

УДК 533.599+533.6.011.8+533.9.082.5+536.423.4+537.53+544.277.6

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ПОТОКА НА МАЛОГАБАРИТНОМ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОМ КОМПЛЕКСЕ: ИДЕНТИФИКАЦИЯ ВТОРИЧНОГО ПОТОКА ПРИ ИСТЕЧЕНИИ КЛАСТИРОВАННОЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ В РАЗРЕЖЕННОЕ ПРОСТРАНСТВО

К. А. Дубровин, А. Е. Зарвин, В. В. Каляда,
В. Э. Художитков, А. С. Яскин

Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия
E-mails: akdubr@gmail.com, zarvin@phys.nsu.ru, v.kalyada@nsu.ru,
v.khudozhitkov@g.nsu.ru, yas@nsu.ru

Рассмотрена возможность использования малогабаритных вакуумных установок при экспериментальном исследовании сверхзвуковых струй, истекающих из сверхзвуковых сопел в вакуум или разреженную среду. Приведены результаты изучения структуры впервые обнаруженного вторичного сверхзвукового потока, сформировавшегося в сверхзвуковых струях с развитой конденсацией. Исследования выполнены на основе методов фотометрии и спектроскопии струй с использованием излучения, возбуждаемого электронным пучком, а также путем визуализации потока. Проведен анализ полученных результатов, изучены возможности и особенности методов регистрации. Обоснована эмпирическая модель, устанавливающая зависимость между обнаруженным вторичным течением и процессом формирования в потоке больших кластеров.

Ключевые слова: разреженный газ, сверхзвуковая струя, моделирование на лабораторных стендах, кластер, фотометрия, спектроскопия.

DOI: 10.15372/PMTF20180506

Введение. В настоящее время развитие аэрокосмической техники связано с разработкой космических аппаратов нового поколения (аппаратов многоразового использования и микроаппаратов). Исследования в этом направлении проводятся в США, Китае, Японии, Индии и европейских странах. Активно обсуждается проблема создания двигателей управления и ориентации для новых спутников. Для разработки таких аппаратов необходимо решить ряд фундаментальных задач газовой динамики высокоскоростных потоков. Экспериментальное моделирование таких потоков позволит воспроизвести и изучить поля течений, газодинамическое взаимодействие струй между собой и с элементами космических аппаратов.

Натурные испытания реальных двигателей космических аппаратов требуют значительных материальных и финансовых затрат. Для моделирования натуральных струйных

Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования “Прикладная физика” НГУ при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (гранты № 3.5918.2017/ИТР, 3.5920.2017/ИТР).

© Дубровин К. А., Зарвин А. Е., Каляда В. В., Художитков В. Э., Яскин А. С., 2018

течений, создаваемых двигателями, и исследования процесса обтекания аппаратов разреженными газами во второй половине XX в. были созданы крупномасштабные высокопроизводительные вакуумные установки и комплексы [1–3]. Однако сложность эксплуатации таких комплексов, необходимость больших капитальных вложений для их модернизации и оснащения современными вакуумными системами откачки и средствами диагностики, высокая стоимость каждого экспериментального пуска обусловили создание более простых экспериментальных установок для исследования указанных выше процессов.

В данной работе изложены результаты экспериментального моделирования истечения сверхзвуковых струй из сверхзвуковых сопел на установках Новосибирского государственного университета. Возможности экспериментального оборудования показаны при исследовании вторичного потока, возникающего в режимах с развитой конденсацией при наличии кластеров большого размера.

1. Экспериментальное оборудование и методики исследования. Эксперименты проведены на многофункциональном газодинамическом комплексе ЛЭМПУС-2 Новосибирского государственного университета [4, 5], предназначенном, в частности, для работы при повышенных расходах газа с сохранением высокой степени разрежения газа в рабочей камере. Комплекс состоит из вакуумных установок, оснащенных безмасляными высоковакуумными насосами, обеспечивающими достижение предельной массовой скорости вакуумной откачки (по диоксиду углерода), приблизительно равной 0,0002 кг/с при давлении фонового газа $P_h < 0,1$ Па. Для проведения экспериментов как в непрерывном, так и в импульсном режиме истечения требуются затраты энергии и расходных материалов на порядки меньшие, чем на известных крупных газодинамических установках второй половины XX в. Моделирование истечения сверхзвуковых струй газов и газовых смесей проводилось с использованием миниатюрных сопел субмиллиметрового размера.

