, 1972, p. 1017. <https://doi.org/10.2514/6.1972-1017>
15. Belan M., De Ponto S., Tordella D. Determination of density and concentration from fluorescent images of a gas flow, *Experiments in Fluids*, 2007, vol. 45, no. 3, Source arXiv. DOI: 10.1007/s00348-008-0493-5
16. Shpenik O.B., Bulgakova A.I., Zavilopulo A.N., Erdevdy N.M., Bandurin Yu.A., Excitation of valine molecules by an electron shock in the gas phase, *Technical Physics Letters*, 2021, vol. 47, iss. 14, pp. 30–34 [In Russian].
17. Ieshkin A. E., Danilov A. V., Chernysh V. S., Ivanov I. E., Znamenskaya I. A., Visualization of supersonic flows with bow shock using transversal discharges, *Journal of Visualization*, 2019, vol. 22, pp. 741–750. <https://doi.org/10.1007/s12650-019-00565-6>
18. Yarygin V. N., Gerasimov Yu. I., Krylov A. N., Mishina L. V., Prikhodko V. G., Yarygin I. V., Gas dynamics of spacecraft and orbital stations (review), *Thermophysics and Aeromechanics*, 2011, vol. 18, no. 3, pp. 333–358.
19. Zarvin A. E., Yaskin A. S., Kalyada V. V., Ezdin B. S., Structure of a supersonic gas jet under conditions of developed condensation, *Technical Physics letters*, 2015, vol. 41, iss. 11, pp. 1103–1106. DOI: 10.1134/S1063785015110279
20. Dubrovin K. A., Zarvin A. E., Rebrov A. K., Specific features of formation of supersonic jets of rarefied gases under conditions of developed condensation, *J. Applied Mechanics and Technical Physics*, 2023, vol. 64, no.5, pp. 793–804. <https://doi.org/10.1134/S0021894423050085>

