

УДК 533.6.011.8+535.242+544.277.6+537.533

К модели метрирования сверхзвуковых недорасширенных газовых струй в условиях конденсации*

К.А. Дубровин^{1,2}, А.Е. Зарвин², В.В. Каляда², А.С. Яскин²

*¹Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

²Новосибирский государственный университет

Email: akdubr@gmail.com

На основе измерений, выполненных с использованием метода фотовизуализации, в потоке аргона выявлено влияние крупных вандерваальсовых кластеров на поперечные размеры сверхзвуковой недорасширенной струи. В диапазоне средних размеров формируемых кластеров $330 < \langle S \rangle < 6200$ част./кл. предложена модель поправок к известным газодинамическим эмпирическим зависимостям, сформированным в отсутствие конденсированной фазы, учитывающая особенности истечения газов из сверхзвукового сопла в условиях развитой конденсации. Рассмотрены возможные причины уширения газовых потоков в условиях развитой конденсации. Проведена апробация модели поправок в потоках с развитой конденсацией на ряде сверхзвуковых конических сопел.

Ключевые слова: газодинамика, сверхзвуковые потоки, аргон, процесс конденсации, визуализация, кластеры.

Введение

Изучение процесса истечения газов и газовых смесей из сопел различных конфигураций имеет большую экспериментальную и теоретическую базу [1–4]. В результате проведенных за последние полвека исследований сформулирован широкий спектр теоретических и эмпирических моделей, позволяющих с достаточной точностью предсказывать газодинамику истечения без необходимости экспериментальной верификации [5–8].

Одним из направлений исследований при моделировании адиабатического истечения газов из сопел явилось изучение вандерваальсовых кластеров, образующихся в расширяющемся потоке [9–13]. Так, были проанализированы условия образования и роста кластеров различных газов, в результате чего получена и развита эмпирическая модель расчета среднего размера кластеров в потоке [9, 10].

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 22-19-00750) с использованием оборудования центра коллективного пользования «Прикладная физика» физического факультета НГУ.

В рамках проводимых работ по экспериментальному моделированию процессов истечения сверхзвуковых струй в разреженное пространство было установлено, что вследствие формирования в сверхзвуковых струях больших кластеров имеет место изменение размеров и форм таких струй [4, 14–17]. В настоящем исследовании рассматривается применимость моделей [1–3], определяющих связь начальных параметров истечения с физическими размерами потока, при описании поперечных размеров первой «бочки» в потоке аргона в условиях развитой конденсации.

1. Описание установки

Работа проводилась на экспериментальном лабораторном газодинамическом стенде «ЛЭМПУС-2» [18]. В левой части рисунка 1 схематически изображен внешний вид основной вакуумной камеры, в правой — принципиальная схема измерений. Форкамера со сверхзвуковым соплом (1) размещалась внутри вакуумной камеры (2). Направление газового потока (3) совпадало с направлением оси X вакуумного объема. Источник электронов (4) генерировал сфокусированный вдоль оси Y высоковольтный электронный пучок (5), инициировавший излучение нейтральных газовых частиц внутри разреженного вакуумного объема. Регистрация светящегося объекта осуществлялась через оптическое окно (6) посредством фотокамеры Nikon D7200 (7). Оси газового потока (X), электронного пучка (Y) и оптического прибора (Z) имели взаимно ортогональное расположение. Камера была оснащена блоком турбомолекулярных и гелиевых криогенных насосов (8). Вакуумная откачная система обеспечивала внутри камеры расширение давления в фоновом пространстве P_∞ в диапазоне 10^{-4} – 10^2 Па. Экспериментальный стенд с целью проведения измерений давления в камере расширения в диапазоне 0,0133–133 Па (с погрешностью 0,25 %) был оборудован вакуумметром Agilent Technologies CDG-500. Для измерений в более широком диапазоне давления окружающей среды использовался вакуумметр Micro-Ion Plus производства Helix Technology Corporation (с погрешностью измерений 10–15 %). Давление в магистрали подачи газа задавалось в диапазоне 3–1000 кПа. Давление P_0 в форкамере сопла (давление торможения) измерялось с помощью мембранного датчика абсолютного давления Siemens Sitrans P7MF1564 (с погрешностью 0,25 %).

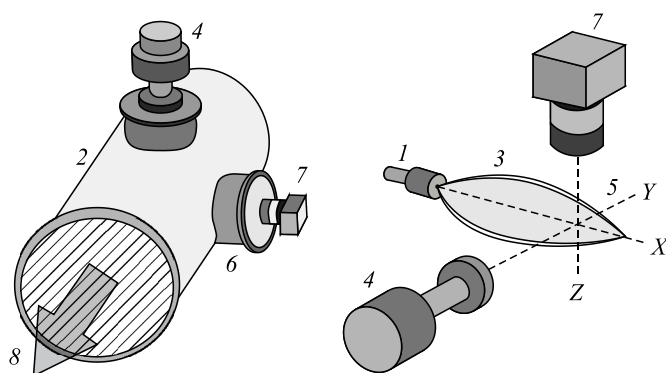


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки.