В модельных экспериментах используются холодные газовые потоки, не обладающие собственным свечением. В то же время вследствие быстрого уменьшения плотности газа при истечении в вакуум теневые методы исследования, широко применяемые при проведении экспериментов в аэродинамических трубах, оказываются непригодными. Для визуализации таких потоков необходимо возбуждение излучения в струе. В качестве источника возбуждения используется сфокусированный электронный пучок. Электроны, обладающие энергией более 1 кэВ, возбуждают, в частности, долгоживущие уровни, при переходе с которых излучение наблюдается за пределами области ионизации.

В экспериментах использовались известные методы визуализации струй, позволяющие фиксировать получаемые изображения [6, 7], и спектральные методы измерения параметров полей течения при электронно-пучковом возбуждении газа, истекающего из неподвижного или перемещаемого по заданной программе сопла [8, 9]. Электронный луч электронно-оптической системы фокусировался до достижения диаметра, приблизительно равного 1 мм. Это позволило получать физически тонкие продольные и поперечные сечения струи для определения их локальной плотности. Использовался также метод молекулярно-пучковой масс-спектрометрии [10, 11].

Результаты визуализации струи азота с помощью электронного пучка с энергией электронов $E_e = 15$ кэВ и силой тока $I_e = 17$ мА приведены на рис. 1, а. Возбужденная электронами струя азота, истекающая из одиночного сверхзвукового конического сопла, имеет эллипсообразную структуру (так называемая первая “бочка”) с размытой зоной смешения (более яркие области свечения), и боковыми ударными скачками, смыкающимися с образованием X-образной конфигурации. Размеры исследуемых струй определялись путем сравнения размеров их изображений с известными размерами шайбы сопла, находящейся внутри вакуумной камеры. Однако проведению оценки изменения плотности на различных участках струи по фотографиям, характеризующим интенсивность свечения возбужден-

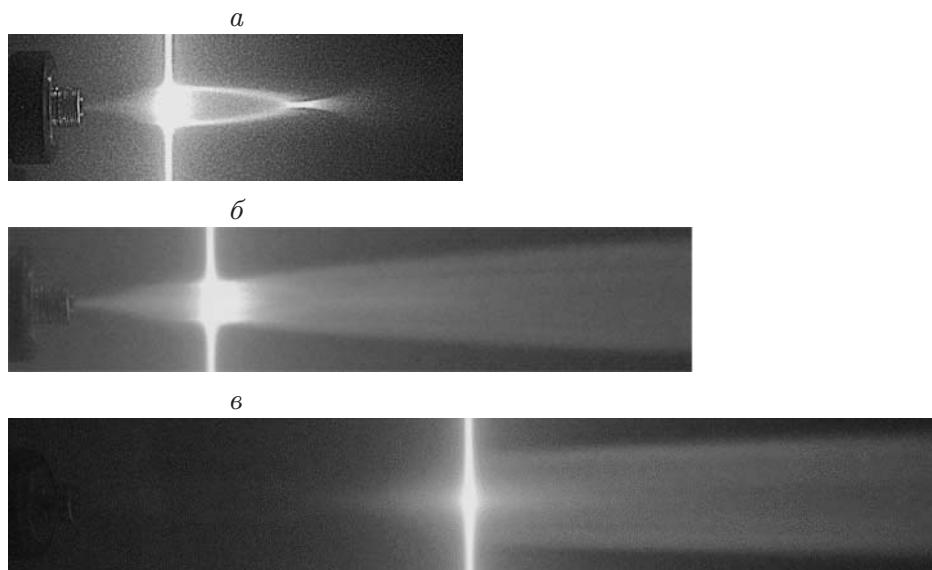


Рис. 1. Визуализация струй азота (*а*) и аргона (*б*, *в*), истекающих из сверхзвукового сопла (диаметр критического сечения сопла $d_* = 0,215$ мм, диаметр выходного среза сопла $d_a = 3,8$ мм, длина диффузора $L_{diff} = 17,5$ мм) при различных значениях давления торможения и давления фонового газа:

а — $P_0 = 600$ кПа, $P_h = 8,7$ Па; *б*, *в* — $P_0 = 400$ кПа, $P_h = 1,98$ Па (*б* — при пересечении электронным пучком струи в середине первой “бочки”, *в* — при пересечении электронным пучком струи за пределами первой “бочки”)

ных частиц потока, препятствует засветка в направлении от боковых кромок первичной струи, а также нелинейная зависимость засветки от интенсивности излучения. Такие фотографии дают информацию преимущественно о форме моделируемых течений и могут быть использованы для измерения только геометрических параметров струй [12].