21. Zarvin A. E., Yaskin A. S., Dubrovin K. A., Kalyada V. V., Visualization of low-density gas-dynamic objects in full-scale processes modelling on small experimental plants, *Vacuum*, 2021, vol. 191, no. 110409. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2021.110409>
22. Borzenko B.N., Karelov N.V., Rebrov A.K., Sharafutdinov R.G., Experimental investigation of the population of rotational levels of molecules in a nitrogen free stream, *J. Applied Mechanics and Technical Physics*, 1976, no. 5, pp. 20–31 [In Russian].
23. Smith J. A., Driscoll J. F., The electron-beam fluorescence technique for measurements in hypersonic turbulent flows, *J. of Fluid Mechanics*, 1975, vol. 72, part 4, pp. 695–719.
24. Sukhinin G. I., Sharafutdinov R. G., Determination of the effective probabilities of rotational transitions during electron shock excitation of the $N_2^+B_2\Sigma$ state from the ground state of nitrogen, *Technical Physics*, 1983, vol. 53, no. 2, pp. 333–340.
25. Ashkenas H. Z., Sherman F. S., The structure and utilization of supersonic free jets in low density wind tunnels, *Rarefied Gas Dynamics* (Proceedings of the 4th RGD Symposium, Academic Press, New York), 1966, vol. 2, p. 84.
26. Bird G. A., *Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows*, Clarendon Press, Oxford, 1994.
27. Ivanov M. S., Kashkovsky A. V., Gimelshein S. F., et al. SMILE system for 2D/3D DSMC computations, *Rarefied gas dynamics*, Proc. of the 25th Intern. Symp., Saint-Petersburg (Russia), 21–28 July 2006, Ed. by M. S. Ivanov, A. K. Rebrov, S.-Petersburg, Siberian Branch of Russ. Acad. of Sci., 2007, pp. 539–544.
28. Ivanov M.S., Rogazinskii S.V., Economical schemes for direct statistical modeling of rarefied gas flows, *Mathematical Modeling*, 1989, vol. 7, no. 1, pp. 130–145 [In Russian].
29. Ivanov M. S., Bondar Ye. A., Markelov G. N., Gimelshein S. F., Taran J.-P. Study of the shock wave structure about a body entering the Martian atmosphere, *AIP Conference Proceedings*, 2003, vol. 663, pp. 481–488. DOI: 10.1063/1.1581585
30. Kashkovsky A. V., Vashchenkov P. V., Shevyrin A. A., Shkredov T. Y., Bondar Y. A., Krylov A. N., Aerothermodynamics of the Federation crew module at high-altitude reentry, *AIP Conference Proceedings*, 2019, vol. 2132, iss. 1, Id.100014. DOI: 10.1063/1.5119609
31. Bondar Ye.A., Gimelshein S. F., Markelov G.N., Ivanov M.S., Direct statistical modeling of the shock wave structure in a dissociating gas, *Thermophysics and Aeromechanics*, 2006, vol. 13, no. 2, pp. 257–274.
32. Kashkovsky A. V., Bondar Ye. A., Krylov A. N., Rodicheva A. A., Multi-zone kinetic-continuum simulation of an orbit correction thruster back flow around a space station, *AIP Conference Proceedings*, vol. 2996, iss. 1, id. 080010. DOI: 10.1063/5.0187374
33. Shoev G. V., Bondar Ye. A., Khotyanovsky D. V., Kudryavtsev A. N., Maruta K., Ivanov M. S., Numerical study of shock wave entry and propagation in a microchannel, *Thermophysics and Aeromechanics*, 2012, vol. 19, no. 1, pp. 19–34 [In Russian].
34. Khotyanovsky D. V., Bondar Y. A., Kudryavtsev A. N., Shoev G. V., Ivanov M. S., Viscous effects in steady reflection of strong shock waves, *AIAA Journal*, 2009, vol. 47, no. 5, pp. 1263–1269. <https://doi.org/10.2514/1.40539>.
35. Ivanov I. E., Timokhin M. Y., Kryukov I. A., Bondar Y. A., Kokhanchik A. A., Ivanov M. S., Study of the shock wave structure by regularized Grad's set of equations, *AIP Conference Proceedings*, 2012, vol. 1501, iss. 1, pp. 215–222. DOI: 10.1063/1.4769507
36. Zeitoun D. E., Graur I. A., Burtschell Y., Ivanov M. S., Kudrayvtsev A. N., Bondar Ye. A. Continuum and kinetic simulations of shock wave propagation in long microchannel, *AIP Conference Proceedings*, 2008, vol. 1084, pp. 464–469. DOI: 10.1063/1.3076523

37. Gimelshein S., Wysong I., Bondar Y., Ivanov M. Accuracy analysis of DSMC chemistry models applied to a normal shock wave, *AIP Conference Proceedings*. 2012, vol. 1501, iss. 1, pp. 637–644, DOI: 10.1063/1.4769602
38. Bondar Ye., Trotsyuk A., Ivanov M., DSMC modeling of the detonation wave structure in narrow channels, *AIAA Paper*, 2009, vol. 1568. <https://doi.org/10.2514/6.2009-1568>
39. Bondar Ye., Ivanov M., DSMC study of an H₂/O₂ detonation wave structure, *AIAA Paper* 2010-4504, <https://doi.org/10.2514/6.2010-4504>
40. Bondar Y. A., Ivanov M. S., Maruta K., Hydrogen-oxygen detonation study by the DSMC method, *AIP Conference Proceedings*, 2011, vol. 1333, pp. 1209–1214. DOI: 10.1063/1.3562808
41. Borgnakke C., Larsen P. S., Statistical collision model for Monte Carlo simulation of polyatomic gas mixture, *J. of Computational Physics*, 1975, vol. 18, pp. 405–420.
42. Bird G. A., Breakdown of continuum flow in freejets and rocket plumes, *Rarefied Gas Dynamics*, Proc. of the 12th Intern. Symp., Charlottesville (USA), July 7–11, 1980. S. 1.: AIAA, 1980, pp. 681–693.
43. Skovorodko P. A., Ramos A., Tejada G., Fernández J. M., Montero S., Experimental and numerical study of supersonic jets of N₂, H₂, and N₂+H₂ mixtures, *AIP Conference Proceedings*, 2012, vol. 1501, pp. 1228–1235. <https://doi.org/10.1063/1.4769682>

Статья поступила в редакцию 22 марта 2024 г.