УДК 533.599+533.6.011.8+533.9.082.5+536.423.4+537.53+544.277.6 DOI: 10.15372/PMTF202315325

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ СВЕРХЗВУКОВЫХ СТРУЙ РАЗРЕЖЕННЫХ ГАЗОВ В УСЛОВИЯХ РАЗВИТОЙ КОНДЕНСАЦИИ

К. А. Дубровин*,**, А. Е. Зарвин*, А. К. Ребров**

* Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, Новосибирск, Россия

** Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе, Новосибирск, Россия E-mails: akdubr@gmail.com, zarvin@phys.nsu.ru, rebrov@itp.nsc.ru

Рассмотрены особенности газовых течений из сверхзвуковых сопел в затопленное пространство в условиях кластерообразования. Излучение частиц в потоке инициировалось посредством хорошо сфокусированного высоковольтного электронного пучка. Регистрация излучения проводилась с помощью фотокамеры высокого разрешения и спектрометра с широким диапазоном длин волн. Показано, что для характерных размеров струй конденсирующихся газов во всем диапазоне исследованных значений давления торможения и фонового окружающего пространства применима такая же зависимость от параметров, как в случае внесения поправочного коэффициента для учета влияния конденсации, в свою очередь зависящего от размера кластеров. Представлена форма поправочного коэффициента. Исследованы зависимости от внешних параметров обнаруженного ранее процесса формирования вторичной внешней струи в потоках легкоконденсирующихся газов — "кластерного следа". Рассмотрены причины и условия возникновения данного эффекта. Проведено сравнение процессов формирования традиционной веретенообразной струи и новой вторичной. Представлены результаты измерения с помощью метода фотометрии диаметров традиционной и вторичной струй в максимальных сечениях, с различными режимами истечения. Рассмотрены причины различий процессов формирования традиционной струи и вторичного потока в условиях развитой конденсации частиц. Установлено влияние "кластерного следа" на процесс проникания газа из окружающего пространства внутрь сверхзвукового потока. Рассмотрены особенности излучения частиц "кластерного следа", получены оценки времени существования излучения в возбужденном состоянии.

Ключевые слова: сверхзвуковая струя, образование кластеров, внешний вторичный поток, кластерный след, электронный пучок, проникание фонового газа, время жизни частиц в возбужденном состоянии

Введение. Процесс формирования газовых струй за сверхзвуковыми соплами изучен достаточно хорошо. Во многих работах представлено детальное описание структуры газовых потоков, формируемых при истечении из сопел в затопленное пространство [1–12]. Особенностью таких течений является образование так называемой бочки, формируемой висячими скачками, областью смешения частиц струи с окружающим фоновым газом и замыкающим диском Маха, или Х-образной конфигурацией. При определенных условиях фиксируется последовательность из нескольких "бочек" [1, 7, 13].



Рис. 1. Визуализация сверхзвуковых струй азота (a) и аргона (b) посредством электронно-пучковой инициации излучения

Во многих исследованиях излучение частиц потока для визуализации холодных сверхзвуковых струй, истекающих в разреженную среду, инициируется высоковольтным электронным пучком [1, 2, 14, 15]. Наличие возбуждаемых долгоживущих уровней у молекул рабочих газов, возникновение эффекта рассеивания электронов пучка на частицах в фоновом газе, а также оттока электронов и ионов на заземленный сопловой блок, обусловливают наблюдаемое свечение не только в области возбуждения, но и выше и ниже по потоку. Характерный вид веретенообразной структуры с образованием X-образной конфигурации представлен на рис. 1, a для сверхзвуковой струи азота, истекающей из сверхзвукового сопла в условиях отсутствия или слабой конденсации. Ввиду большого градиента плотности частиц в потоке изображение на первичной фотографии, полученной с помощью фотокамеры, для наилучшего отображения структурных элементов потока на этапе постобработки преобразовано в оттенки серого и разделено на участки со сравнительно небольшим перепадом интенсивности излучения, каждый из которых оптимизировался по яркости, контрастности, балансу белого и глубине темных и светлых участков. В результате получено значительно более наглядное изображение потока (см. рис. 1,a).

Наблюдаемая на рис. 1, *a* веретенообразная структура характерна для сверхзвуковых газовых струй. Однако в [16] обнаружено, что она не является единственно возможной. В условиях развитой конденсации газа в струе при формировании кластеров больших размеров вниз по потоку за сверхзвуковым соплом формируется еще одна, параллельная структура значительно бо́льших размеров, чем традиционная "бочка", наблюдаемая на рис. 1, *б*. Данная структура обнаружена в потоке аргона в определенном диапазоне начальных значений параметров истечения и названа кластерным следом (рис. 1, *b* обработан аналогично рис. 1, *a*). Позднее ее также удалось визуализировать в потоке диоксида углерода [17].