- 1 — форкамера с соплом, 2 — камера расширения,
 3 — сверхзвуковая недорасширенная струя газа,
 4 — источник электронов, 5 — электронный пучок,
 6 — оптическое окно, 7 — фотокамера Nikon D7200,
 8 — путь к вакуумной откачной системе;
 X — ось газового потока, Y — ось электронного пучка,
 Z — оптическая ось.

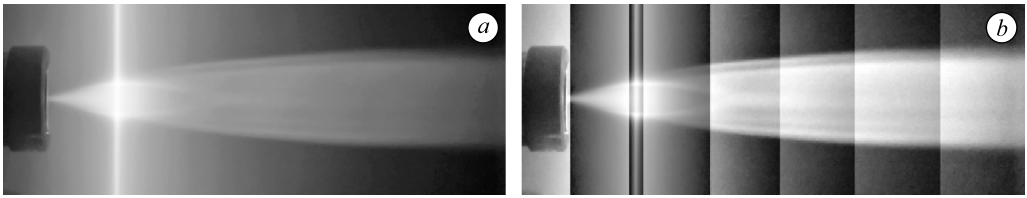


Рис. 2. Визуализация сверхзвукового потока аргона в условиях кластерообразования посредством инициации излучения электронным пучком.

a — первичная фотография, *b* — фотография после обработки.

при максимальных значениях). Измерения температур торможения T_0 и фонового пространства T_∞ осуществлялись (с погрешностью до 0,1 %) при помощи термометров, установленных на форкамере сопла и на стенке экспериментального стенда соответственно.

Разреженные потоки холодного ($T_0 \sim 300$ К) нейтрального газа не обладают собственным свечением. Ввиду этого основой метода визуализации являются возбуждения электронным лучом короткоживущих электронных переходов аргона как в струе, так и в фоновом газе (выше и ниже струи) [19–22]. Фотография на рис. 2*a* получена при инициации излучения частиц потока пересекающим струю сфокусированным электронным пучком с энергией электронов $E_e = 10$ кэВ. На этапе постобработки для улучшения качества изображения структурных элементов потока первичная фотография (рис. 2*a*) конвертировалась в оттенки серого, разделялась 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 чего получалось итоговое, значительно более информационно емкое изображение того же потока (рис. 2*b*).

На рис. 2*a* основная яркая зона — область возбуждения электронным лучом короткоживущих электронных переходов аргона как в струе, так и в фоновом газе (выше и ниже струи). Более яркие участки за пределами области возбуждения соответствуют зонам с большей газовой плотностью. Свечение вниз по потоку — результат возбуждения долгоживущих уровней аргона. Сопоставимое по интенсивности свечение в области между электронным лучом и сопловым источником обусловлено возникновением вторичных и рассеянных электронов, а также отчасти вытягиванием положительно заряженных ионов на заземленную форкамеру соплового блока. Таким образом, посредством геометрической оптики и пропорциональному отображению при регистрации излучения представляется возможным выполнить измерения размеров формируемых за соплом потоков.

Следует отметить, что помимо недорасширенной сверхзвуковой струи в кластированных потоках аргона также наблюдается хорошо видимая на рис. 2*b* аномальная структура «кластерного следа», обнаруженная авторами в исследовании [4] и позднее изученная в работах [15, 16]. Однако, согласно [16], аномальное поведение излучения в ней является следствием уникальных процессов релаксации и обмена энергии в потоке тяжелых кластеров, обсуждение которых в задачи представленной работы не входит.

2. Метрирование газовых потоков

Приборное оснащение газодинамического стенда позволяет проводить не только измерение начальных параметров истечения (P_0 , P_∞ , T_0), но и их контролируруемую вариацию

Таблица 1

Параметры истечения в проведенных сериях измерений

№ серии \ Параметры	P_0 , МПа	P_∞ , Па	T_0 , К	Re_L [2]	$\langle S \rangle$, част./кл. [9, 10]
1	0,4	2–7	315,2	48–88	800
2	0,3–0,8	6	305,2	65–123	335–6120
3	0,6	5	296,2–363,2	91	2840–965

в необходимых пределах. Это дает возможность рассматривать влияние каждого из параметров в отдельности путем выполнения серии измерений при изменении одного из основных варьируемых параметров истечения и поддержании двух других неизменными. Для проведения экспериментов было выбрано сверхзвуковое коническое сопло с диаметром критического сечения $d_* = 0,24$ мм, диаметром выходного сечения $d_a = 1,55$ мм, длиной диффузора $L = 3$ мм, половинным углом раствора $\alpha = 12,3^\circ$, геометрическим числом Маха в выходном сечении $M_a = 8,51$ (сопло № 1). Начальные параметры истечений для проведенных серий измерений представлены в табл. 1. Здесь кроме основных варьируемых параметров, приведены также число Рейнольдса, рассчитанное по характерному размеру сверхзвуковой струи — $Re_L = Re_*/(P_0/P_\infty)^{0,5}$ [2], и средний размер кластеров $\langle S \rangle$ (число атомов и/или молекул, входящих в один кластер), оцененный в соответствии с данными работ [9, 10] с заявленной погрешностью не более 2 %:

$$\langle S \rangle = a \left(\frac{\Gamma^*}{1000} \right)^b, \quad \Gamma^* = k P_0 d_{eq}^q T_0^{sq-i},$$

