

УДК 532.517.3:533.6.011.5

© 1998 г. О.А. НЕРУШЕВ, С.А. НОВОПАШИН, А.Л. ПЕРЕПЕЛКИН

**ПЕРЕХОД К ТУРБУЛЕНТНОСТИ В СВЕРХЗВУКОВЫХ
СТРУЯХ АЗОТА И АРГОНА**

Проведено экспериментальное исследование ламинарно-турбулентного перехода в слое смешения сверхзвуковых струй азота и аргона. Для измерений использован импульсный локальный метод диагностики, основанный на эффекте рэлеевского рассеяния света. Установлено, что переход к турбулентности в струе аргона происходит при меньших числах Рейнольдса, чем в струе азота. Среди возможных причин этого явления обсуждается влияние на переход показателя адиабаты и второй вязкости.

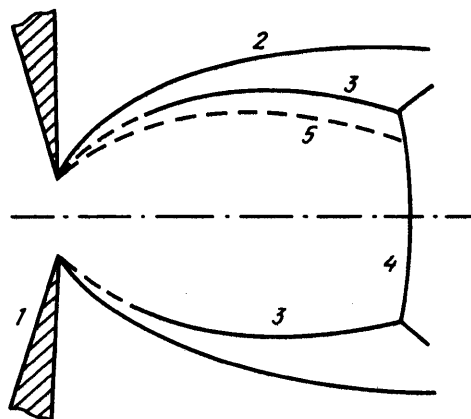
Описанию сверхзвуковых струйных течений газа посвящен ряд монографий [1–3]. Первые систематические исследования структуры течения сверхзвуковых затопленных струй проведены в [4–6]. В [7] введено число Рейнольдса, которое может быть использовано для характеристики течения на начальном участке сверхзвуковых струй в турбулентном, переходном, ламинарном и разреженном режимах. Особенности турбулентного режима течения исследовались в [8–12], ламинарного и разреженного – в [13–15]. Нарушение осевой симметрии течения при переходе от ламинарного течения к турбулентному обнаружено в [16]. Большинство исследований рассматриваемого типа течений – экспериментальные. Это связано с рядом трудностей в теоретическом подходе. Среди них – необходимость учета сжимаемости, ударно-волновой структуры и криволинейной геометрии течения.

Распределения газодинамических параметров и геометрические размеры в сверхзвуковых струях атомарных и молекулярных газов существенно различаются [6]. В настоящей работе экспериментально исследуется влияние молекулярных свойств газов на ламинарно-турбулентный переход в сверхзвуковых струях аргона и азота.

1. Структура сверхзвуковых струй. На фиг. 1 показана структура течения азота из звукового сопла 1 при степени расширения $n = p_0/p_\infty = 50$ (p_0 – давление в форкамере сопла, p_∞ – давление в окружающем газе). Граница струи 2 отделяет газ, вытекающий из сопла, от газа окружающего пространства. Висячий скачок уплотнения 3 и центральный скачок (диск Маха) 4 ограничивают невозмущенную сверхзвуковую область. Расстояние от сопла до диска Маха не зависит от показателя адиабаты и связано с диаметром сопла d и степенью расширения соотношением $L/d = 0,65n^{0.5}$. Поперечные же размеры струи для течений азота и аргона различаются существенным образом [6]. Кривая 5 – висячий скачок в струе аргона при той же степени расширения.

Для характеристики режима течения в слое смешения начального участка в [7] введено число Рейнольдса $Re = Re_* n^{-0.5}$, где Re_* – число Рейнольдса в критическом сечении сопла. Отметим, что фактически Re определено по характерной скорости течения, расстоянию до диска Маха и вязкости газа в окружающем пространстве.

