

03

Влияние начальных возмущений в импактной струе Хагена–Пуазейля на интенсификацию пристенного теплообмена

© В.В. Леманов, В.В. Лукашов, К.А. Шаров

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск, Россия

E-mail: sharov_konstantin@rambler.ru

Поступило в Редакцию 2 октября 2024 г.

В окончательной редакции 19 октября 2024 г.

Принято к публикации 20 октября 2024 г.

Проведено экспериментальное исследование теплообмена в импактной струе воздуха, истекающей из круглой длинной трубки ($l/d > 100$) при низких числах Рейнольдса ($Re = 250–12\,000$). Изучены три варианта геометрии входа в трубку: внезапное сужение, конический конфузор, профилированное сопло. Получены статистические данные по локальному теплообмену при больших расстояниях до преграды ($h/d = 20$). Обнаружена локализация теплообмена для ламинарных струй в области критической точки для трех вариантов входа в трубку. Начальные условия с меньшим уровнем возмущений на входе увеличивают критическое число Рейнольдса, а также способствуют интенсификации теплообмена в области критической точки.

Ключевые слова: течение Хагена–Пуазейля, ламинарно-турбулентный переход, начальные условия, импактная струя, пульсации скорости.

DOI: 10.61011/PJTF.2025.04.59837.20135

Одним из эффективных методов интенсификации теплообмена является использование импактных струй газа и жидкости. При этом важны две прикладные задачи теплообмена: охлаждение локализованных малых участков и достаточно больших площадей [1–3]. На практике наиболее оптимальной для интенсификации теплообмена в пристенной области импактных струй является конфигурация с профилированными конфузорами, высокими числами Рейнольдса ($Re > 10^4$) и малыми расстояниями до преграды $h = (4–6)d$ (где d — диаметр сопла) [1–3]. При таких параметрах имеют место небольшой локальный максимум теплоотдачи в области критической точки и плавно спадающее распределение теплового потока по радиусу преграды. В экспериментах [4] был получен большой эффект увеличения теплоотдачи (более 300%) в области критической точки для струйного истечения из длинной трубки при низких числах Рейнольдса. Имеется ограниченное число работ по теплообмену в импактных ламинарных струях при таких условиях (истечение из трубки, $Re < 6000$, расстояния до преграды $h/d > 10$) [1–3]. Данные числа Рейнольдса характеризуются „эффектом дальнобойности“, который заключается в существовании большого расстояния до точки перехода к турбулентности ($x/d = 100–200$, где x — координата от среза сопла) [5]. При истечении из трубки угол раскрытия в ламинарной струе составляет $3–6^\circ$, а в турбулентной струе этот угол существенно больше ($15–26^\circ$). В результате в ламинарных режимах наблюдается гидродинамическая локализация теплообмена в области критической точки [6]. Как известно, „входной поток обычно более чувствителен к возмущениям, чем полностью развитый поток Хагена–Пуазейля. Следовательно, контроль над этим аспектом

может иметь практическое значение“ [7]. В связи с этим в настоящей работе изучается влияние начальных гидродинамических условий для круглой длинной трубки на локальный теплообмен в окрестности критической точки импактных макроструй воздуха при больших расстояниях до преграды ($h/d > 10$). Для выполнения этой задачи варьировали геометрию входа в трубку (внезапное сужение, конический конфузор, профилированное сопло), что приводило к изменению уровня пульсаций в начальном сечении струи. Прикладной целью исследований является локальная интенсификация теплообмена при минимальных расходах охладителя, т.е. при низких числах Рейнольдса ($Re < 6000$).

Экспериментальная установка включала газовую магистраль (источник сжатого воздуха, гибкие подводящие шланги, расходомер, струйный источник), теплообменный участок и измерительную аппаратуру. В качестве струйного источника использовалась трубка из латуни с внутренним диаметром $d = 3$ мм и длиной $l = 1$ м ($l/d = 333$). Подводящая магистраль имела внутренний диаметр $D = 15$ мм. Изучались три варианта входных устройств: 1) внезапное сужение с кромкой 0.2 мм; 2) конический конфузор с углом 30° и кромкой 1 мм; 3) профилированное сопло (полином четвертой степени). Во всех случаях степень поджатия потока составляла $n = (D/d)^2 = 25$. Расстояние от сопла до пластины составляло $h = 60$ мм ($h/d = 20$). Подробности описания эксперимента изложены в работах [4,6]. Нагрев теплообменного участка (медная пластина, режим $T_w = \text{const}$) осуществлялся до $40–50^\circ\text{C}$. По радиусу растекания струи расположены пленочные датчики теплового потока [8]. В опытах измерялись мгновенное значение плотности теплового потока Q' (временная