где a, b — численные постоянные коэффициенты, Γ^* — безразмерный параметр Хагены, $d_{eq} = c \cdot d_*/\tan \alpha$ — эквивалентный диаметр сопла, k, c, q, s, i — численные коэффициенты, зависящие от сорта газа. В частности, согласно [9, 10], для потока аргона зависимость имеет следующий вид:

$$\langle S \rangle = 38,4 \left(\frac{\Gamma^*}{1000} \right)^{1,64}, \quad \Gamma^* = 1646 P_0 d_{eq}^{0,85} T_0^{-2,29}, \quad d_{eq} = 0,74 d_*/\tan \alpha.$$

На рис. 3 представлены визуализации потока аргона в разных режимах серии № 1 при вариации давления P_∞ и фиксированных значениях P_0 и T_0 . Увеличение P_∞ приводит к поджатию сверхзвуковой струи (а также и «кластерного следа», который систематически формируется в условиях интенсивного кластерообразования).

На рис. 4 представлены визуализации потока аргона в разных режимах серии № 2 при вариации давления P_0 и фиксированных значениях P_∞ и T_0 . Увеличение P_0 приводит к росту размеров недорасширенной струи [1]. Одновременно, согласно данным [9, 10],

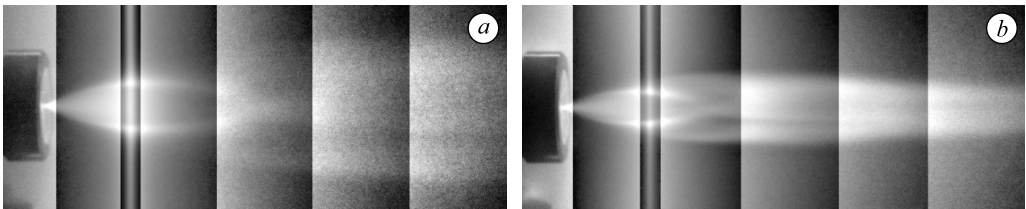


Рис. 3. Сравнение визуализаций струи аргона в серии № 1 при $P_0 = 0,4$ МПа, $T_0 = 315,2$ К, $P_\infty = 3$ (a) и 7 (b) МПа.

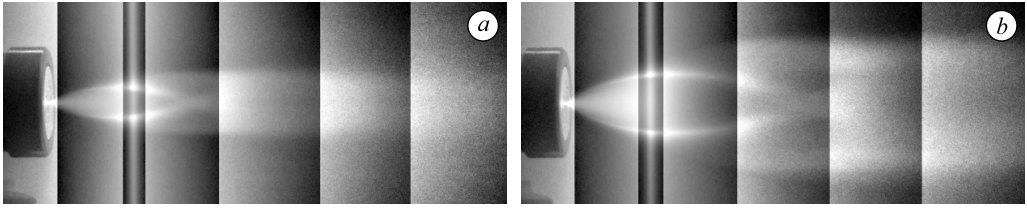


Рис. 4. Сравнение визуализаций струи аргона в серии № 2 при $P_\infty = 6$ Па, $T_0 = 305,2$ К, $P_\infty = 0,3$ (a) и $0,8$ (b) МПа.

рост P_0 приводит к увеличению среднего размера кластеров $\langle S \rangle$ в формируемом потоке. Очевидно, что чем больше средний размер кластеров, тем выше вероятность их прохождения сквозь боковые скачки уплотнения и зоны смешения сверхзвуковой струи.

На рис. 5 представлены визуализации потока аргона в разных режимах серии № 3 при вариации температуры T_0 и фиксированных значениях P_∞ и T_0 . Согласно [9, 10], увеличение температуры расширяющегося газа приводит к уменьшению $\langle S \rangle$. С ростом T_0 фиксируется уменьшение размеров потока.

