

03;12

## О структуре сверхзвуковой струи в условиях развитой конденсации

© А.Е. Зарвин, А.С. Яскин, В.В. Каляда, Б.С. Ездин

Новосибирский национальный исследовательский государственный  
университет (НГУ)  
E-mail: zarvin@phys.nsu.ru

Поступило в Редакцию 13 января 2015 г.

Методом визуализации посредством возбуждения излучения электронным пучком изучены форма и структура сверхзвуковых газовых струй, истекающих в разреженное затопленное пространство через звуковые и сверхзвуковые сопла из форкамеры при высоком давлении (давлении торможения  $P_0$ ). Установлено, что продольный размер традиционной первичной сверхзвуковой струи с ростом давления торможения увеличивается при сохранении фиксированного отношения  $P_0/P_h$  ( $P_h$  — давление окружающего фонового газа). Такое изменение при истечении через как звуковые, так и сверхзвуковые сопла обусловлено изменением в струе доли конденсата и среднего размера кластеров. В условиях образования в сверхзвуковой струе аргона кластеров большого размера обнаружена нетрадиционная форма газовой струи с длинным „следом“. При истечении неконденсирующегося гелия и слабо конденсирующегося азота подобной вторичной структуры не наблюдается. Высказано предположение, что наличие такого следа в условиях развитой конденсации и существенной разреженности обусловлено формированием вторичной кластерной струи.

Газофазные ионно-кластерные пучки высокой интенсивности и с большими размерами кластеров  $S$ , обладая уникальными свойствами, находят широкое применение в различных технологических процессах поверхностной обработки материалов: очистке, травлении, осаждении пленок и покрытий, имплантации [1,2]. Значительный интерес представляет технология рекордной полировки с помощью ускоренных ионно-кластерных пучков [3]. Источником кластерных пучков, как правило, является сверхзвуковая газовая струя, свободно истекающая из сопла в разреженное пространство [4–9]. Размер кластеров регулируется подбором геометрии сопла и параметров газа: давления торможения  $P_0$  и температуры торможения  $T_0$ . Для получения интенсивных кластерных

пучков для технологических приложений актуальна информация о геометрии и структуре газовой струи.

Работа выполнена на газодинамическом плазмохимическом стенде отдела прикладной физики Новосибирского государственного университета, предназначенном для технологических работ. Для обеспечения разрежения использован мощный форвакуумный безмасляный насос со скоростью откачки до  $0.5 \text{ m}^3/\text{s}$  в диапазоне давлений  $0.1\text{--}10 \text{ Р}$ . Источник газовых струй — форкамера со сменным соплом — установлен на координатном механизме для перемещения вдоль продольной оси камеры.

Визуализация сверхзвуковых струй осуществлялась хорошо известным и широко используемым способом [10,11] возбуждения свечения газовой струи с помощью электронного пучка. Электронный пучок ( $30\text{--}60 \text{ mA}$ ,  $10\text{--}20 \text{ keV}$ ) пересекал ось сверхзвуковой струи в перпендикулярной плоскости. Возбуждаемое свечение через оптическое окно в вакуумной камере регистрировалось фотоприемником. Для определения геометрических размеров исследуемых струй использовались катетометр, а также сопоставление размеров струй с известными геометрическими размерами деталей и узлов, наблюдаемых внутри вакуумной камеры.

Достижимые в работе давления торможения, диаметры звуковых и геометрия сверхзвуковых сопел обеспечили широкий диапазон изменения параметров формируемых сверхзвуковых струй исследованных газов, в том числе размеров образуемых в струях кластеров: от димеров в слабо конденсируемом азоте при истечении через звуковое сопло в режимах сравнительно низких давлений торможения до многотысячечером в аргоне при максимальных давлениях торможения. Масса кластеров аргона в большинстве использованных режимов существенно превышает динамические диапазоны стандартных масс-спектрометров [12]. К тому же определение достоверных размеров кластеров в сверхзвуковых струях методом молекулярно-пучковой масс-спектрометрии при традиционной электронной ионизации газов является весьма проблематичным [13]. Поэтому в данной работе размеры образующихся кластеров оценивались по эмпирическим формулам О.Ф. Нагена [14], а также по расчетным данным П. Сковородко [15]. Поскольку оценки по [14] практически во всем диапазоне наших экспериментов превышали данные П.А. Сковородко, мы использовали данные О. Нагена как верхний предел среднего размера кластеров.

