

03

## Экспериментальное исследование течения дозвуковых плоских мини- и микроструй воздуха

© В.М. Анискин<sup>1,3</sup>, В.В. Леманов<sup>2</sup>, Н.А. Маслов<sup>1,3</sup>, К.А. Мухин<sup>1</sup>,  
В.И. Терехов<sup>2</sup>, К.А. Шаров<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск

<sup>2</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

<sup>3</sup> Новосибирский государственный университет

E-mail: lemanov@itp.nsc.ru

Поступило в Редакцию 27 августа 2014 г.

Изложены результаты экспериментального исследования дозвуковых затопленных струй воздуха, истекающих из плоских мини- и микросопел с характерным размером от 22 до 600  $\mu\text{m}$  в диапазоне чисел Рейнольдса 70–2600. На основе визуализации течения определена точка положения ламинарно-турбулентного перехода — дальнобойность струи. Показано, что дальнобойность микроструй может достигать 100–300 калибров сопла. Число Рейнольдса перехода к турбулентности в плоских мини- и микроструях принимает большие значения (1000–2600), что на 2–3 порядка превышает числа Рейнольдса потери устойчивости (3–10). Проведено сопоставление с известными опытными данными для газовых микроструй. Представлено обобщение опытных данных при использовании числа Рейнольдса, определенного по линейному размеру — дальнобойности.

Одно из современных направлений микрогидродинамики — изучение микроструй. Широкое практическое распространение малоразмерных струй связано с развитием МЭМС (микроэлектромеханические системы) технологий. В частности, газовые микроструи нашли разнообразное применение в микрореактивных двигателях, микроустройствах пневмоавтоматики и процессов управления газодинамическими течениями, для охлаждения элементов микроэлектроники [1,2]. Одной из важных задач с практической точки зрения является определение числа Рейнольдса ламинарно-турбулентного перехода и координаты точки перехода в затопленных дозвуковых мини- и микроструях.

Известно, что критическое число Рейнольдса потери устойчивости затопленных струй составляет  $Re_{cr} = 3-10$  [3,4], в то же время число Рейнольдса перехода к турбулентности в таких течениях варьируется в широких пределах от 40 до 2000, при этом положение точки перехода составляет от 10 до 500 калибров сопла [2,5]. Такой разброс параметров связан с тем, что для дозвуковых струйных течений существенную роль играют начальные условия, которые в большинстве работ не контролировались.

Будем называть длину ламинарного участка струи, т. е. расстояние от среза сопла до точки перехода, дальностью дозвуковых струй ( $L$ ). В работе [6] при экспериментальном исследовании плоских дозвуковых струй с поперечным размером  $b = 50-200 \mu\text{m}$  было обнаружено влияние масштабного фактора на неустойчивость и дальность. На дальность струй также оказывает сильное влияние звуковое воздействие. Данные по влиянию акустического поля на распространение мини- и микроструй представлены в работах [7-9] соответственно. Авторы [5] провели изучение дальности в основном осесимметричных дозвуковых струй воздуха с характерным диаметром  $d = 0.5-8 \text{ mm}$ .

Целью работы является определение числа Рейнольдса перехода к турбулентности и координаты точки перехода в дозвуковых плоских мини- и микроструях воздуха. Также в задачу исследования входит обобщение опытных данных.