Рассмотрим возможность использования предложенных в исследованиях [1–3] моделей для описания измерений диаметров максимального сечения струи:

$$r_m/d_* = k_1\sqrt{N} \quad [1], \quad (1)$$

$$r_m/d_a = k_2n^{0,5} - k_3n^{0,25} \quad [2], \quad (2)$$

$$r_m/r_a = k_4(N/\bar{F})^{0,5} \operatorname{tg} \theta_+ \quad [3], \quad (3)$$

где r_m — радиус струи в максимальном сечении (расстояние от оси струи до видимой границы зоны смешения), d_* — диаметр сопла в критическом сечении, r_a , d_a — радиус и диаметр выходного сечения сверхзвукового сопла соответственно (при истечении из звукового сопла $2r_a = d_a = d_*$), $k_1 - k_4$ — численные постоянные коэффициенты, зависящие от сорта истекающего газа, $N = P_0/P_\infty$ — степень полного расширения струи по давлению, $n = P_a/P_\infty$ — степень нерасчетности (отношение давления на выходном срезе сопла P_a к давлению в фоновом пространстве P_∞), $\bar{F} = (d_a/d_*)^2$ — степень расширения сопла по площади [3], $\theta_+ = \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{1-\bar{J}}{\bar{J}}}$ — характерный угол расширения

струи, $\bar{J} = \left(1 + \frac{1}{\gamma M_a^2}\right) \left(1 + \frac{2}{(\gamma-1)M_a^2}\right)^{-0,5}$ — относительный импульс газа на срезе сопла,

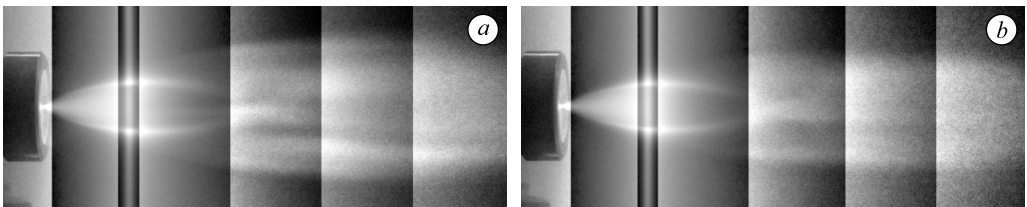


Рис. 5. Сравнение визуализаций струи аргона в серии № 3 при $P_0 = 0,6$ МПа, $P_\infty = 5$ Па, $T_0 = 296,2$ (a) и $363,2$ (b) К.

$\gamma = c_p/c_v$ — отношение теплоемкостей (коэффициент Пуассона), M_a — число Маха на выходном срезе сопла. Данные модели были получены в режимах, когда в потоке можно было пренебречь кластерообразованием. Для верификации зависимостей (1), (2) и (3) в условиях развитой конденсации проанализируем зарегистрированные результаты измерения радиуса максимального сечения сверхзвуковой недорасширенной струи r_m в потоке аргона в зависимости от начальных параметров истечения.

Результаты измерений r_m в серии № 1 в зависимости от $N^{0,5}$ (при фиксированных $P_0 = 0,4$ МПа, $T_0 = 42$ °С и вариации P_∞) представлены на рис. 6. Эмпирические значения r_m , рассчитанные по формулам (1) и (3), представлены соответственно пунктирными линиями 2 и 3, практически сливающимися в единую зависимость. Полученные экспериментальные результаты при вариации P_∞ вполне удовлетворительно описываются представленными в работах [1] и [3] зависимостями с постоянными коэффициентами.

Следует отметить, что численные коэффициенты в работах [2, 3] были приведены и рассчитаны для истечения диоксида углерода, в то время как в настоящей работе исследуются потоки аргона. Также заметим, что в выражениях (1) [1] и (3) [3] имеет место зависимость от N , тогда как в выражении (2) [2] — от n . Для расчета давления на выходном срезе сопла необходимо знать локальное число Маха M_a на этом срезе. В работе [2] было указано, что «число Маха на срезе сопла определялось с помощью трубки Пито по параметрам равновесного распределения». Однако экспериментальный стенд «ЛЭМПУС-2» оборудован датчиком измерения давления в форкамере P_0 , но не давления на срезе сопла P_a . Иллюстрация результатов на рис. 6 в зависимости от $N^{0,5}$ оказалась возможной лишь при расчете геометрического числа Маха M_a и при использовании

соотношения $\frac{P_a}{P_0} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_a^2\right)^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}}$ [23]. Пересчет численных коэффициентов в формуле (2) позволяет получить зависимость r_m от $(N^{0,5})$ в виде

$$r_m/d_a = k_2' N^{0,5} - k_3' N^{0,25}. \quad (4)$$

Тогда в исследуемом диапазоне начальных параметров истечения и с соответствующими коэффициентами k_2' и k_3' рассчитанная по формуле (4) кривая будет выглядеть аналогично двум другим зависимостям, что проиллюстрировано на рис. 6 (линия 4). Тем не менее, авторы предпочли далее рассматривать только формулы (1) и (3) вследствие неоднозначности трансформации формулы (2) в (4).

В рамках проводимых серий измерений с использованием сопла № 1 переменным оказывается лишь значение N , отчего различий в данных, полученных по выражениям (1) и (3), во всем изученном диапазоне параметров истечения также не наблюдается.