Было сделано предположение, что данная структура образуется вследствие прохождения тяжелых кластеров через висячие скачки и область смешения истекающего газа. В результате образуется поток, внешний по отношению к традиционному и состоящий из постепенно уменьшающихся вследствие деструкции кластеров и захваченных ими при соударениях мономерных частиц ("кластерный след"). Ввиду малости энергии связи кластеры при столкновениях (как с частицами потока, так и с частицами фонового пространства) фрагментируются, поэтому границы "кластерного следа" в конечном счете также сходятся к оси потока, образуя структуру больших размеров, подобную традиционной веретенообразной структуре.

Авторы настоящей работы не располагают эффективными средствами непосредственного измерения размеров образовавшихся ассоциатов в "кластерном следе". Однако согласно [18] кластеры больших размеров концентрируются вблизи висячих скачков, тогда как в области диска Маха (Х-образной конфигурации) их концентрация резко уменьшается. Поэтому можно предположить, что формирование "кластерного следа" происходит преимущественно в периферийной области течения, однако в дальних областях течения возможно смыкание фронтов "кластерного следа" вследствие большого числа столкновений кластерных частиц с фоновым газом при сохранении кластеров достаточных размеров в "кластерном следе".

Экспериментальные методы измерений размеров кластеров включают рассеяние кластеров на частицах буферного газа [18], масс-спектрометрию [19, 20], рассеяние атомов гелия на кластерах [21], электронную дифрактометрию [22], тормозное излучение [23], рэлеевское рассеяние [24, 25] и др. Эти методы имеют ограничения и, как правило, не позволяют проводить измерения в широком диапазоне параметров разреженных потоков либо дают заниженные значения размеров кластеров (как, например, масс-спектрометрия с электронной ионизацией). Однако в большинстве экспериментальных работ используется зависимость, предложенная в [26], согласно которой средний размер формируемых кластеров $\langle S \rangle$ определяется на основе начальных параметров истечения газа из сопла:

$$\langle S \rangle = a_1 \left(\frac{\Gamma^*}{1000}\right)^{a_2},\tag{1}$$

где $a_1 = 38,4, a_2 = 1,64$ — числовые постоянные коэффициенты; Γ^* — безразмерный параметр подобия Хагены, в случае осесимметричного течения принимающий вид

$$\Gamma^* = a_3 P_0 d_{eq}^q T_0^{sq-i}$$

 $d_{eq} = a_4(\gamma) d_*/ \operatorname{tg} \alpha$ — эквивалентный диаметр сопла; a_3, a_4, q, s, i — числовые коэффициенты, зависящие от сорта газа; P_0, T_0 — давление и температура торможения газа; d_* — диаметр критического сечения сопла; α — величина полуугла раствора сопла. Формула (1) достаточно точно описывает величину $\langle S \rangle$, а вносимые в нее другими авторами поправки не приводят к существенным изменениям получаемого результата.

Ван-дер-ваальсовы кластеры являются неустойчивой формой, так как энергия их связи, как правило, порядка 1 эВ. При столкновении с электронами или высокоэнергетическими частицами кластер может распадаться до атомов или молекул, его составляющих. Вследствие этого использование при изучении кластерных потоков электронно-пучковых методик с диагностическим электронным пучком высокой энергии осложнено возможностью вероятностных процессов испарения, деструкции или фрагментации [27] кластеров в зависимости от их размера. Осложняющими факторами являются также особенности процессов перераспределения энергии возбуждения различных газов и газовых смесей, объединившихся в кластеры, и сопутствующего излучения [28]. Тем не менее в настоящее время применение электронно-пучковых методов является одним из наиболее эффективных методов исследования разреженных газовых струй с кластерами.

Целью настоящей работы является исследование влияния процесса конденсации на газодинамику традиционного сверхзвукового потока и "кластерного следа", выявление режимов и особенностей формирования новой газодинамической структуры, а также изучение аномалии в процессе излучения частиц в кластированных потоках, инициированных электронным пучком.