Для визуализации поля течения струй газов разработана система диагностирования с использованием современного сканера, включающая программу обработки получаемых изображений. Применение такой системы позволяет получать развертку изображения газовой струи в режиме онлайн. При этом в определенном диапазоне яркости сохраняется линейность зависимости регистрируемого сигнала от интенсивности излучения. Уменьшение размеров газовых струй, истекающих из сопел, привело к увеличению погрешностей фиксируемых изображений, но в то же время упростило диагностику струйных течений невозмущающими методами на основе регистрируемых продольных и поперечных полей плотности.

2. Анализ полученных результатов. Использование метода фотометрии позволило обнаружить и идентифицировать необычное явление, возникающее при истечении сверхзвуковой струи в условиях развитой конденсации. В легкоконденсирующемся аргоне при истечении газа из форкамеры со сверхзвуковым соплом обнаружена область свечения, расположенная за пределами первой “бочки” и имеющая форму струи, размеры которой значительно превышают размеры “бочки” [13] (рис. 1,*б*). Эта область свечения соответствует вторичному потоку (или “следу”), формирующемуся в средней части первой “бочки”, имеет меньшую интенсивность свечения при возбуждении электронным пучком, в 6–7 раз бóльшую протяженность и в 2–3 раза больший поперечный размер. При этом форма и структура “следа” не зависят от положения возбуждающего электронного пучка: на рис. 1,*б* электронный пучок пересекает струю в середине первой “бочки”, тогда как на рис. 1,*в* — за ее пределами вниз по потоку (за областью X-образной конфигурации).

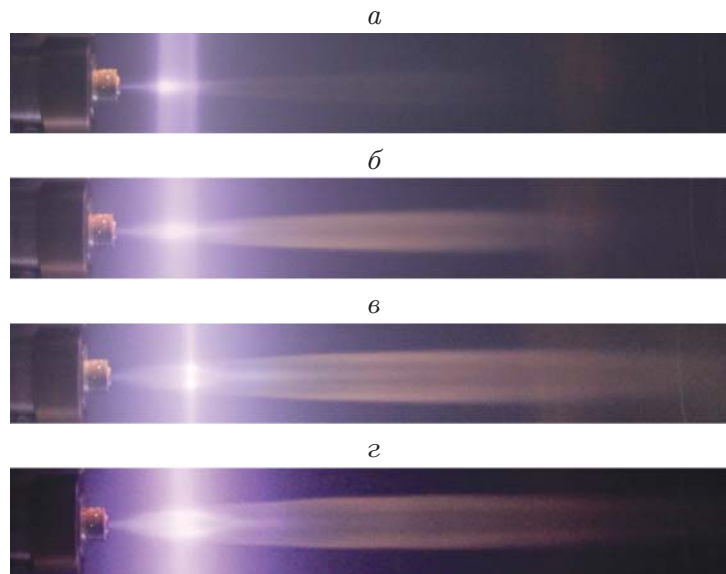


Рис. 2. Формы “следа” в струе Ar при различных значениях давления торможения и давления фонового газа:

a — $P_0 = 100$ кПа, $P_h = 1,73$ Па; *б* — $P_0 = 200$ кПа, $P_h = 3,6$ Па; *в* — $P_0 = 400$ кПа, $P_h = 4,3$ Па; *г* — $P_0 = 600$ кПа, $P_h = 5,8$ Па

С увеличением давления торможения P_0 размеры “следа” увеличиваются, интенсивность свечения возрастает (рис. 2). Следует отметить, что при изменении давления торможения меняются не только форма и размеры “следа”, но и его структура. Давление фонового газа также оказывает влияние на геометрию “следа”: при его увеличении размеры (диаметр и длина) “следа” уменьшаются. Кроме того, “след” становится более ярким и отчетливо выраженным.

Обнаружена зависимость наличия “следа” от процесса конденсации в струе: при низких давлениях за звуковыми соплами и в слабоконденсирующихся газах такой поток визуализировать не удалось. По-видимому, формирование “следа” обусловлено тем, что сформировавшиеся при истечении из сопла кластеры большого размера преодолевают боковую зону смешения, состоящую преимущественно из мономеров. Вниз по потоку при столкновениях с мономерными частицами фонового газа кластеры постепенно распадаются на фрагменты и отклоняются от оси потока.

Масс-спектрометрические измерения, выполненные по методике [14], не позволили определить кластерный состав “следа”. По-видимому, это обусловлено характеристиками используемого масс-спектрометра, а также особенностями метода молекулярно-пучковой масс-спектрометрии кластеризованных струй, описанных в [14].