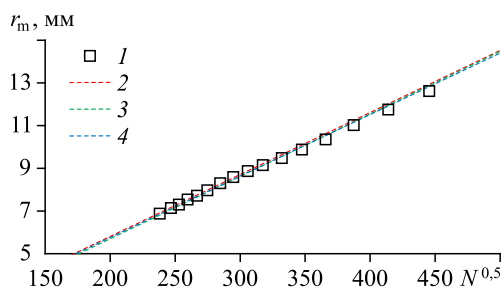


Рис. 6. Изменение r_m струи Аг в максимальном поперечном сечении в серии № 1 при фиксированных параметрах $P_0 = 0,4$ МПа и $T_0 = 315,2$ К.
Значения коэффициентов:
 $k_1 = 0,121$, $k_2' = 0,019$, $k_3' = 0,012$, $k_4 = 2,2$;
1 — данные измерений серии № 1,
2–4 — результаты расчетов по формулам (1), (3) и (4) соответственно.

Ввиду этого при анализе результатов с соплом № 1 авторы использовали обобщенный вид зависимости:

$$r_m = k_0 \sqrt{N}, \quad k_0 = k_1 d_* = k_4 \frac{r_a \operatorname{tg} \theta_+}{\sqrt{F}}, \quad (5)$$

где k_0 — постоянный численный коэффициент. В серии № 1 (рис. 6) $k_0 = 0,029$ при следующих значениях параметров для использованного сопла: $d_* = 0,24$, $r_a = 0,775$, $\operatorname{tg} \theta_+ \approx 0,11$, $\bar{F} = 41,71$.

Результаты измерений r_m для серии № 2 (при фиксированных P_∞ и T_0 и вариации P_0) и серии № 3 (при фиксированных P_∞ и P_0 и вариации T_0) представлены на рис. 7. Из графиков видно, что экспериментальные данные не ложатся на линейную зависимость (5), построенную с использованием постоянного значения коэффициента k_0 , полученного в серии № 1. Как и ожидалось, пересечение (5) и экспериментальных данных серии № 2 (рис. 7а) наблюдается при значении $N^{0,5} \sim 255$, которое соответствует давлению $P_0 = 0,4$ МПа, использованному в серии № 1, в то время как пересечение в серии № 3 (рис. 7б) отсутствует, поскольку в измерениях зависимости от температуры торможения авторы использовали режим с давлением $P_0 = 0,6$ МПа, отличающимся от P_0 для серии № 1.

Из приведенных результатов следует, что изменение P_0 и T_0 в условиях развитой конденсации (оценки среднего размера кластеров представлены в табл. 1) приводит к изменению размеров газового потока вне согласия с моделями (1) и (3). Отметим, что, поскольку в серии № 1 варьировалось давление P_∞ , не влияющее на процесс конденсации, средний размер кластеров $\langle S \rangle$ в потоке оставался постоянным, из-за чего полученная зависимость оказалась линейной. Однако при вариации параметров P_0 и T_0 (серии № 2 и № 3), связанных с формированием кластеров, зависимость утратила линейность, а значение коэффициента $k_0 = 0,029$, полученное в серии № 1, оказалось лишь частным случаем. Таким образом, коэффициент k_0 , являющийся постоянным в отсутствие конденсации или в отсутствие ее изменения (серия № 1), возрастает с ростом давления P_0 и уменьшением температуры T_0 , а следовательно, с ростом размера кластеров и доли конденсата.

Если представить экспериментальные значения коэффициента k_0 , используемого в выражении (5), в зависимости от среднего размера кластеров $\langle S \rangle$, вычисленного по модели,

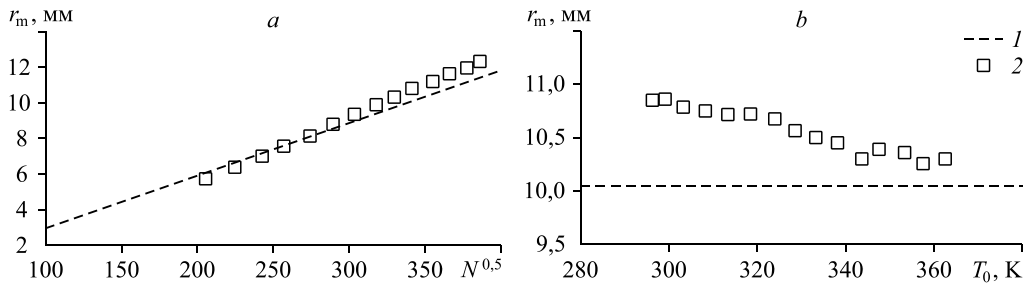


Рис. 7. Изменение r_m струи Ag в максимальном поперечном сечении в серии № 2 ($P_\infty = 6$ Па, $T_0 = 305,2$ К при изменении P_0) и серии № 3 ($P_\infty = 6$ Па, $P_0 = 0,6$ МПа при изменении T_0).