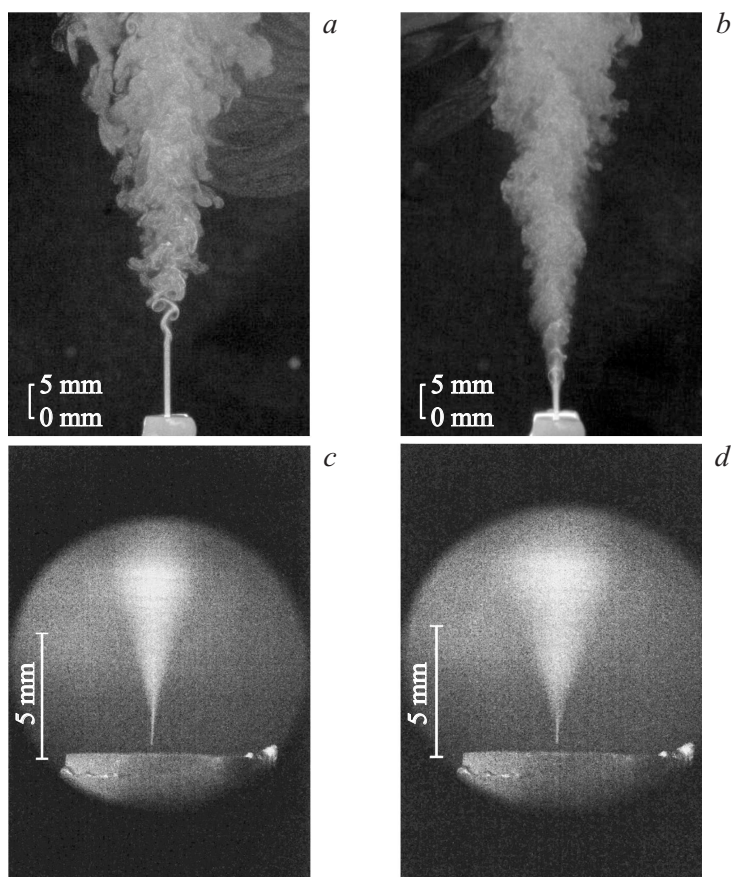
В наших экспериментах плоские струи формировались с помощью сопел нескольких вариантов. В качестве первого варианта служило дозвуковое сопло диаметром 15 mm на входе, сходящееся на щель высотой  $b = 0.5 \text{ mm}$  и шириной 15 mm, переходящее в плоский канал. Использовались несколько плоских сопел одной высоты щели с длинами каналов  $l = 0.5, 15, 30$  и  $75 \text{ mm}$ . Вторым вариантом — цилиндрический канал диаметром 15 mm с внезапным сужением до плоской щели размером  $b = 0.5 \text{ mm}$ , шириной 15 mm. В качестве третьего варианта использовался плоский канал высотой  $b = 0.6 \text{ mm}$ , шириной 16 mm и длиной 70 mm, на входе в который отсутствовало сопло [5]. Четвертым вариантом представляли микросопла с клиновидным конфузоров и высотой сопла в выходном сечении  $b = 22-175 \mu\text{m}$ . Диапазон чисел Рейнольдса для исследуемых струй воздуха, рассчитанных по среднерасходной скорости струи  $U$  и высоте сопла  $b$ , составлял  $Re_b = Ub/v = 70-2600$ .

Исследования включали в себя визуализацию течения мини- и микроструй и термоанемометрические измерения. Визуализация течения

плоских министруй воздуха (высота сопла 0.5 и 0.6 mm) производилась с помощью генератора водного аэрозоля (характерный размер частиц 1–2  $\mu\text{m}$ ). Картина течения фотографировалась цифровой камерой Pentax (матрица 10 MPix), время экспозиции кадра составляло 0.3–0.5 s. Освещение производилось импульсным лазером с длиной волны 532 nm длительностью импульса 5 ns и толщиной лазерного ножа 2 mm. Также проводились измерения термоанемометром DISA55M с миниатюрным зондом DISA55P11 (вольфрамовая нить диаметром 8  $\mu\text{m}$  и длиной 1 mm).