При исследовании “следа” наиболее важным является вопрос об источнике, условиях и причинах свечения. Рассмотрим влияние проникающего фонового газа на свечение следа. При истечении рабочего газа в разреженное пространство остаточное фоновое давление определяется частицами того же газа. Для проведения анализа процесса проникновения фонового газа в истекающую струю его состав должен отличаться от состава истекающего газа. Для этого в фоновый газ, создающий остаточное давление, добавлялся другой газ, массовая доля которого контролировалась с помощью масс-спектрометрического датчика. Давление смеси газов в окружающем струю пространстве определяется как сумма парциальных давлений неоткачанного газа струи и подмешиваемого газа примеси. В ходе эксперимента соотношение компонентов смеси в фоновом газе поддерживалось постоянным.

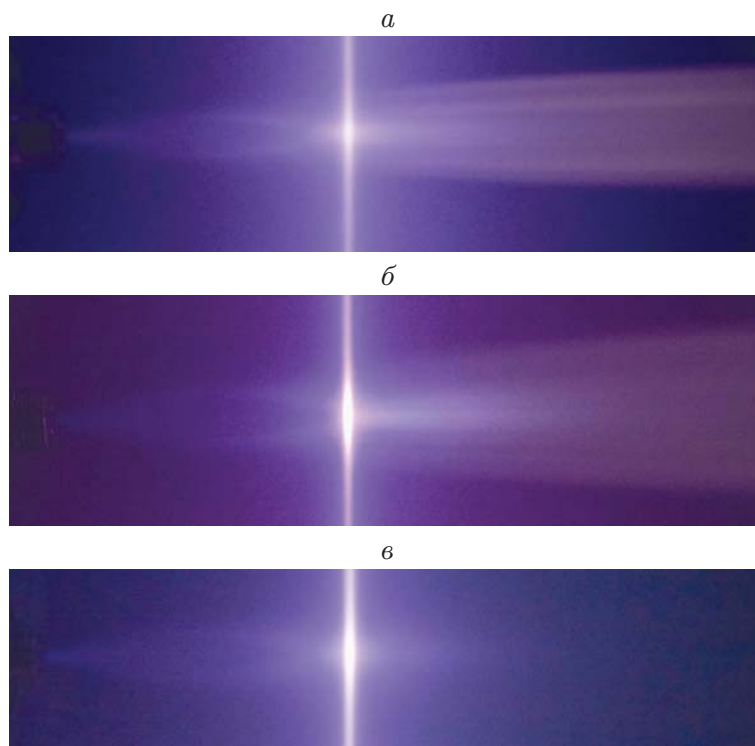


Рис. 3. Визуализация зоны вторичного потока в струе Ar в беспримесном фоновом газе (*a*) и фоновом газе с примесью азота (*б*) и кислорода (*в*)

Анализ результатов, полученных с помощью метода фотометрии, показал, что по сравнению со случаем истечения струи в беспримесный фоновый газ (рис. 3,*a*) при добавлении в него азота (до 20 % массы фоновый газ) свечение “следа” приобретало оранжевый оттенок и становилось более интенсивным (рис. 3,*б*). Добавление в фоновый газ небольшой доли кислорода приводило к существенному ослаблению свечения, что отмечалось, например, в работе [15]. При концентрации кислорода в фоновом газе, превышающей 4 %, свечение “следа” исчезало (рис. 3,*в*). Спектральный анализ данного процесса показал, что излучение “следа” в видимом диапазоне не прекращается, однако его интенсивность уменьшается и не регистрируется фотоприемником. Следует отметить, что интенсивность и цвет свечения струи изменялись также при изменении расстояния от ионизирующего электронного пучка до сопла.

В [6] показано, что число Рейнольдса Re_L , характеризующее отношение сил инерции к диссипативным силам вязкости, определяет глубину проникания фоновый газ внутрь струи, поэтому глубина проникания фоновый газ в струи с одним и тем же числом Рейнольдса Re_L в отсутствие конденсации одинакова.

Спектральные измерения плотности [16] в процессе проникания фоновый газ выполнены при истечении струй с одним и тем же числом Рейнольдса Re_L . В качестве рабочих газов были выбраны аргон и диоксид углерода, молярные массы частиц которых достаточно близки: 0,040 и 0,044 кг/моль соответственно. Данные газы имеют разную степень конденсации, следовательно, в струях данных газов будут образовываться кластеры различного размера. Результаты расчета параметров приведены в таблице ($\langle N \rangle$ — средний размер кластеров, x_L — расстояние от среза сопла до области X-образной конфигурации). В соответствии с оценками [17] средние размеры кластеров в данных струях различаются на порядок.