Коэффициент $k_0 = 0,029$; 1 — результаты расчетов по формуле (5),
2 — данные измерений для серий № 2 (а) и 3 (б).

разработанной в работах [9, 10], то полученные данные должны образовать монотонно возрастающую от начальной величины зависимость, имеющую значение насыщения. Нижний предел определяется постоянным коэффициентом в условиях отсутствия конденсации [1, 3], верхний, по-видимому, — ограничением доли конденсата в струе, а также пределом эффективности рассеяния мономерного фона на кластерных частицах при стремлении соотношения их масс к бесконечности. Область изменения коэффициента k_0 может быть определена в диапазоне размеров кластеров, достижимых в настоящем исследовании, — $330 < \langle S \rangle < 6200$ част./кл. Таким образом, модель (5) должна приобрести вид:

$$r_m = k_0(\langle S \rangle)\sqrt{N}. \quad (6)$$

3. Анализ поправок к модели метрирования

Рассмотрим возможность обобщения результатов, полученных по модели (3), предложенной в работе [3] для различных сверхзвуковых конических сопел, которая учитывает влияние длины диффузора и угла раствора на форму и размеры потоков. В этом случае, исходя из (5) и (6), зависимость можно записать следующим образом:

$$r_m = k_4(\langle S \rangle) \frac{r_a \operatorname{tg} \theta_+}{\sqrt{F}} \sqrt{N}. \quad (7)$$

С учетом полученных в сериях № 1–3 экспериментальных данных значение коэффициента k_4 предлагается представить зависимостью от $\langle S \rangle$ в виде

$$k_4(\langle S \rangle) = k_4^{\min} + \Delta k_4(1 - e^{-\langle S \rangle/q}), \quad (8)$$

где $k_4^{\min}$, $k_4^{\max}$, q — постоянные численные коэффициенты, $\Delta k_4 = k_4^{\max} - k_4^{\min}$. В таком случае модель [1] является частным случаем модели [3] для звуковых сопел, а также для сверхзвуковых сопел с одинаковой геометрией. Для апробации модели, учитывающей процесс конденсации в потоке, представим с ее помощью в соответствии с зависимостями (7) и (8) результаты, полученные для сопел различных конфигураций. Параметры использованных сопел приведены в табл. 2, а соответствующие этим соплам данные нанесены на график зависимости $k_4(\langle S \rangle)$, отображенный на рис. 8.

На основе зарегистрированных данных коэффициенты в формуле (8) приняли значения: $k_4^{\min} = 2,05$, $k_4^{\max} = 2,43$, $q = 1650$. Авторы не комментируют совпадение численного значения коэффициента q в результатах со струями аргона настоящей работы со значением численного коэффициента для аргона из работы [10].

Таблица 2
Параметры использованных в работе конических сопел

№	d_* , мм	d_a , мм	L , мм	α , град	M_a	$\bar{F}$
1	0,24	1,55	3,0	24,6	8,51	41,71
2	0,53	3,24	6,0	25,5	8,18	37,37
3	0,25	1,85	3,0	29,9	9,36	54,76
4	0,18	2,55	8,0	16,9	14,62	200,69
5	0,25	2,53	3,0	41,6	11,56	102,41

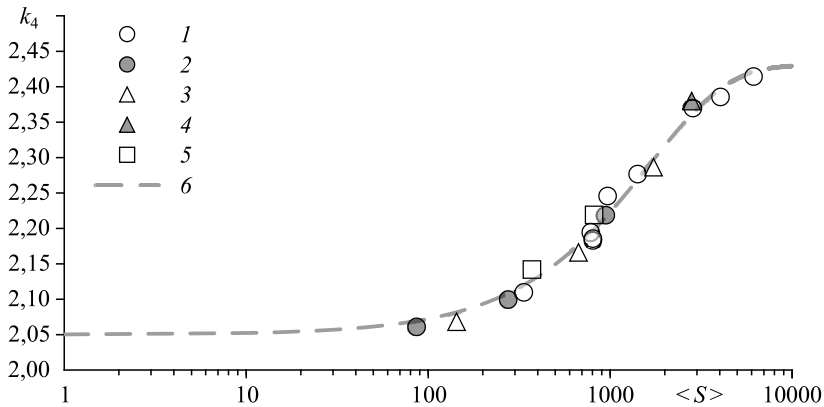


Рис. 8. Сопоставление данных эмпирической модели (8) с результатами измерений для сверхзвуковых сопел, представленных в табл. 2.
1–5 — соответственно данные для сопел № 1–5, 6 — график зависимости (8).

Следует отметить, что коэффициент $k_4 = 2,2$ (при $k_0 = 0,029$), полученный в серии № 1, соответствует режиму с развитой конденсацией, поэтому находится в середине диапазона $[k_4^{\min}, k_4^{\max}]$. Полученное в работе значение $k_4^{\min}$ соответствует режиму без конденсации, исследованному в работе [3].