1. Экспериментальное оборудование. Эксперименты проводились на газодинамическом лабораторном стенде ЛЭМПУС-2 Новосибирского национального исследовательского государственного университета [29] (рис. 2). Расположенная на собственном координатном механизме внутри камеры расширения 1 форкамера с соплом 2 формирует сверхзвуковую струю газа или смеси газов 3. Конструкция форкамеры позволяет устанавливать как звуковые, так и сверхзвуковые сопла. В настоящей работе использовались сверхзвуковые конические сопла со следующими параметрами: $d_* = 0,256$ мм, $d_a = 1,55$ мм, L = 3,55 мм, $\alpha = 10,3^\circ$, $M_a = 8,1$ (сопло 1) и $d_* = 0,24$ мм, $d_a = 1,55$ мм, L = 3,0 мм,



Рис. 2. Схема экспериментального стенда ЛЭМПУС-2: 1 — вакуумная камера, 2 — газовый источник, 3 — газовая струя, 4 — источник электронов, 5 — электронный пучок, 6 — коллектор электронов, 7 — оптическое окно, 8 — линза, 9 — спектрометр на координатном механизме

 $\alpha = 12,3^{\circ}, M_a = 8,5$ (сопло 2) (d_a — диаметр выходного сечения сопла; L — длина диффузорной части сопла; M_a — геометрическое число Маха на срезе сопла, рассчитанное по газодинамическим параметрам для истечения аргона). Из стационарного источника электронов 4 испускается хорошо сфокусированный электронный пучок 5 с энергией электронов, равной $8 \div 10$ кэВ, силой тока $10 \div 100$ мА и диаметром менее 1,5 мм, предназначенный для инициации излучения в газовом потоке. Сила тока пучка электронов контролируется с помощью амперметра, подключенного к коллектору 6, расположенному в нижней части вакуумной камеры. Наблюдение за инициированным излучением проводится через оптическое кварцевое окно 7. Представленная на рис. 2 оптическая схема предполагает фокусировку наблюдаемого излучения кварцевой короткофокусной линзой 8 на щель спектрометра 9. В других вариантах регистрации излучения вместо спектральной аппаратуры устанавливается фотоаппарат, видеокамера либо сканер с длинной ПЗС-линейкой. Оси потока X, оптического тракта Y и электронного пучка Z, принятые в качестве системы координат, образуют тройку взаимно ортогональных векторов.

Вакуумная система откачки включает высоковакуумные турбомолекулярные насосы на магнитном подвесе с соответствующими форвакуумными безмасляными насосами, а также гелиевые криогенные насосы. Рабочее давление в фоновом пространстве вакуумной камеры может поддерживаться в диапазоне $10^{-4} \div 10^2$ Па, давление торможения — в диапазоне 0,007 \div 1,500 МПа, температура торможения — в диапазоне 250 \div 350 К. Значения давления и температуры контролируются с помощью датчиков с погрешностью, не превышающей 0,5 %.

2. Обсуждение результатов исследования. Формирование кластеров в струе требует проверки применимости известных газодинамических моделей в условиях истечения при развитой конденсации. Как известно, для определения линейных размеров расширяющегося сверхзвукового потока широко используется зависимость, предложенная в работе [30]. В частности, известна зависимость, связывающая поперечные размеры сверхзвуковой струи и начальные параметры истечения:

$$\frac{r_m}{d_*} = k \sqrt{\frac{P_0}{P_\infty}} \,, \tag{2}$$

где r_m — радиус потока в максимальном сечении; P_{∞} — давление в фоновом пространстве; k — постоянный коэффициент пропорциональности, зависящий от сорта газа.

В работе [31] установлено, что продольные размеры традиционной веретенообразной струи на участке от выхода из сопла до области формирования X-образной конфигурации могут быть описаны аналогичной зависимостью, однако с увеличением конденсации в потоке коэффициент пропорциональности перестает быть постоянным. Например, в струях молекулярного азота данный коэффициент возрастает от широко используемого значения 0,67 до значения 1,00 [32] при достижении кластерами среднего размера, согласно [26] превышающего 100. Аналогичный результат получен также в случае сверхзвуковых струй аргона. Ранее было сделано предположение, что увеличение размеров кластеров, а также доли конденсата в потоке приводит к расширению струи, вследствие чего продольные размеры традиционной струи увеличиваются. Естественно предположить, что аналогичным образом кластеризация сверхзвукового потока оказывает влияние не только на продольный размер струи, но и на поперечный.

Вследствие обнаружения в кластированных струях нового структурного элемента -"кластерного следа" — возникла необходимость проверки вероятности его изменения под влиянием процесса конденсации. Следует отметить, что в отличие от режимов с замыкающим диском Маха в условиях формирования веретенообразной структуры (так называемой Х-образной конфигурации) с нечетко определяемой областью смыкания висячих скачков точно определить продольную границу первой "бочки" ячеистой структуры недорасширенной струи невозможно. Продольный размер "кластерного следа" существенно превышает размеры первой "бочки" традиционной струи, и область смыкания его границ выходит за пределы области наблюдения используемой вакуумной установки. В отличие от традиционной структуры сверхзвуковой струи частицы "кластерного следа" вследствие столкновений с фоновым газом уменьшаются и, по-видимому, быстрее выходят из состояния возбуждения. Визуальное наблюдение свечения в этой области оказывается затруднительным. Поэтому в настоящей работе проведены фотометрические измерения только поперечных размеров "кластерного следа", а также первой "бочки" традиционной струи путем измерения диаметров традиционной D_i и кластерной D_w струй в их максимальных сечениях (удвоенные величины представленного в зависимости (2) радиуса). Следует отметить, что точность определения границы висячих скачков невысока вследствие размытости границ этой зоны во многих режимах и оценивалась с погрешностью 5–12 % в зависимости от режима истечения.