Параметры сверхзвуковых струй аргона и диоксида углерода

Газ	P_0 , кПа	P_h , Па	$\langle N \rangle$	x_L , мм	Re_*	Re_L
Ar	400	3,72	3 700	49,9	18 900	57
CO ₂	400	1,97	24 000	77,8	26 000	57

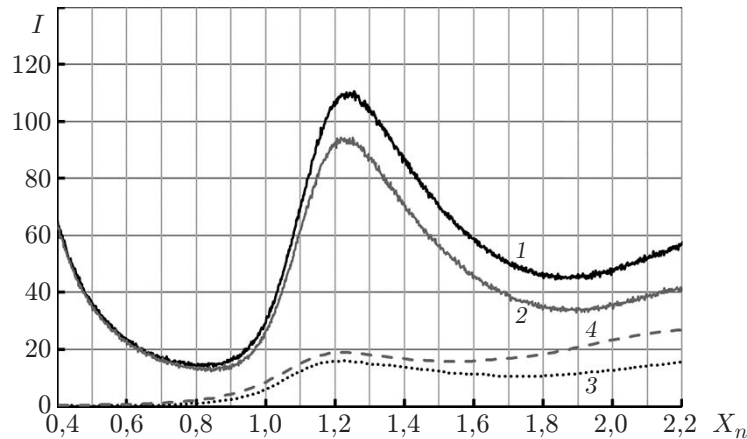


Рис. 4. Распределение интенсивности излучения вдоль струи:
 1 — суммарное излучение CO₂ + N₂, 2 — излучение рабочего газа (CO₂), 3 — излучение газа (N₂), проникающего в струю CO₂, 4 — излучение газа (N₂), проникающего в струю Ar

Для оценки глубины проникания фоновый газ в струю в него была добавлена примесь — азот, в спектре которого имеются четко выраженные полосы излучения. Зарегистрированные изменения интенсивности излучения азота (переход $N_2^+(B_2\Sigma_u^+ \rightarrow X_2\Sigma_g^+)$, полоса 0-0) после исключения вклада газа источника в суммарное излучение на различных расстояниях от сопла характеризуют глубину проникания фоновый газ в струю.

Поскольку линейные размеры сверхзвуковых струй x_L аргона и диоксида углерода с одним и тем же числом Рейнольдса Re_L различаются (см. таблицу), измерения проводились на одинаковых безразмерных расстояниях X_n , определяемых по формуле

$$X_n = \frac{x}{d_*} \sqrt{\frac{P_h}{P_0}},$$

где x — линейная координата.

Результаты экспериментального исследования процесса проникания фоновый газ (азота) в струи аргона и диоксида углерода с различной степенью конденсации приведены на рис. 4. Кривая зависимости суммарного излучения от расстояния вниз по потоку от среза сопла (кривая 1) построена с учетом вклада излучения диоксида углерода (кривая 2). Если из интенсивности суммарного излучения исключить интенсивность излучения CO₂, то получим интенсивность излучения фоновый газ, проникающего в струю (кривая 3). По аналогии кривая 4 соответствует интенсивности излучения фоновый газ, проникающего в струю Ar. Учитывая подобие газодинамических параметров, струи Ar и CO₂ различались только средним размером кластеров $\langle N \rangle$ (см. таблицу). Из рис. 4 следует, что глубина проникания фоновый газ в струи разных газов различается. Следовательно, глубина проникания фоновый газ в струю, в том числе в “след”, зависит от размера кластеров и от процесса конденсации в целом.

Таким образом, глубина проникания фонового газа (азота) в струю аргона значительно больше глубины его проникания в струю диоксида углерода. Это обусловлено большим размером кластеров и, вероятно, большей долей конденсата в струе CO_2 . Следует отметить, что в обоих случаях плотность проникающего газа в струе меньше, чем в окружающем пространстве, следовательно, частицы “следа” также препятствуют прониканию фонового газа в поток.

Для выяснения причин длительного свечения частиц в “следе” и различий спектров излучения в “следе” и струе выполнены измерения интенсивности флюоресценции за пределами области ионизирующего электронного пучка в струе аргона на различных расстояниях от сопла до электронного пучка X_n .