2. Экспериментальная установка. Источником газа служит звуковое сопло, установленное в вакуумной камере (диаметр 1,2 м, длина 5 м) на трехкомпонентном микрометрическом координатном механизме. Откачка газа из вакуумной камеры осуществляется механическим насосом НВЗ-500 через вакуумный затвор. Расход газа через сопло регу-



Фиг. 1. Структура течения сверхзвуковой струи азота: 1 – сопло, 2 – граница струи, 3 – висячий скачок уплотнения, 4 – диск Маха, 5 – висячий скачок уплотнения в струе аргона

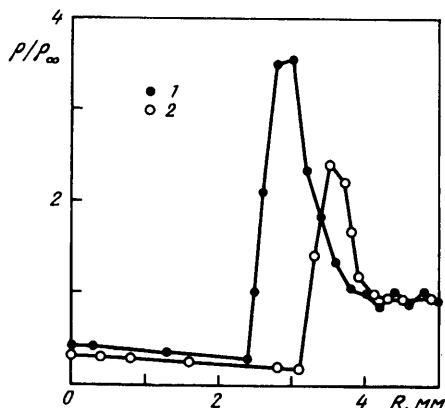
лируется редуктором и игольчатым вентилем напуска. С целью сглаживания неравномерности подачи газа после вентилей напуска установлен ресивер. Давление в вакуумной камере и форкамере сопла измеряется деформационными датчиками. Погрешность установки давлений p_0 и p_∞ не хуже 0,5%. Для изменения числа Re давления p_0 и p_∞ варьируются пропорционально. В этих условиях положение скачков уплотнения практически не изменяется, что позволяет производить измерения в одной пространственной точке при различных числах Re. Во всех экспериментах температура газа в форкамере и в окружающем пространстве – комнатная.

Для диагностики используется метод измерения концентрации газа, основанный на эффекте рэлеевского рассеяния света [17], к основным достоинствам которого относятся бесконтактность и высокая локальность измерений. Вакуумная камера оснащена оптическим окном, установленным под углом Брюстера для оптимального ввода лазерного излучения. Источником излучения является лазер с активным элементом на основе алюмината иттрия с одним каскадом усиления. Излучение преобразуется во вторую гармонику нелинейно-оптическим кристаллом. Параметры лазерного излучения: длина волны 0,54 мкм, длительность импульса 20 нс, энергия 20 мДж, частота повторения до 5 Гц.

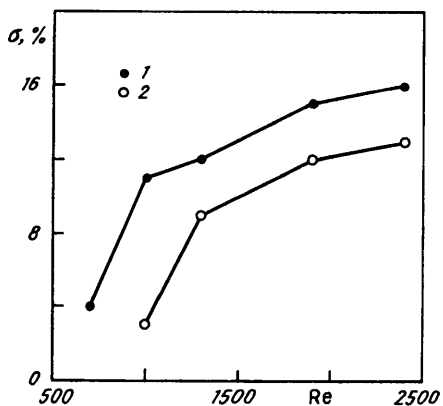
Излучение фокусируется в центральную часть камеры в область течения (диаметр фокального пятна 0,1 мм, длина каустики 10 мм). Объектив строит изображение каустики в плоскости щелевой диафрагмы, величина изображения определяет продольный размер области, из которой наблюдается рассеяние, и составляет 0,1 мм. Световой сигнал передается по световоду на фотоумножитель ФЭУ-84. Опорное излучение регистрируется фотодиодом. Сигналы с ФЭУ и фотодиода поступают на зарядово-цифровые преобразователи [8], выполненные в стандарте КАМАК. Управление экспериментом и обработка результатов осуществляются измерительно-вычислительным комплексом на базе персонального компьютера.

Тарировочные эксперименты показали, что при изменении концентрации молекул N_2 в диапазоне $10^{16} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$ наблюдается линейная зависимость от нее доли рассеянного света. При дальнейшем уменьшении концентрации становится заметным сигнал, связанный с паразитной засветкой, который сравнивается с полезным при концентрации $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Погрешность однократного измерения зависит от уровня измеряемой концентрации. При низких концентрациях газа точность определяется статистическим разбросом выхода фотоэлектронов ФЭУ, а при высоких – погрешностью измерительной аппаратуры. При концентрации выше 10^{18} см^{-3} погрешность однократного измерения не превышает 3%, а при концентрации 10^{16} см^{-3} возрастает до 30%.

Временное разрешение определяется длительностью лазерного импульса и составляет 20 нс. Пространственная локализация – 10^{-6} см^{-3} . При проведении серии измерений в турбулентном потоке удается вычислить функцию распределения флуктуаций плотности в



Фиг. 2. Поперечные профили плотности в сверхзвуковых струях: 1 – аргон, 2 – азот



Фиг. 3. Зависимость дисперсии флуктуаций плотности от числа Рейнольдса: 1 – аргон, 2 – азот

измеряемой точке при сопоставлении функций распределений измерений в потоке и в покоящемся газе [9].