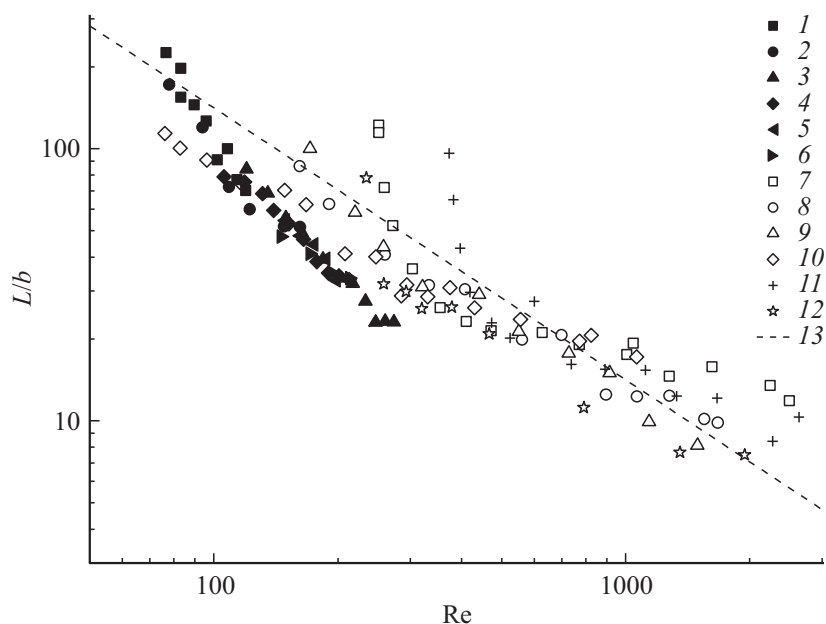
В случае использования микросопел размеры частиц генератора аэрозоля, используемых для визуализации, становятся соизмеримы с поперечными размерами сопел, что делает данный метод трудноприменимым для исследования микроструй. Для визуализации течения микроструй был применен метод лазерно-индуцированной флюоресценции, предложенной в [10]. Суть метода заключается во флюоресценции паров ацетона под действием ультрафиолетового излучения. В эксперименте воздух через регулятор расхода подавался в емкость с ацетоном. Проходя через ацетон, воздух насыщался его парами и затем подавался в сопло. Струя воздуха с парами ацетона освещалась лазерным ножом. В качестве источника лазерного излучения использовался ультрафиолетовый лазер с длиной волны 248 nm. Пары ацетона флюоресцировали в диапазоне длин волн 400–550 nm, и струя фотографировалась через микроскоп на камеру. Время экспозиции составляло от 4 до 20 s.

На рис. 1 приведены фотографии визуализации течения мини- и микроструй, полученные с использованием аэрозольных частиц и метода лазерно-индуцированной флюоресценции соответственно. Визуализировано центральное сечение струи перпендикулярно большей стороне сопла. Видно, что в струе четко выделяются 2 части: начальный участок с практически постоянной шириной струи и клиновидно расширяющийся участок струи. Как видно из фотографий визуализации (см., например, рис. 1, *a*), начальный участок струи характеризуется ламинарным режимом течения, затем через вихреобразование формируется развитый турбулентный поток, расширяющийся под некоторым углом к направлению струи. Точка ламинарно-турбулентного перехода определялась как пересечение образующих границы турбулентной части струи. Проведенные термоанемометрические измерения в министруе показали соответствие полученных данных с дальнобойностью, определенной по визуализации течения. Погрешность определения дальнобойности



**Рис. 1.** Визуализация течения плоской затопленной микроструи воздуха ( $b = 500 \mu\text{m}$ ,  $a$  —  $Re = 410$ ,  $b$  —  $Re = 2240$ ) и микроструи ( $b = 52.5 \mu\text{m}$ ,  $c$  —  $Re = 201$ ,  $d$  —  $Re = 274$ ).

составляла 5–18% и вызвана в основном нестационарной картиной при визуализации течения. В опытах с минисоплами использовалось осреднение по 4–5 кадрам (время экспозиции — импульс лазера 5 ns), для микросопел дальность определялась по одному кадру (время экспозиции кадра 4–20 s).