Измерения проведены путем регистрации интенсивности излучения, попадающего в оптическую систему спектрометра, в зависимости от расстояния x_k от оси электронного пучка до некоторой фиксируемой области, расположенной ниже по потоку относительно сопла. После прекращения возбуждения уменьшение интенсивности флюоресценции со временем описывается экспоненциальной зависимостью

$$I_t = I_0 e^{-t/\tau},$$

где I_t — интенсивность свечения в момент времени t ; I_0 — интенсивность свечения в момент прекращения возбуждения флюоресценции; τ — среднее время жизни возбужденного состояния. Тогда при $t = \tau$

$$I_t = \frac{I_0}{e} = \frac{I_0}{2,72} \approx 0,37I_0.$$

Для определения максимального расстояния от электронного пучка, на котором возможно излучение частиц, необходимо знать скорость этих частиц в потоке. В сверхзвуковой струе за выходным срезом сверхзвукового сопла скорость потока быстро достигает предельного значения v_{\max} для данных температуры торможения T_0 и вида газа. Отличие этого значения от предельной скорости, определяемой выражением

$$v_{\max} = \sqrt{2\gamma R_g T_0 / (\gamma - 1)}$$

($R_g = R/M$ — газовая постоянная; $R = 8,31$ Дж/(моль · К) — универсальная газовая постоянная; $M = 0,04$ кг/моль — молярная масса аргона; γ — отношение теплоемкостей), не превышает нескольких процентов. Предполагается, что проскальзыванием кластеров относительно мономерных частиц, а также потерями скорости больших кластеров при прохождении через боковой вираж можно пренебречь.

Помимо естественного затухания излучения в камере расширения может иметь место ослабление (гашение) флюоресценции, вызванное столкновением возбужденных атомов с окружающими их невозбужденными частицами [18]. Эффективность этого процесса зависит от частоты столкновений возбужденного атома с невозбужденными и от вероятности его возникновения при столкновениях. При низких температурах, характерных для сверхзвуковых струй, частота столкновений возбужденных атомов с другими частицами уменьшается. Тем не менее следует учитывать, что ослабление (гашение) флюоресценции, вызванное столкновительными процессами, сопровождается уменьшением среднего времени жизни возбужденного состояния.

Результаты измерений интенсивности излучения вниз по потоку от электронного пучка на фиксированных безразмерных расстояниях $X_n = 0,15; 1,50; 3,00$ приведены на рис. 5. Медленное уменьшение интенсивности излучения в непосредственной близости от оси электронного пучка ($x_k = 0 \div 2$ мм) объясняется уменьшением размеров области наблюдений оптической системы, наличием электронного пучка и формированием вокруг него области электронов, рассеянных на частицах фонового газа.

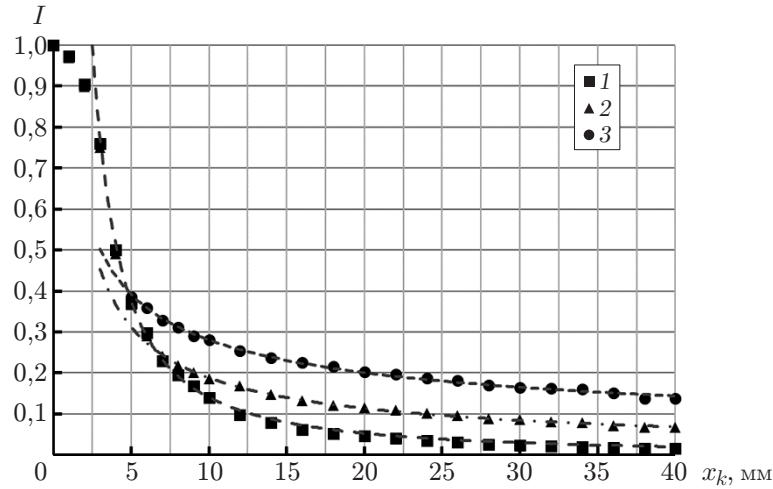


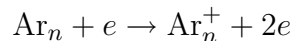
Рис. 5. Распределение интенсивности излучения частиц в струе аргона вниз по потоку от электронного пучка при фиксированных безразмерных расстояниях X_n от сопла до электронного пучка:
 1 — $X_n = 0,15$, 2 — $X_n = 1,5$, 3 — $X_n = 3,0$

Следует отметить, что вероятность возбуждения излучения атомов или молекул струи электронами пучка не превышает $10^{-4} \div 10^{-3}$, поэтому возбужденные и ионизованные частицы продолжают движение в струе вместе с нейтральными частицами. После того как частицы струи покидают область ионизации, интенсивность излучения в потоке на начальном участке первичной струи ($X_n = 0,15$) достаточно точно описывается экспоненциальной зависимостью с фиксированным временем жизни возбужденного состояния ($\tau = 8,8$ мкс) (точки 1 на рис. 5). Однако на расстояниях $X_n > 1$ обнаруживается бимодальность, вносящая изменения в зависимость интенсивности излучения от расстояния x_k (точки 2, 3). Среднее время жизни этой моды в возбужденном состоянии, оцененное по данным, приведенным на рис. 5, составило 9,9 и 12,6 мкс (точки 2, 3 соответственно). Появление второй моды может быть обусловлено, в частности, влиянием энергообмена частиц “следа” и частиц фонового газа на процесс излучения.