Отметим, что интенсивность рассеянного света пропорциональна квадрату поляризуемости молекул, что позволяет перенести данные, приведенные для азота, на другой газ.

3. Результаты. Распределение плотности в поперечном сечении сверхзвуковой струи имеет характерный вид, приведенный на фиг. 2 для азота и аргона. Измерения проведены на расстоянии 8,5 мм от среза сопла при истечении из сопла диаметром 2,1 мм при $n = 50$ и $Re = 10^3$. Плотность отнесена к соответствующей величине для окружающего пространства. Струя аргона имеет меньший поперечный размер (фиг. 1), но более высокое максимальное значение плотности в слое смешения.

Как показано в [19], при повышении числа Re турбулентный режим течения зарождается в области максимального градиента плотности в слое смешения газа, вытекшего из сопла, и газа окружающего пространства. Измерения процесса ламинарно-турбулентного перехода проведены на расстояниях 3,8 и 3,2 мм от оси струи соответственно для азота и аргона. Нестационарное поведение трубок тока при переходе к турбулентному режиму течения приводит к тому, что в некоторой точке пространства возникают флуктуации плотности, величина которых позволяет контролировать число Рейнольдса перехода к турбулентному режиму.

На фиг. 3 показаны зависимости величины среднеквадратичной относительной величины флуктуаций от числа Re для течений азота и аргона. При обработке данных учтена величина дисперсии измерений на покоящемся газе. Резкое возрастание дисперсии флуктуаций свидетельствует о переходе к турбулентному режиму. Фигура 3 показывает, что переход к турбулентности в струе азота происходит при более высоком числе Re (на 30–40%), чем в струе аргона.

Проанализируем причины, которые могут привести к различию критических чисел Re перехода к турбулентному режиму для течений N_2 и Ar . Различие показателей адиабаты для этих газов приводит к различию геометрий течений (фиг. 1) и распределений газодинамических параметров во всем поле течения и в слое смешения (фиг. 2).

Более высокая плотность в слое смешения в аргоне приводит к относительно более низкому значению кинематической вязкости в области максимального градиента плотности (температурная зависимость сказывается в меньшей степени), т.е. более высокому эффективному числу Re . Таким образом, различие в распределениях полей параметров в слоях смешения может являться причиной более раннего перехода в аргоне по сравнению с азотом.

Дополнительное влияние показателя адиабаты на течение газа в сверхзвуковой струе проявляется в геометрии слоя смешения, что также может сказаться на устойчивости. В частности, кривизна трубок тока для течения аргона меньше, что приводит к ослаблению дополнительного механизма неустойчивости Гертлера. Этот механизм должен был бы приводить к обратному соотношению критических чисел Рейнольдса по сравнению с экспериментально наблюдаемым.

Кроме того, при анализе устойчивости течений азота необходимо учитывать дополнительный механизм диссипации, связанный с наличием второй вязкости, которая может оказывать влияние в связи с высокими скоростями течения в слое смешения. Как известно [20], вторая (объемная) вязкость связана с релаксацией внутренних степеней свободы молекул и равна нулю для аргона.

В настоящее время трудно сказать, в какой степени каждый из приведенных трех механизмов влияет на переход течения к турбулентности. Ответ на этот вопрос требует проведения дополнительных теоретических и экспериментальных исследований.

Заключение. Экспериментально установлено, что переход к турбулентности в сверхзвуковой струе аргона происходит при меньших числах Рейнольдса, чем в струе азота. Возможными причинами этого являются различия показателя адиабаты и второй вязкости. Экспериментальная проверка роли этих характеристик может быть осуществлена при сопоставлении ламинарно-турбулентного перехода в струях N_2 и CO . Эти газы обладают почти идентичными молекулярными характеристиками: показателем адиабаты, молекулярной массой, скоростью звука, теплопроводностью, кинематической вязкостью, вращательным квантом и др. В то же время, согласно табличным данным [21], коэффициент второй вязкости CO в несколько раз превышает соответствующую величину для N_2 .