Были определены зависимости рассматриваемых размеров от давления газа в фоновом пространстве P_{∞} при фиксированных значениях параметров торможения, давлении P_0 и температуры T_0 , когда средний размер кластеров $\langle S \rangle$, оцененный по формуле (1), не меняется, а также при изменении давления P_0 , т. е. в условиях вариации среднего размера кластеров в потоке при фиксированных T_0 и P_{∞} . Следует отметить, что, несмотря на рост расхода истекающего газа при увеличении P_0 , давление окружающего фонового газа P_{∞} удавалось поддерживать постоянным за счет регулирования откачивающей способности вакуумной системы установки ЛЭМПУС-2. Параметры истечения в проведенных измерениях представлены в таблице, а визуализация течения — на рис. 3. В таблице $\operatorname{Re}_L = \operatorname{Re}_* / \sqrt{P_0/P_{\infty}}$ — число Рейнольдса, вычисленное по характерному размеру истечения (расстоянию от среза сопла до прямой ударной волны (диска Маха)).

Результаты первой серии измерений диаметров D_j и D_w (режимы 1.1–1.5) при изменении давления P_{∞} и неизменной кластеризации потока подтвердили линейную зависи-

Параметры истечения аргона из сверхзвукового сопла 1				
Режим	<i>P</i> ₀ , кПа	P_{∞}, Π а	$\langle S \rangle$	Re_L
1.1 (рис. 3,а)	400	1	≈ 1500	26,5
1.2 (рис. 3,б)	400	2	≈ 1500	37,4
1.3 (рис. 3, в)	400	3	≈ 1500	45,8
1.4 (рис. 3,г)	400	4	≈ 1500	52,9
1.5 (рис. 3, d)	400	5	≈ 1500	59,1
2.1 (рис. 3, е)	800	3	>6000	64,8
2.2 (рис. 3,ж)	600	3	>4000	56,1
2.3 (рис. 3,3)	400	3	≈ 1500	45,8
2.4 (рис. 3, и)	200	3	300	32,4
2.5 (рис. 3, к)	100	3	60	22,9



Рис. 3. Визуализация истечения аргона в различных режимах, представленных в таблице: $a\!-\!\partial$ — режимы 1.1–1.5, $e\!-\!\kappa$ — режимы 2.1–2.5



Рис. 4. Зависимости измеренных диаметров традиционной струи $D_j(a)$ и "кластерного следа" $D_w(6)$ в их максимальном сечении от давления P_{∞}



Рис. 5. Зависимости измеренных диаметров традиционной струи $D_j(a)$ и "кластерного следа" $D_w(b)$ в их максимальном сечении от давления P_0

мость (2) от величины $d_*\sqrt{P_0/P_h}$ (рис. 4). Получены коэффициенты пропорциональности для поперечных размеров традиционной первичной "бочки" (см. рис. 4,*a*) ($k_j \approx 0.21/2$) и для "кластерного следа" ($k_w \approx 0.60/2$). Заметим, что коэффициент пропорциональности для продольного размера в этих условиях также не изменялся, однако существенно превышал традиционное значение ($k \approx 0.55$) и составлял $k \approx 0.8$. Отношение длины "кластерного следа" к длине первичной "бочки" больше отношения их поперечных размеров, что может быть обусловлено величиной угла наклона линий тока, под которым кластеры покидают первичную "бочку". В любом случае объяснение связано со столкновительными процессами между кластерами и мономерами фонового газа.

При проведении второй серии измерений (режимы 2.1-2.5 (см. таблицу)) установлено, что аналогичные зависимости описать с помощью линейной функции невозможно (рис. 5). Коэффициенты пропорциональности во второй серии измерений увеличивались с увеличением P_0 .

Результаты анализа, выполненного на основе нескольких серий измерений с соплом 2 в широком диапазоне значений давления торможения, показали, что в зависимости от среднего размера кластеров $\langle S \rangle$, вычисленного по формулам [26], имеющиеся экспериментальные значения коэффициентов пропорциональности k_j и k_w можно объединить в общие зависимости как для традиционной струи, так и для "кластерного следа". (Коэффициент k из формулы (2), оцененный для поперечного размера традиционной недорасширенной струи, обозначен через k_j , тогда как для "кластерного следа" — k_w .) Полученные обобщения приведены на рис. 6. Поскольку выход на асимптоту при $\langle S \rangle \to 0$ более нагляден в логарифмических координатах по оси абсцисс, а при $\langle S \rangle \to \infty$ в линейных, графики приведены в обоих вариантах.