Естественно, электроны пучка при взаимодействии с частицами газового потока инициируют развал кластеров, а также нагревают газ. Однако, как показали выполненные ранее в работах [16,17] эксперименты и оценки, эффективность возбуждения и ионизации частиц газового потока низка, доля взаимодействующих с электронами частиц не превышает 1%. Поэтому изменением геометрии и формы визуализируемого газового потока в результате введения электронного пучка в данной работе пренебрегалось.

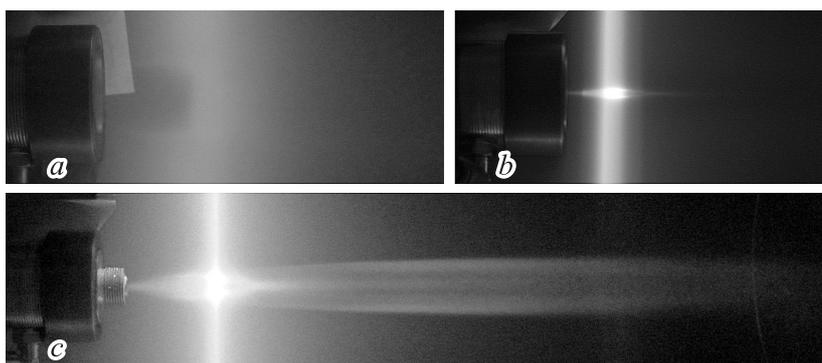
Эксперименты по визуализации сверхзвуковых струй осуществлялись с целью определения размеров струй до диска Маха при истечении из звуковых сопел и до смыкания боковых скачков уплотнения, т.е. до так называемой  $x$ -образной конфигурации, в потоках за сверхзвуковыми соплами. Предполагалось, что в режимах с конденсацией в разреженном сверхзвуковом потоке коэффициент пропорциональности  $k$  в известном уравнении  $x_L/d_* = k(P_0/P_h)^{1/2}$  [18] (здесь  $x_L$  — расстояние до диска Маха или  $x$ -образной конфигурации,  $d_*$  — диаметр звукового сечения сопла,  $P_h$  — давление окружающего фоновый газ) будет зависеть не только от рода газа и числа Маха [10], но и от размера кластеров. Это предположение подтвердилось. Экспериментально было показано, что в потоке как за звуковым, так и за сверхзвуковым соплом и в аргоне, и в других конденсирующихся газах с ростом размера кластеров коэффициент  $k$  увеличивается.

Зависимость коэффициента  $k$  от среднего размера кластеров для аргона приведена на рис. 1. Незначительное рассогласование данных для звукового и сверхзвукового сопел может быть объяснено как погрешностью измерений, так и другими факторами, в частности, неточностью оценки числа Маха на выходе из сверхзвукового сопла. Однако можно с уверенностью утверждать, что, как и следовало ожидать, с ростом отношения масс кластер/мономер влияние размера кластеров на значение коэффициента  $k$  ослабевает.

В ходе экспериментов обнаружено, что в условиях формирования кластеров большого размера вниз по течению за традиционной  $x$ -образной конфигурацией наблюдается структура, в несколько раз превосходящая по длине традиционную первичную струю („бочку“). Ниже рассмотрены условия возникновения такой вторичной струи.

Пример визуализации „традиционной“ структуры сверхзвуковой струи азота, практически в отсутствие кластерообразования, приведен на рис. 2, а для истечения из звукового сопла. В этих условиях средний