Обсудим причины отличия численного коэффициента k_4 , представленного в [3], от указанного в настоящем исследовании диапазона изменения $[k_4^{\min}, k_4^{\max}]$. Во-первых, в работе [3], как уже отмечалось выше, было приведено значение k_4 для диоксида углерода, тогда как значения k_4 для аргона, полученного по модели [3], найти не удалось. Во-вторых, в работе [3] число Маха на срезе сопла M_a было взято из эксперимента, в то время как в представленном исследовании имелась возможность использовать только геометрическое число Маха, рассчитанное по газодинамическим формулам [23]. В-третьих, важным аспектом является определение понятия радиуса струи r_m . В то время как в работе [3] r_m определялся как расстояние до висячего скачка, в настоящей работе, ввиду использования метода фотовизуализации, r_m оценивался вместе с зоной смешения. При учете (достаточно произвольном) последнего фактора различие значений коэффициентов k_4 по модели [3] и $k_4^{\min}$, полученное в данной работе, не превысило нескольких процентов. Однако следует отметить, что различия в методиках измерений вносят лишь уточнения в численные значения постоянных коэффициентов k_4^i , но не меняют вид предложенной формулы (8), ввиду чего их можно считать непринципиальными.

Результаты сопоставления полученных экспериментальных данных для различных режимов истечения с эмпирическим описанием по формулам (7) и (8) представлены в табл. 3. Можно видеть, что модель вполне удовлетворительно описывает экспериментальные данные для разных сверхзвуковых сопел.

Следует отметить, что выборка данных в настоящем исследовании невелика, что обусловлено имеющимся набором сверхзвуковых сопел, а обоснованность модели доказана лишь в ограниченном диапазоне температур торможения, размеров и формы сверхзвуковых сопел и только для одного газа — аргона, ввиду чего предложенную поправку нельзя считать полностью верифицированной. В то же время можно с достаточной степенью

Таблица 3

**Сопоставление данных эмпирического определения r_m
по формулам (7) и (8) и измеряемых экспериментальных данных**

№ сопла	P_0 , МПа	P_∞ , Па	T_0 , К	r_m^{exp} , мм	r_m , мм ((7), (8))
1	0,4	2,03	314,7	12,85	12,95
1	0,4	4,32	316,9	8,87	8,88
1	0,4	7,03	313,3	6,88	6,92
1	0,25	5,97	301,9	5,73	5,76
1	0,75	5,96	306,1	11,19	11,27
1	0,9	6,04	306,7	12,32	12,37
1	0,6	5,00	296,3	10,85	10,84
1	0,6	5,00	338,2	10,45	10,43
1	0,6	5,00	362,6	10,30	10,19
2	0,078	3,01	305,2	10,02	10,08
2	0,12	3,01	297,2	12,66	12,73
2	0,2	3,01	295,4	17,28	17,33
3	0,2	6,04	298,2	4,72	4,75
3	0,4	3,00	303,1	9,92	9,99
3	0,6	6,01	303,2	9,06	9,10
4	0,6	2,99	305,2	6,20	6,17
5	0,4	5,05	297,5	6,19	6,16
5	0,6	2,01	306,7	12,45	12,35

достоверности утверждать, что в присутствие конденсации модели [1] и [3], могут быть использованы для описания размеров формируемых потоков лишь при введении предлагаемой поправки.

Закключение

На основе выполненных серий измерений в потоке аргона с вариацией начальных параметров истечения (P_0 , P_∞ , T_0) выявлено влияние процесса конденсации на поперечные размеры сверхзвуковых недорасширенных газовых потоков. Установлено, что с развитием конденсации радиус потока имеет нелинейный прирост с увеличением размеров кластеров в потоке. Авторы предполагают, что подобный эффект может быть объяснен повышением температуры частиц [24], связанным с образованием конденсированной фазы в потоке и приводящим к искажению адиабатичности истечения. Однако для подобного анализа необходимо получить данные о доле конденсата в потоке, а также рассмотреть механизмы передачи выделенной энергии в столкновительный процесс и направленное движение частиц потока. Подобные задачи, к сожалению, невозможно решить на имеющихся в распоряжении авторов средствах диагностики. Единственным доступным для оценки параметром конденсации, зависящим от геометрии сопел, температуры и давления торможения, оказался средний размер кластеров $\langle S \rangle$, посчитанный по модели [9, 10]. На основе зарегистрированных экспериментальных данных в потоке аргона получен вид поправки к известным моделям [1] и [3], учитывающий влияние формирования конденсированной фазы на геометрию сверхзвуковой недорасширенной струи.

Список литературы

1. 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 Symp. 1966. Vol. 2. P. 84–105.
2. Кисляков Н.И., Ребров А.К., Шарафутдинов Р.Г. О структуре высоконапорных струй низкой плотности за сверхзвуковым соплом // Прикл. механика и техн. физика. 1975. № 2. С. 42–52.