Рис. 6. Зависимости числовых коэффициентов k_j (a, δ) и k_w (e, c) для традиционной струи (a, e) и "кластерного следа" (δ, c) соответственно от среднего размера кластеров $\langle S \rangle$ в потоке в проведенных сериях измерений

Как показывают оценки, в разных сериях для различных сопел коэффициенты k_j в случае традиционной струи могут быть описаны единой аппроксимирующей зависимостью

$$k_j(\langle S \rangle) = k^{\min} + \Delta k \left(1 - e^{\langle S \rangle/q} \right), \tag{3}$$

где k^{\min} — значение числового коэффициента k_j в отсутствие конденсации ($\langle S \rangle = 1$); k^{\max} — максимальное значение коэффициента k_j в кластированном потоке при $\langle S \rangle \to \infty$; $\Delta k = k^{\max} - k^{\min}$; q = 1650 — постоянный числовой коэффициент. Зависимость (3), полученная для диапазона 330 $\langle S \rangle < 6200$, объясняет изменение коэффициента k_j на рис. $6, a, \delta$. В отсутствие конденсации ($\langle S \rangle = 1$) поправочный множитель равен нулю, и значение коэффициента $k_j = k^{\min}$ соответствует формуле (2). При увеличении среднего размера кластеров значение коэффициента k_j стремится к новому пределу, обусловленному ограничением доли конденсата в струе, а также пределом эффективности рассеяния мономерного фона на кластерных частицах при стремлении соотношения их масс к бесконечности.

Несмотря на то что "кластерный след" формируется иначе, чем традиционная струя, верхний предел для значения коэффициента k_w также должен иметь верхнюю асимптотику, определяемую эффективностью рассеяния мономерного фона на кластерных частицах. Однако при уменьшении размера кластеров в данной зависимости имеется предел, ниже которого образования "кластерного следа" в потоке не происходит. При этом данное значение не может быть строго фиксированным, так как для различных значений числа Рейнольдса Re_L условия прохождения кластерами одинакового размера висячих скачков также различаются. Поэтому обобщение экспериментальных данных для серий измерений "кластерного следа" (см. рис. 6,6,*c*) является неточным. Как следует из приведенных результатов, постепенный разворот линий тока в "кластерном следе", как и в первичной "бочке", обусловлен столкновениями кластерных частиц с мономерным фоновым газом. При столкновениях кластеры должны постепенно уменьшаться, поскольку энергия связи частиц в кластере сопоставима с кинетической энергией при столкновении кластеров с мономерным фоном. Следует отметить, что этот процесс также является нелинейным, поскольку процессы разрушения кластеров большого и малого размера, очевидно, различаются. Теоретическая модель такого процесса пока не создана вследствие наличия большого количества участвующих частиц и множества неизвестных в настоящее время параметров. Тем не менее представляет интерес сравнение эффективности, степени проникания и доли проникающих частиц не только в первичной "бочке", но и в более разреженном "кластерном следе".

Формирование "кластерного следа" во внешнем поле сверхзвуковой струи вносит изменения в структуру всего потока, что оказывает влияние на газодинамические процессы, протекающие в нем. Это подтверждается результатами проведения измерений доли фонового газа, проникающего внутрь потока. Выполнены измерения при истечении аргона в фоновое пространство, в которое добавлялся азот. Такая методика использовалась в работе [33]. Для определения интенсивности свечения аргона выбрана линия возбужденного атома Ar_I при длине волны 750,4 нм. Доля проникающего азота измерялась при регистрации полосы 0–0 первой отрицательной системы полос N₂⁺ (391,4 нм).

Результаты экспериментов представлены на рис. 7. Визуализация потока аргона для двух сечений, в которых при измерениях интенсивности свечения находился электронный луч, приведена на рис. 7,6: $X_{n(1)}$ — в области первой "бочки" традиционной струи, $X_{n(2)}$ — в области второй "бочки" и интенсивного свечения "кластерного следа". На рис. 7,*a* показана зарегистрированная доля проникающего в струю азота. Измерения выполнены путем сканирования поперечного профиля интенсивности свечения полосы 0–0 азота (ось Z) (X_j , Z_j — продольные и поперечные размеры первой "бочки", Z_t — поперечный размер "кластерного следа", D — линейный размер шайбы сопла). Точка A соответствует выходу амплитуды свечения азота на фоновое значение в традиционной струе, точка C — аналогичное значение в области присутствия "кластерного следа", точка B является точкой перегиба штриховой линии.