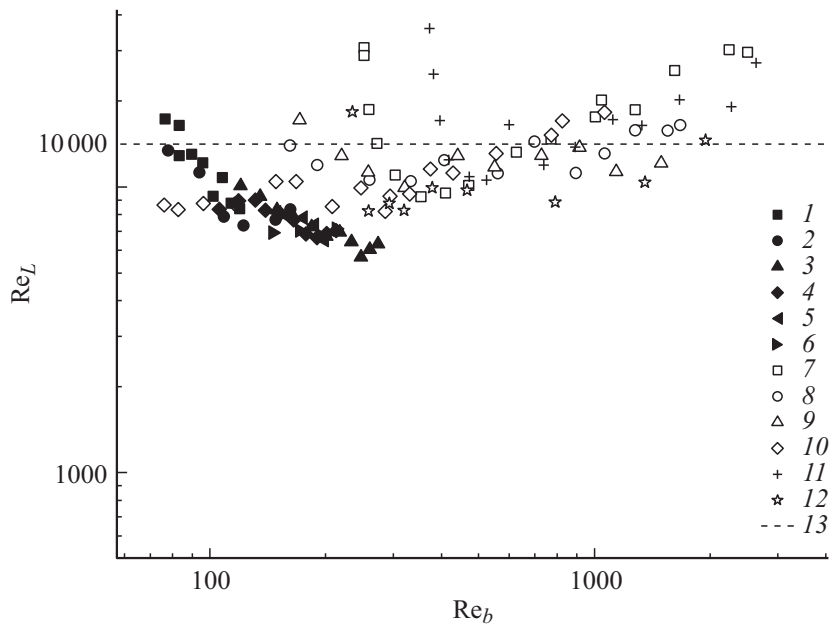
**Рис. 2.** Координата точки перехода в затопленных струях. Микроструи: 1 —  $b = 22.3 \mu\text{m}$ , 2 — 34.5, 3 — 52.5, 4 — 83.3, 5 — 130, 6 — 175; 13 —  $b = 50\text{--}200 \mu\text{m}$  [6]. Министруи: 7 —  $l = 0.5 \text{ mm}$ , 8 — 15, 9 — 30, 10 — 75 mm (7–10 —  $b = 0.5 \text{ mm}$ ); 11 — внезапное сужение ( $b = 0.5 \text{ mm}$ ), 12 —  $b = 0.6 \text{ mm}$  [5].

На рис. 2 представлены данные для всех вариантов плоских сопел, используемых в экспериментах. Здесь же пунктирной линией изображена корреляция, представленная в работе [6]. Как видно из графика, данные по дальности дозвуковых плоских микро- и минируй согласуются между собой. Для разных условий опытов в логарифмических координатах просматривается линейная зависимость относительной дальности от числа Рейнольдса. Такая же тенденция была отмечена авторами [6], но для более узкого диапазона высот сопел ( $50\text{--}200 \mu\text{m}$ ).

Другим интересным результатом является то, что при одинаковом числе Рейнольдса происходит изменение дальности струй, истека-

ющих из дозвукового сопла  $b = 0.5$  mm с различной длиной щелевидного канала (0.5, 15, 30 и 75 mm). Известно, что распределение скорости на выходе из сопла имеет „ударный“ (top-hat) характер. В канале на стенках развиваются пограничные слои, которые смыкаются примерно на расстоянии  $l/b = 100$  от входа. Варьируя длину канала на выходе из сопла, мы получали разные начальные профили скорости для струй: от ударного при  $l = 0.5$  mm ( $l/b = 1$ ) до полностью развитого при  $l = 75$  mm ( $l/b = 150$ ). Оказывается, что при  $Re_b < 400$  дальнобойность струй, сформированных при начальном ударном профиле скорости ( $l = 0.5$  mm), при идентичных числах Рейнольдса больше, чем дальнобойность струй, у которых начальный профиль скорости в начальном сечении близок к распределению Пуазейля (в случае  $l = 15, 30$  и  $75$  mm). Эту тенденцию также подтверждают данные по дальнобойности струй, истекающих из сопла с внезапным сужением. Такой неожиданный результат требует более внимательного и подробного дальнейшего изучения, так как теория [11] утверждает, что струи с параболическим начальным профилем скорости имеют более высокие числа Рейнольдса потери устойчивости, чем с ударным (top-hat) распределением скорости. Различие в данных по дальнобойности мини- и микроструй может быть связано с влиянием начальных условий: профилем скорости и уровнем турбулентных пульсаций скорости. В литературе мы не обнаружили опытных данных по дальнобойности плоских макроструй, что может служить предметом для дальнейших исследований.