3. Герасимов Ю.И., Ярыгин В.Н. Истечение струй идеального и реальных газов из осесимметричных сопел. Вопросы подобия 2. Истечение в затопленное пространство // Физ.-хим. кинетика в газовой динамике. 2012. Т. 13, вып. 2. С. 1–26.
4. Зарвин А.Е., Яскин А.С., Каляда В.В., Ездин Б.С. О структуре сверхзвуковой струи в условиях развитой конденсации // Письма в Журн. техн. физики. 2015. Т. 41, вып. 22. С. 74–81.
5. Chen G., Boldarev A.S., Geng X., Li X., Cao Y., Wang L., Kim D.E. The radial dimension of a supersonic jet expansion from conical nozzle // AIP Advances. 2016. Vol. 6. P. 115015-1–115015-8.
6. Timokhin M.Y., Struchtrup H., Kokhanchik A.A., Bondar Y.A. Different variants of R13 moment equations applied to the shock-wave structure // Physics of Fluids. 2017. Vol. 29. P. 037105-1–037105-11.
7. Sahoo D., Karthick S.K., Das S., Cohen J. Shock-related unsteadiness of axisymmetric spiked bodies in supersonic flow // Experiments in Fluids. 2021. Vol. 62. No. 89. 6 p.
8. Ono N., Yamamoto M., Koike K. Detection of shock structure around Mach disk in axisymmetric plasma jet // Vacuum. 2014. Vol. 110. P. 149–153.
9. Hagena O. Condensation in free jets: comparison of rare gases and metals // Z. Phys. D. Atoms, Molecules and Clusters. 1987. Vol. 4. P. 291–299.
10. Buck U., Krohne R. Cluster size determination from diffractive He atom scattering // J. Chem. Phys. 1996. Vol. 105, No. 13. P. 5408–5415.
11. Schütte S., Buck U. Strong fragmentation of large rare gas clusters by high energy electron impact // Int. J. Mass Spectrosc. 2002. Vol. 220, No. 2. P. 183–192.
12. Obert W. Cluster beams formed with supersonic nozzles // Rarefied Gas Dynamics. 1979. Vol. 2. P. 1181–1190.
13. van der Burgt P.J.M., McConkey J.W. Detection of neutral metastable fragments from electron-impact on argon clusters // J. Chem. Phys. 1995. Vol. 102, No. 21. P. 8414–8423.
14. Зарвин А.Е., Яскин А.С., Каляда В.В. Влияние конденсации на размеры сильно недорасширенных струй при истечении в разреженное затопленное пространство // Прикл. механика и техн. физика. 2018. Т. 59, № 1. С. 99–106.
15. Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Художитков В.Э., Яскин А.С. Исследование структуры потока на малогабаритном газодинамическом комплексе: идентификация вторичного потока при истечении кластированной сверхзвуковой струи в разреженное пространство // Прикл. механика и техн. физика. 2018. Т. 59, № 5. С. 48–58.
16. Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Яскин А.С. Причины свечения аномального вторичного потока в сверхзвуковых кластированных струях, возбужденных высоковольтным электронным пучком // Письма в Журн. техн. физики. 2020. Т. 46, вып. 7. С. 32–35.
17. Новопашин С.А., Перепелкин А.Л., Ярыгин В.Н. Взаимодействие кластеров CO_2 с диском Маха // Физика кластеров = Clusters physics: Сб. науч. тр. / АН СССР, Сиб. отд-ние, Ин-т теплофизики; под ред. А.А. Вострикова, А.К. Реброва. Новосибирск: ИТФ, 1987. С. 169–172.
18. 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 Trans. Plasma Sci. 2017. Vol. 45, No. 5. P. 819–827.
19. Gochberg L.A. Electron beam fluorescence methods in hypersonic aerothermodynamics // Prog. Aerospace Sci. 1997. Vol. 33. P. 431–480.
20. Бочкарев А.А., Косинов В.А., Приходько В.Г., Ребров А.К. Структура сверхзвуковой струи аргон-гелиевой смеси в вакууме // Прикл. механика и техн. физика. 1970. № 5. С. 158–163.
21. Smith J.A., Driscoll J.F. The electron-beam fluorescence technique for measurements in hypersonic turbulent flows // J. Fluid Mech. 1975. Vol. 72, No. 4. P. 695–719.
22. Mohamed A.K., Bonnet J., Larigaldie S., Pot T., Soutadé J., Diop B. Electron beam fluorescence in hypersonic facilities // Aerospace Lab. 2009. Vol. 1. P. 1–9.
23. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1976. 824 с.
24. Горчакова Н.Г., Сковородко П.А., Ярыгин В.Н. Влияние гомогенной конденсации на газодинамику и излучение свободной струи углекислого газа // Инж.-физич. журн. 1985. Т. 49, № 1. С. 5–10.

*Статья поступила в редакцию 13 октября 2022 г.,
после доработки — 6 декабря 2022 г.,
принята к публикации 8 декабря 2022 г.*