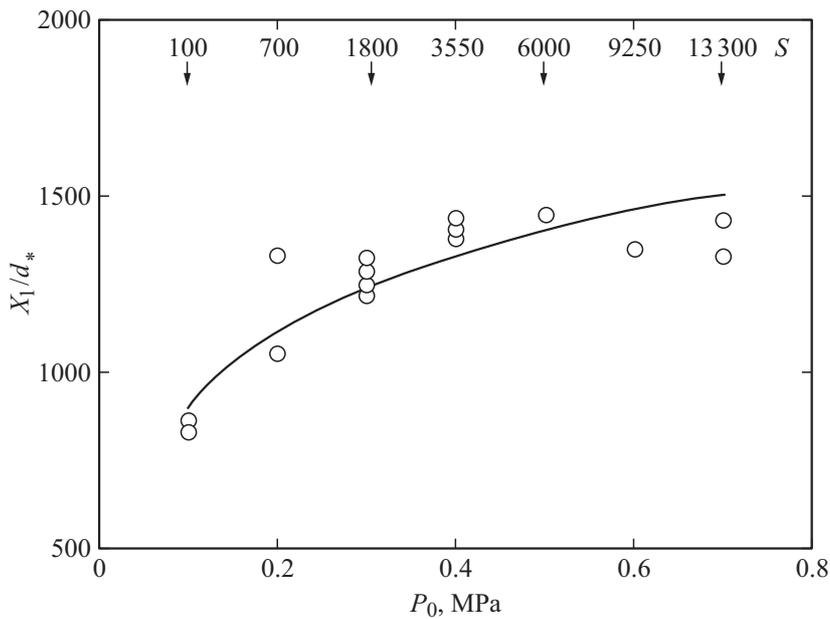


**Рис. 2.** Визуализация сверхзвуковой струи: *a* — азота ( $P_0 = 0.6$  МПа,  $P_h = 16$  Па) при истечении из звукового сопла ( $d_* = 0.22$  мм); *b* — гелия ( $P_0 = 0.7$  МПа,  $P_h = 16$  Па) при истечении из сверхзвукового сопла ( $d_* = 0.17$  мм,  $d_1 = 2.4$  мм,  $l = 8.15$  мм); *c* — аргона ( $P_0 = 0.4$  МПа,  $P_h = 3.25$  Па) в условиях кластеризации при истечении из сверхзвукового сопла ( $d_* = 0.215$  мм,  $d_1 = 2.40$  мм,  $l = 17.0$  мм);  $d_1$  — диаметр среза сопла,  $l$  — длина конической части сопла.

вдвое больше, чем у первичной, тогда как длина наблюдаемой новой структуры в 6–7 раз превышает длину первичной, а их соотношение остается примерно одинаковым при изменении давления торможения и соответственно размера кластеров. С ростом давления фона поперечный размер вторичной струи уменьшается, а ее длина относительно диаметра увеличивается. Вниз по потоку свечение вторичной струи постепенно ослабевает, и из-за ограничений чувствительности метода измерений нам не удалось получить достоверную информацию о замыкающей области вторичной струи при росте фоновое давления.

Зависимость размера вторичной струи в нормировке на диаметр звукового сечения сопла  $X_1/d_*$  от среднего размера кластеров приведена на рис. 3. С уменьшением давления торможения и соответственно среднего размера кластеров длина вторичной струи уменьшается. При уменьшении кластеров до размера олигомеров вторичная струя не наблюдается.

Известно, что боковые скачки уплотнения и зона смешения формируются в результате столкновений частиц сверхзвуковой струи с



**Рис. 3.** Зависимость размера вторичной струи  $X_1$  от давления торможения  $P_0$  и от среднего размера кластеров  $S$ , рассчитанного по формулам О. Хагена (надписи и стрелки сверху). Сплошная линия на графике — аппроксимация экспериментальных данных логарифмической зависимостью.

частицами окружающего фоновго газа. Можно предположить, что боковые скачки уплотнения первичной струи в режимах, реализованных в данной работе, т.е. при числах  $Re_L < 100$ , не представляют собой сколько-нибудь существенной преграды для тяжелых кластеров. Средний размер кластера и соответственно его масса на два-четыре порядка превосходят размер (и массу) мономеров, из которых состоит фоновая компонента. В этих условиях большие кластеры сверхзвуковой струи проходят через боковые границы первичной струи и формируют при взаимодействии с фоновым газом собственную струю бочкообразной структуры в соответствии с соотношением их масс. Из фотографии, приведенной на рис. 2, с, видно, что вторичная струя имеет сложную структуру. Даже из латеральной регистрации хорошо прослеживается

более яркая узкая приосевая область, по мере удаления от оси — падение и последующий рост интенсивности свечения, по-видимому, в области смешения. Природа и свойства такой структуры будут предметом дальнейших исследований.