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-01-01565).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Авдуевский В.С., Ашратов Э.А., Иванов А.В., Пирумов У.Г.* Сверхзвуковые неизобарические струи газа. М.: Машиностроение, 1985. 245 с.
2. *Авдуевский В.С., Ашратов Э.А., Иванов А.В., Пирумов У.Г.* Газодинамика сверхзвуковых неизобарических струй. М.: Машиностроение, 1989. 320 с.
3. *Дулов В.Г., Лукьянов Г.А.* Газодинамика процессов истечения. Новосибирск: Наука, 1984. 234 с.
4. *Adamson T.C., Nicholls J.A.* On the structure of jets from highly underexpanded nozzles into still air // *J. Aero – Space Sci.* 1959. V. 26. № 1. P. 16–24.
5. *Lewis C.H., Carlson D.J.* Normal shock location in underexpanded gas and gas-particle jets // *AIAA Journal.* 1964. V. 2. № 4. P. 776–777.
6. *Crist S., Sherman P.M., Glass D.R.* Study of the highly underexpanded sonic jet // *AIAA Journal.* V. 4. № 1. P. 68–71.
7. *Авдуевский В.С., Иванов А.В., Карпман И.М. и др.* Влияние вязкости на течение в начальном участке сильно недорасширенной струи // Докл. АН СССР. 1971. Т. 197. № 1. С. 46–49.
8. *Авдуевский В.С., Иванов А.В., Карпман И.М. и др.* Структура турбулентных недорасширенных струй, вытекающих в затопленное пространство и спутный поток // Изв. АН СССР. МЖГ. 1972. № 3. С. 15–29.
9. *Новопашин С.А., Перепелкин А.Л., Ярыгин В.Н.* Обнаружение квазичастиц в турбулентном слое смешения сверхзвуковой струи // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. Вып. 7. С. 318–319.
10. *Arnette S.A., Samimy M., Elliott G.S.* On streamwise vortices in high Reynolds number supersonic axisymmetric jets // *Phys. Fluids A.* 1992. V. 5. № 1. P. 187–202.
11. *Krothapalli A., Buzyna G., Lourenco L.* Streamwise vortices in an underexpanded axisymmetric jet // *Phys. Fluids A.* 1991. V. 3. № 8. P. 1848–1851.

12. *Запругаев В.И., Солотчин А.В.* Пространственная структура течения в начальном участке сверхзвуковой недорасширенной струи: Препринт № 23. Новосибирск: Ин-т теорет. и прикл. механики, 1988. 21 с.
13. *Авдугевский В.С., Иванов А.В., Карпман И.М. и др.* Течение в сверхзвуковой вязкой недорасширенной струе // Изв. АН СССР. МЖГ. 1970. № 3. С. 63–69.
14. *Ребров А.К., Чекмарев С.Ф., Шарафутдинов Р.Г.* Влияние разреженности на структуру свободной струи азота // ПМТФ. 1971. № 1. С. 136–141.
15. *Волчков В.В., Иванов А.В., Кисляков Н.И. и др.* Струи низкой плотности за звуковым соплом при больших перепадах давления // ПМТФ. 1973. № 2. С. 64–73.
16. *Novopashin S.A., Perepelkin A.L.* Axial symmetry loss of a supersonic preturbulent jet // Phys. Lett. A. 1989. V. 135. № 4, 5. P. 290–293.
17. *Новопашин С.А., Перепелкин А.Л., Ярыгин В.Н.* Импульсный локальный метод исследования потоков газа по рэлеевскому рассеянию света // Приборы и техника эксперимента. 1986. Вып. 5. С. 158–159.
18. *Аульченко В.М., Коршунов Ю.В., Мелехов Г.Г., Фоминых В.И.* Функциональные модули электроники для экспериментов в ядерной физике: Препринт № 13. Новосибирск: Ин-т ядерной физики СО АН СССР, 1971. 25 с.
19. *Кутателадзе С.С., Новопашин С.А., Перепелкин А.Л., Ярыгин В.Н.* Тонкая структура течения сверхзвуковой недорасширенной турбулентной струи // Докл. АН СССР. 1987. Т. 295. № 3. С. 556–558.
20. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. 10. Физическая кинетика, М.: Наука, 1979. 527 с.
21. *Физические величины* / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова, М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.

Новосибирск

Поступила в редакцию
23.VII.1996