Согласно рис. 7,*а* в начальной области потока (до середины традиционной веретенообразной струи) профиль доли проникающего фонового газа является типичным и аналогичен зарегистрированному в мономерных потоках [33]: на оси потока свечение азота отсутствует (проникания фонового газа не наблюдается), а за пределами потока достигает 100 % (что соответствует области не возмущенного потоком фонового газа). В области второй "бочки" традиционной струи (сечение $X_{n(2)}$) интенсивность свечения азота достигает 100 % лишь за границами "кластерного следа", в то время как на границе традиционной струи наблюдается отчетливый перегиб профиля, свидетельствующий о влиянии "кластерного следа" на процесс проникания. Следует отметить, что принцип действия этого эффекта является, по-видимому, иным.

Развитие "кластерного следа" обнаружено визуально путем наблюдения за потоком аргона в условиях интенсивного кластерообразования. Однако при проведении на оси электронного пучка спектральных измерений в потоках со сформированным "кластерным следом" свечения в его области не обнаружено. На рис. 8, *а* представлены поперечные профили нормированной на максимальное значение интенсивности излучения I_n , зарегистрированные для различных линий аргона, соответствующих различным переходам (Ar–I, Ar–II), при расположении электронного пучка на расстоянии 136,5 мм от среза сопла, что соответствует локализации измерений за пределами первой традиционной веретенообразной струи, т. е. в условиях наблюдения за внешним потоком. Максимальные значения на про-



Рис. 7. Поперечные профили доли проникающего фонового газа, зарегистрированные на различных расстояниях от оси струи (*a*), и визуализация измерений (δ) при $P_0 = 400$ кПа, $P_h = 2,93$ Па, $\langle S \rangle = 1,2 \cdot 10^3$: сплошная линия — сечение $X_{n(1)} = 42,3$ мм, штриховая — $X_{n(2)} = 119,8$ мм

филях регистрируются в точке y = 0, что соответствует оси потока. Таким образом, исходя из полученных данных, в области возбуждения потока (на электронном пучке) излучение, визуализирующее "кластерный след", не регистрируется. Однако результаты измерений при смещении локализации спектральной оптики за пределы возбуждающего электронного пучка вниз по потоку (рис. 8, 6) показали, что форма профилей существенно изменяется. Был зарегистрирован второй максимум в области, соответствующей согласно фотометрическим измерениям яркому свечению "кластерного следа". Следует также отметить, что обнаруженный пик интенсивности излучения зарегистрирован лишь на некоторых линиях. Следовательно, излучение в области "кластерного следа" возникает с задержкой по времени, что может объяснять причину отсутствия свечения в этой области непосредственно на электронном пучке. Селективность излучения в "кластерном следе" на отдельных линиях свидетельствует о наличии особенностей процессов энергообмена в кластерах.

В предположении о задержке высвечивания частиц в "кластерном следе" проведена серия измерений скорости затухания излучения возбужденных частиц за пределами электронного пучка. Известно, что при выходе частиц из области возбуждения интенсивность флюоресценции со временем уменьшается по экспоненциальной зависимости

$$I(t) = I(0) \operatorname{e}^{-t/\tau},$$

где I(t) — интенсивность свечения в момент времени t; I(0) — интенсивность свечения в момент прекращения возбуждения флюоресценции; τ — длительность люминесценции



Рис. 8. Поперечные профили нормированной интенсивности I_n аргона, зарегистрированные при расположении электронного пучка на расстоянии 136,5 мм непосредственно в области возбуждения (a) и при смещении области измерений на 5 мм от пучка вниз по потоку (δ) при различных значениях длины волны: $1 - \lambda = 549,6$ нм, $2 - \lambda = 591,2$ нм, $3 - \lambda = 603,2$ нм, $4 - \lambda = 750,3$ нм, $5 - \lambda = 763,5$ нм, $6 - \lambda = 811,5$ нм

(среднее время жизни частицы в возбужденном состоянии). Следовательно, по формуле $I(\tau) = 0.37 \cdot I(0)$ можно определить среднее время жизни частиц в возбужденном состоянии.