При описании сверхзвуковых осесимметричных струй широко используется число Рейнольдса, рассчитанное не по диаметру сопла, а по расстоянию от сопла до диска Маха. Характерное число Рейнольдса ламинарно-турбулентного перехода в слое смешения первой бочки сверхзвуковых недорасширенных струй составляет  $10^3 - 10^4$  [12]. В связи с этим на рис. 3 предложен вариант обобщения опытных данных в координатах  $Re_L = f(Re_b)$ . Здесь число  $Re_b$  определено по высоте сопла  $b$ ,  $Re_L$  — по координате точки перехода в затопленных струях. Пунктирной линией представлена эмпирическая корреляция, полученная авторами работы [6]. Как видно из рисунка, в таких координатах данные по дальнобойности для различного типа сопел, полученные за счет вариации высоты сопла и числа Рейнольдса  $Re_b$ , согласуются между собой. Таким образом, в первом приближении координату перехода к турбулентности можно определить по числу  $Re_L$ , которое лежит в диапазоне чисел Рейнольдса  $Re_L = 8 \cdot 10^3 - 1.5 \cdot 10^4$



**Рис. 3.** Число Рейнольдса перехода в затопленных струях. Обозначения соответствуют рис. 2.

и по порядку величины согласуется с числом Рейнольдса перехода в слое смешения сверхзвуковых недорасширенных струй.

Таким образом показано, что длина ламинарного участка мини- и микроструй может составлять 100–300 калибров сопла. В логарифмических координатах просматривается линейная корреляция относительной дальности ( $L/b$ ) от числа Рейнольдса струи ( $Re_b$ ). Число Рейнольдса перехода к турбулентности в плоских мини- и микроструях может достигать больших значений ( $Re_b = 1000–2600$ ), что на 2–3 порядка превышает числа Рейнольдса потери устойчивости ( $Re_{cr} = 3–10$ ). Показано, что для оценки размера зоны ламинарно-турбулентного перехода можно использовать число Рейнольдса  $Re_L$ , определенное по параметрам в начальном сечении струи и линейному размеру — координате перехода к турбулентности. Этот критерий в первом приближении лежит в диапазоне  $Re_L = 8 \cdot 10^3–1.5 \cdot 10^4$  и

не зависит от условий формирования плоских затопленных мини- и микроструй и числа Ренольдса  $Re_b$ , определенного по высоте сопла.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 14-08-00768а) и гранта правительства РФ для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских образовательных учреждениях высшего профессионального образования от 04.03.2014 г. № Z50.31.0019.

## Список литературы

- [1] *Alvi F.S., Lou H., Shih C.* et al. // *J. Fluid Mech.* 2008. V. 613. P. 55–83.
- [2] *Koller-Milojevic D., Schneider W.* // *Fluid Dyn. Res.* 1993. V. 12. N 6. P. 307–322.
- [3] *Турбулентное смешение газовых струй* / Под ред. Г.Н. Абрамовича. М.: Наука, 1974.
- [4] *Ho C.M., Huerre P.* // *Ann. Rev. Fluid Mech.* 1984. V. 16. P. 365–424.
- [5] *Леманов В.В., Терехов В.В., Шаров К.А.* и др. // *Письма в ЖТФ.* 2013. Т. 39. В. 9. С. 34–40.
- [6] *Gau C., Shen C.H., Wang Z.B.* // *Phys. Fluids.* 2009. V. 21. Art. N 092001.
- [7] *Козлов В.В., Грек Г.Р., Литвиненко Ю.А.* и др. // *Вестн. НГУ.* 2010. Т. 5. В. 2. С. 28–42.
- [8] *Кривокорытов М.С., Голуб В.В., Моралев И.А.* // *Письма в ЖТФ.* 2013. Т. 39. В. 18. С. 38–44.
- [9] *Анискин В.М., Бунтин Д.А., Маслов А.А.* и др. // *ЖТФ.* 2012. Т. 82. В. 2. С. 17–23.
- [10] *Lozano A., Yip B., & Hanson R.K.* // *Exp. Fluids.* 1992. V. 13. N 6. P. 369–386.
- [11] *Batchelor G.K., Gill A.E.* // *J. Fluid Mech.* 1962. V. 14. P. 529–551.
- [12] *Авдеевский В.С., Иванов А.В., Карлман И.М.* и др. // *Докл. АН СССР.* 1971. Т. 197. № 1. С. 46–49.