Таким образом, при истечении в затопленное пространство сверхзвуковых струй в условиях развитой конденсации и существенной разреженности продольный размер традиционной первичной струи меняется в зависимости от размера кластеров. В этих условиях образуется вторичная структура, не связанная с традиционными „бочками“, фиксируемыми в плотных струях за сверхзвуковыми соплами [10,11]. Наличие этой структуры интерпретируется как формирование вторичной кластерной сверхзвуковой струи. Следовательно, размеры, форма и структура сверхзвуковых струй в условиях активного кластерообразования существенно отличаются от изученных ранее для струй мономеров и олигомеров, что необходимо учитывать при использовании сверхзвуковых кластированных потоков для прикладных задач.

Авторы выражают благодарность П.А. Сквородко за численные расчеты истечения газа из конических сопел.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта правительства РФ (проект № 14.Z50.31.0019) и Министерства образования и науки РФ (базовый проект НГУ № 2292).

## Список литературы

- [1] *Toyoda N., Yamada I.* // IEEE Trans Plasma Sci. 2008. V. 36. N 4. P. 1471–1488.
- [2] *Popok V.N.* // Mater. Sci. Eng. R. . 2011. V. 72. P. 137–157.
- [3] *Yamada I.* // Nucl. Instr. Mech. B. 2007. V. 257. P. 632–638.
- [4] *Хмель С.Я., Шарафутдинов Р.Г.* // ЖТФ. 1998. Т. 68 В. 8. С. 120–124.
- [5] *Данильченко А.Г., Коваленко С.И., Самоваров В.Н.* // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. В. 23. С. 87–94.
- [6] *Ходорковский М.А., Артамонова Т.О. Мурашов С.В., Michael D., Ракчева Л.П., Беляева А.А., Тимофеев Н.А., Мельников А.С., Шахмин А.Л.* // ЖТФ. 2007. Т. 77. В. 10. С. 16–23.
- [7] *Ganeva M., Kashtanov P.V., Smirnov V.M., Hippler R.* // Vacuum. 2014 (December). V. 110. P. 140–145.
- [8] *Even U.* Pulsed supersonic beams from high pressure source: simulation results and experimental measurements. Adv. Chem. 2014. Article ID 636042. 11 p. <http://dx.doi.org/10.1155/2014/636042>

- [9] *Tzoganis V., Jeff A., Welsch C.P.* // *Vacuum*. 2014 (November). V. 109. P. 417–424.
- [10] *Кисляков Н.И., Ребров А.К., Шарафутдинов Р.Г.* // *ПМТФ*. 1975. № 2. С. 42–52.
- [11] *Герасимов Ю.Н., Ярыгин В.Н.* // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. [www.chemphys.edu.ru/pdf/2012-11-22-001.pdf](http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2012-11-22-001.pdf)
- [12] *Förstel M., Mucke M., Arion T., Lischke T., Barth S., Ulrich V.r., Öhrwall G., Björneholm O., Hergenahn U., Bradshaw A.M.* // *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.* 2014. V. 184. Iss. 3–6 (April). P. 107–112.
- [13] *Birkhofer H.P., Haberland H., Winterer M., Worsnop D.R.* // *Berichte der Bunsengesellschaft für Physikalische Chemie*. 1984. V. 88. Iss. 3. P. 207–211.
- [14] *Hagena O.F.* // *Rev. Sci. Instr.* 1992. V. 63 (4). P. 2374–2379.
- [15] *Skovorodko P.A.* // *AIP Conf. Proc.* 2014. V. 1628. P. 324–330.
- [16] *Marrone P.V.* // *Phys. Fluids*. 1967. V. 10 (3). P. 521–538.
- [17] *Беликов А.Е., Соловьёв И.Ю., Сухинин Г.И., Шарафутдинов Р.Г.* // *ПМТФ*. 1984. № 5. С. 33–40.
- [18] *Ashkenas H., Sherman F.S.* // *Rarefield Gas Dynamics*. 4<sup>th</sup> International Symposium. V. 2. N.Y.: Academic Press, 1966.