Расстояние между электронным пучком и зоной локализации измерений в проведенной серии было преобразовано во временные интервалы исходя из допущения, что в сверхзвуковой струе за выходным срезом сверхзвукового сопла скорость потока быстро достигает предельного значения v_{max} , определяемого выражением

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

где $R_g = R/M$ — газовая постоянная; $R = 831 \ \text{Дж}/(\text{моль} \cdot \text{K})$ — универсальная газовая постоянная; $M = 0.04 \ \text{кг/моль}$ — молярная масса аргона. При таких условиях отличие реальной скорости частиц от предельной не превышает нескольких процентов. В данной модели также пренебрегается проскальзыванием кластеров относительно мономеров и потерями скорости больших кластеров при прохождении через висячий скачок. На рис. 9 представлены зависимости от времени приведенной интенсивности излучения I_n за пределами электронного пучка, расположенного на расстоянии 31,5 мм от сопла, для длин волн, представленных на рис. 8. Изменение интенсивности излучения болизи оси электронного пучка объясняется уменьшением размеров области наблюдений, проводимых с помощью оптической системы, размерами электронного пучка и формированием вокруг него области электронов, рассеянных на частицах фонового газа. За пределами зависимостями. Точка,



Рис. 9. Зависимость от времени интенсивности излучения частиц аргона вниз по потоку от электронного пучка, расположенного на расстоянии 31,5 мм от сопла, при различных значениях длины волны:

 $1-\lambda=427,7$ нм, $2-\lambda=549,6$ нм, $3-\lambda=591,2$ нм, $4-\lambda=603,2$ нм, $5-\lambda=750,3$ нм, $6-\lambda=763,5$ нм, $7-\lambda=811,5$ нм

в которой профиль уменьшается в 0,37 раза относительно пикового значения $I_n(0)$, соответствует среднему времени жизни данного возбужденного состояния в потоке. Таким образом, среднее время жизни возбужденных состояний, соответствующих на рис. 8 полученным при визуализации границам "кластерного следа", в два раза больше среднего времени жизни возбужденных состояний, которые на "кластерный след" не реагируют. Однако полученные значения времени жизни не соответствуют табличным [34], что, повидимому, указывает на наличие внутрикластерных процессов в возбужденных частицах "кластерного следа", а различия для разных длин волн, вероятно, обусловлены особенностями столкновительного энергообмена с участием частиц "кластерного следа".

Заключение. В работе исследованы особенности истечения сверхзвуковых потоков разреженных газов из сверхзвуковых сопел в затопленное пространство в условиях развитой конденсации. Установлено, что предложенная в [30] зависимость для характерных размеров струй в условиях интенсивного кластерообразования применима только при внесении поправочного коэффициента для учета влияния конденсации, зависящего от размера кластеров. Представлена форма поправочного коэффициента. Рассмотрен обнаруженный ранее эффект формирования вторичной внешней струи ("кластерного следа") в потоках легкоконденсирующихся газов, изучены причины и выявлены границы области, в которой он возникает. Проведено сравнение процессов формирования традиционной веретенообразной струи и "кластерного следа". Представлены результаты измерения диаметров традиционной и вторичной струй в максимальных сечениях при различных режимах истечения. Рассмотрены процессы формирования традиционной струи и вторичного потока в условиях развитой конденсации частиц. Обнаружено влияние "кластерного следа" на процесс проникания фонового газа в сверхзвуковой поток. Изучены особенности излучения частиц "кластерного следа", инициированного электронным пучком.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кисляков Н. И., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г. О структуре высоконапорных струй низкой плотности за сверхзвуковым соплом // ПМТФ. 1975. № 2. С. 42–52.