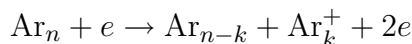
При сопоставлении данных, полученных при различных длинах волн в струе углекислого газа, установлено, что скорость уменьшения интенсивности излучения за пределами области возбуждения и (или) ионизации также различается. Обнаружено, что время жизни уровней, соответствующих излучению в видимом диапазоне длин волн, больше, чем в ультрафиолетовом диапазоне. Это может быть обусловлено участием в процессе частиц, возбужденных до различных уровней с разными временами жизни.

Для установления возможных причин возникновения длительного свечения “следа” рассмотрим на примере кластированной струи аргона механизмы, способствующие появлению данного эффекта.

1. Предположим, что процесс ионизации кластерного потока происходит с образованием ионов как исходных, так и фрагментированных кластеров, получаемых в результате диссоциативной ионизации кластеров больших размеров:



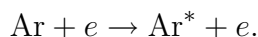
(ионизация кластера),



(фрагментация кластера с образованием кластерного иона меньшего размера) [19].

Однако согласно [20] и результатам измерений, полученным в настоящей работе, вклад ионов в излучение аргона пренебрежимо мал по сравнению с вкладом возбужденных нейтральных частиц и поэтому не может оказывать существенное влияние на излучение “следа” в потоках аргона.

2. Пусть возбуждение нейтральных частиц происходит посредством передачи кластеру доли энергии электрона, достаточной для его перехода в возбужденное состояние (процесс непосредственного возбуждения мономеров струи):



Однако согласно диаграммам, приведенным в [20], этот процесс объясняет свечение в области электронного пучка, но не объясняет длительное остаточное свечение в “следе” на больших расстояниях от области возбуждения.

3. Предположим, что имеет место диссоциативный процесс, вызванный деструкцией кластера при электронном соударении с отсоединением возбужденного мономера и последующим излучением:



Однако для “следа” в струе аргона этим процессом можно пренебречь вследствие низкой вероятности возбуждения долгоживущих уровней атома аргона [20].

4. Рассмотрим возможность излучения, вызванного возбуждением первичными электронами долгоживущих уровней кластеров с последующей фрагментацией кластера при возбуждении и распаде экситонов:



Однако при диссоциации происходит выброс метастабильного атома, причем фрагменты, имеющие бóльшую скорость, выбрасываются с энергиями $0,2 \div 1,5$ эВ, а фрагменты, имеющие меньшую скорость, — с энергией менее $0,2$ эВ [21]. Таким образом, излучение фрагментов происходит в инфракрасном диапазоне, тогда как “след” наблюдается в видимом диапазоне.

5. Предположим, что имеет место двухстадийный процесс столкновительного энергообмена с передачей энергии от возбужденного кластера к атому или молекуле фонового газа и спонтанным излучением фонового мономера:



В этом случае скорость возбуждения фоновой частицы пропорциональна концентрациям фонового газа и кластеров, а также вероятности энергообмена. Поскольку интенсивность свечения “следа” слабо зависит от положения электронного пучка, среднее время жизни возбужденного состояния кластера должно быть достаточным для преодоления кластером расстояния до области свечения (более $2 \cdot 10^{-4}$ с). По-видимому, этот механизм не противоречит полученным экспериментальным данным и является вероятным.

6. В предположении, что происходит трехстадийный процесс, при котором энергия передается в кластер путем коагуляции возбужденного ударом электрона мономера фонового газа (или струи) с последующим возбуждением за счет внутрикластерного энергообмена отдельных уровней энергии атомов кластера и дальнейшим испусканием фотона, имеем



В этом случае скорость возбуждения фонового мономера пропорциональна его концентрации. Данный механизм не противоречит выявленной бимодальности времени жизни возбужденных состояний (см. рис. 5).