- 2. Кузнецов Л. И., Ребров А. К., Ярыгин В. Н. Высокотемпературные струи аргона низкой плотности за звуковым соплом // ПМТФ. 1975. № 3. С. 82–87.
- 3. Антохин В. М., Жохов В. А., Хомутский А. А. Методика определения формы "висячего" скачка уплотнения в сильно недорасширенной струе газа // Учен. зап. Центр. аэрогидродинам. ин-та. 1989. Т. 20, № 6. С. 96–99.
- 4. **Мурзинов И. Н.** Параметры подобия при истечении сильно недорасширенных струй в затопленное пространство // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1971. № 4. С. 143–149.
- 5. Запрягаев В. И., Солотчин А. В., Киселев Н. П. Исследование структуры сверхзвуковой струи при изменении входного участка сопла // ПМТФ. 2002. Т. 43, № 4. С. 58–64.
- Belan M., de Ponte S., Tordella D. Determination of density and concentration from fluorescent images of a gas flow // Experim. Fluids. 2008. V. 45. P. 501–511.
- 7. Бойко В. М., Доставалов А. В., Запрягаев В. И. и др. Исследование структуры сверхзвуковых неизобарических струй // Учен. зап. Центр. аэрогидродинам. ин-та. 2010. Т. 41, № 2. С. 44–58.
- 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.
- Ieshkin A. E., Danikov A. V., Chernysh V. S., et al. Visualization of supersonic flows with bow shock using transversal discharges // J. Visualizat. 2019. V. 22, N 4. P. 741–750.
- Suguwara S., Nakao S., Miyazato Y., et al. Quantitative flow visualization of slightly underexpanded microjets by Mach — Zehnder interferometers // Flow, Turbulence Combast. 2021. V. 106. P. 971–992.
- 11. Patel M., Thomas J., Joshi H. C. Experimental investigation of rarefied flows through supersonic nozzles // Vacuum. 2023. V. 211. 111909.
- Mironov S. G., Aniskin V. M., Korotaeva T. A., Tsyryulnikov I. S. Effect of the Pitot tube on measurements in supersonic axisymmetric underexpanded microjets // Micromachines. 2019. V. 10, N 4. 235. DOI: 10.3390/mi10040235.
- van Hinsberg N. P., Rösgen T. Density measurements using near-field background-oriented Schlieren // Experim. Fluids. 2014. V. 55. 1720.
- Gochberg L. A. Electron beam fluorescence methods in hypersonic aerothermodynamics // Progr. Aerospace Sci. 1997. V. 33. P. 431–480.
- Mohamed A. K., Bonnet J., Larigaldie S., et al. Electron beam fluorescence in hypersonic facilities // J. Aerospace Lab. 2009. N 1. AL01-08.
- 16. 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, № 22. С. 74–80.
- 17. Dubrovin K. A., Zarvin A. E., Kalyada V. V., Yaskin A. S. Influence of the outflow initial parameters on the transverse dimensions of underexpanded argon jets in presence of condensation // Vacuum. 2023. V. 207. 111651.
- de Martino A., Benslimane M., Chatelet M., et al. Average cluster size determination in supersonic beams from angular distribution measurements after scattering by a buffer gas // Z. Phys. D. Atoms, Molecules and Clusters. 1993. V. 27. P. 185–192.
- 19. Востриков А. А., Дубов Д. Ю., Самойлов И. В. Масс-спектрометрическое наблюдение малых кластеров азота // Журн. техн. физики. 1994. Т. 64, № 12. С. 120–123.
- 20. Ходорковский М. А., Артамонова Т. О., Мурашов С. В. и др. Исследование состава смеси паров воды с аргоном методом масс-спектрометрии сверхзвукового молекулярного пучка // Журн. техн. физики. 2007. Т. 77, № 10. С. 16–23.

- Buck U., Krohne R. Cluster size determination from diffractive He atom scattering // J. Chem. Phys. 1996. V. 105, N 3. P. 5408–5415.
- 22. Danylchenko O. G., Kovalenko S. I., Konotop O. P., Samovarov V. N. Electron diffraction data on nucleation and growth of an hcp phase in homogeneous (Ar) and heterogeneous (Ar–Kr) clusters // Low Temperature Phys. 2014. V. 40, N 12. P. 1083–1086.
- Горчакова Н. Г., Сковордко П. А., Ярыгин В. Н. Влияние гомогенной конденсации на газодинамику и излучение свободной струи углекислого газа // Инж.-физ. журн. 1985. Т. 49, № 1. С. 5–10.
- Lee B. R., Singh P. K., Rhee Y. J., Nam C. H. Spatiotemporal characteristics of highdensity gas jet and absolute determination of size and density of gas clusters // Sci. Rep. 2020. V. 10. 12973.
- 25. Patel M., Geethika B. R., Thomas J., Joshi H. Spatial mapping of low pressure cluster jets using Rayleigh scattering // Sci. Rep. 2023. V. 13. 6338.
- Hagena O. Condensation in free jets: comparison of rare gases and metals // Z. Phys. D. Atoms, Molecules Clusters. 1987. V. 4. P. 291–299.
- Schütte S., Buck U. Strong fragmentation of large rare gas clusters by high energy electron impact // Intern. J. Mass Spectrometry. 2002. V. 220. P. 183–192.
- 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. P. 247–265.
- Zarvin A. E., Kalyada V. V., Madirbaev V. Z., 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, N 5. P. 819–827.
- Ashkenas H. Z., Sherman F. S. The structure and utilization of supersonic free jets in low density wind tunnels // Rarefied gas dynamics. N. Y.: Acad. Press, 1966. V. 2. P. 84–89.
- 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.
- Zarvin A. E., Kalyada V. V., Yaskin A. S., et al. Features of registration methods for clustered supersonic jets // Conf. Ser. J. Phys. 2018. V. 1128. 012096.
- 33. Кисляков Н. И., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г. Диффузионные процессы в зоне смешения сверхзвуковой струи низкой плотности // ПМТФ. 1973. № 1. С. 121–127.
- Kazakov V. V., Kazakov V. G., Kovalev V. S., et al. Electronic structure of atoms: atomic spectroscopy information system // Phys. Scripta. 2017. V. 92. 105002.

Поступила в редакцию 1/VI 2023 г., после доработки — 7/VI 2023 г. Принята к публикации 26/VI 2023 г.