3. Выводы. Показана возможность изучения сверхзвуковых потоков при моделировании элементов аэрокосмических аппаратов. Впервые исследован процесс формирования вторичного потока (“следа”) в режимах истечения с крупными кластерами. Определены процессы, инициирующие формирование “следа”, обосновано предположение об участии крупных кластеров. Показано, что глубина проникания фонового газа в струю, в том числе в “след”, зависит от размеров кластеров и от процесса конденсации в целом. Проанализированы механизмы, вызывающие флуоресценцию “следа”.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Бочкарев А. А., Великанов Е. Г., Ребров А. К. и др.** Газодинамические установки низкой плотности // Экспериментальные методы в динамике разреженных газов. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1974. С. 6–23.
2. **Prikhod'ko V. G., Khranov G. A., Yarygin V. N.** Large-scale cryogenic-vacuum facility for studying gas-dynamic processes // *Instrum. Experiment. Tech.* 1996. V. 39, N 2. P. 309–311.
3. **Гинзбург И. П.** Прикладная гидрогазодинамика. Л.: Изд-во Ленингр. гос. ун-та, 1958.
4. **Zarvin A. E., Kalyada V. V., Madirbaev V. Zh., et al.** Condensable supersonic jet facility for analyses of transient low-temperature gas kinetics and plasma chemistry of hydrocarbons // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2017. V. 45, iss. 5. P. 819–827.
5. **Зарвин А. Е., Каляда В. В., Яскин А. С. и др.** Экспериментальная установка для плазмохимических исследований // *Приборы и техника эксперимента.* 2016. № 6. С. 50–56.
6. **Кисляков Н. И., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г.** О структуре высоконапорных струй низкой плотности за сверхзвуковым соплом // *ПМТФ.* 1975. № 2. С. 42–52.
7. **Ярыгин В. Н., Герасимов Ю. И., Крылов А. Н. и др.** Газодинамика космических кораблей и орбитальных станций (обзор) // *Теплофизика и аэромеханика.* 2011. Т. 18, № 3. С. 345–372.
8. **Schumacher B. W., Gadamer E. O.** Electron beam fluorescence probe for measuring the local gas density in a wide field of observation // *Canad. J. Phys.* 1958. V. 36, N 6. P. 659–671.
9. **Бочкарев А. А., Косинов В. А., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г.** Измерение параметров газового потока с помощью электронного пучка // *Экспериментальные методы в динамике разреженных газов.* Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1974. С. 98–137.
10. **Greene F. T., Milne T. A.** Mass spectrometric detection of polymers in supersonic molecular beams // *J. Chem. Phys.* 1963. V. 39. P. 350–351.
11. **Melfi L. T. (Jr.), Brock F. J.** Molecular beam techniques applied to mass spectrometric thermospheric density measurements // *Rev. Sci. Instrum.* 1973. V. 44, iss. 10. P. 1524–1527.
12. **Зарвин А. Е., Яскин А. С., Каляда В. В.** Влияние конденсации на размеры сильно недорасширенных струй при истечении в разреженное затопленное пространство // *ПМТФ.* 2018. Т. 59, № 1. С. 99–106.
13. **Зарвин А. Е., Яскин А. С., Каляда В. В., Ездин Б. С.** О структуре сверхзвуковой струи в условиях развитой конденсации // *Письма в ЖТФ.* 2015. Т. 41, вып. 22. С. 74–81.
14. **Зарвин А. Е., Каляда В. В., Художитков В. Э.** Особенности регистрации кластеров в сверхзвуковых недорасширенных струях методом молекулярно-пучковой масс-спектрометрии // *Теплофизика и аэромеханика.* 2017. Т. 24, № 5. С. 691–702.
15. **Кочетов А. Д., Машков А. В., Зайцев В. В.** Влияние активационных процессов на физические параметры плазмы смесей аргона и кислорода // *Журн. физ. химии.* 1997. Т. 71, № 8. С. 1233–1238.
16. **Кисляков Н. И., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г.** Диффузионные процессы в зоне смешения сверхзвуковой струи низкой плотности // *ПМТФ.* 1973. № 1. С. 121–127.

17. **Hagena O. F., Obert W.** Cluster formation in expanding supersonic jets: effect of pressure, temperature, nozzle size, and test gas // J. Chem. Phys. 1972. V. 56, N 5. P. 1793–1802.
18. **Calo J. M., Axtmann R. C., Crowder L.** Collisional deactivation of CO₂ and CO luminescence // J. Chem. Phys. 1971. V. 54, N 12. P. 5428–5429.
19. **Ходорковский М. А., Артамонова Т. О., Мурашов С. В. и др.** Исследование процессов ионизации кластеров Ar_n, (H₂O)_n, Ar_n(H₂O)_m электронным ударом // Журн. техн. физики. 2009. № 1-79. С. 3–9.
20. **Kazakov V., Kazakov V., Meshkov O., et al.** Information system “Electronic Structure of Atoms”. Novosibirsk: Novosibirsk State Univ., 2017. [Электрон. ресурс]. Режим доступа: <http://grotrian.nsu.ru>.
21. **Van der Burgt P. J. M., McConkey J. W.** Detection of neutral metastable fragments from electron-impact on argon clusters // J. Chem. Phys. 1995. V. 102, N 21. P. 8414–8423.

Поступила в редакцию 4/VII 2018 г.