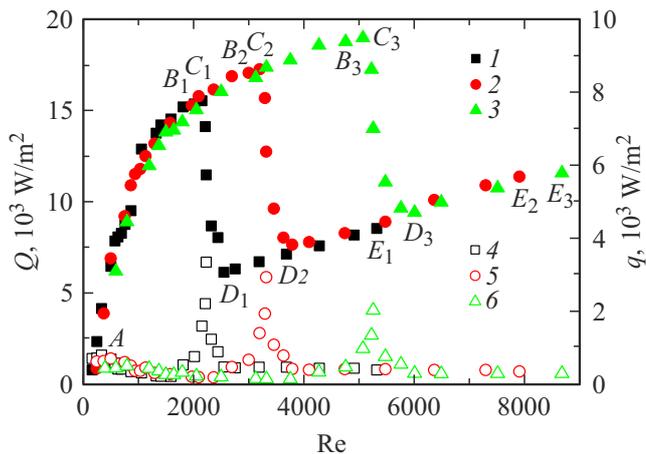


Рис. 1. Среднее значение плотности теплового потока Q (1–3) и среднеквадратичное значение пульсаций плотности теплового потока q (4–6) в импактной струе. 1, 4 — внезапное сужение; 2, 5 — конический конфузор; 3, 6 — профилированное сопло.

выборка $2 \cdot 10^5$), массовый расход газа G , температура пластины T_w и температура струи в начальном сечении T_j . Число Рейнольдса $Re = Ud/\nu$ и Нуссельта в критической точке $Nu_0 = ad/\lambda$ определялись по среднерасходной скорости $U = 4G/(\pi\rho d^2)$ и среднему значению коэффициента теплоотдачи $\alpha = Q/(T_w - T_j)$ (Q — среднее значение плотности теплового потока). Согласно [9], течение в струе соответствует режиму движения в источнике (трубке): ламинарный, переходный и турбулентный. Диагностика переходного режима течения и определения критического числа Рейнольдса (Re_{cr}) в начальном сечении струи основана на регистрации крупномасштабных турбулентных структур (puff) с помощью термоанемометра [7,9]. Основная неопределенность измерения мгновенного значения плотности теплового потока составляла 2–4% [8], числа Нуссельта — 4–6%, числа Рейнольдса — 1–5%.

Результаты исследования импактной струи для трех вариантов входа в трубку представлены на рис. 1. Здесь отображены параметры Q (среднее значение плотности теплового потока) и q (среднеквадратичное значение пульсаций плотности теплового потока) в критической точке при изменении числа Рейнольдса. Данные для варианта 2 (вход — конический конфузор) соответствуют опытам [6]. Для всех трех вариантов входа можно выделить следующие участки при вариации Re (по аналогии с работой [6]). Ламинарный участок ($A-B_1$, $A-B_2$, $A-B_3$) отличается монотонным ростом Q и низким уровнем q . Для течения в такой струе характерна неустойчивость в слое смешения [10,11]. Предварительные опыты для вариантов 1, 3 показали, что профиль скорости в начале струи близок к распределению Пуазейля, как и для варианта 2 (конический конфузор) [6], а зона перехода к турбулентности находится при $h/d > 20$. Участок с ламинарно-турбулентным переходом в трубке

($B_1-C_1-D_1$, $B_2-C_2-D_2$, $B_3-C_3-D_3$) характеризуется большим снижением Q и высоким уровнем пульсаций q . Движение потока в переходной струе соответствует режиму со статистической перемежаемостью по времени: на одних отрезках времени течение ламинарное, на других — турбулентное [9]. Для критического числа Рейнольдса получены следующие значения: вариант 1 — $Re_{cr1} = 2023$, вариант 2 — $Re_{cr2} = 3004$, вариант 3 — $Re_{cr3} = 4759$. При этом экстремумы Q в точках C_1, C_2, C_3 соответствуют переходным числам Re : вариант 1 — $Re = 2156$, вариант 2 — $Re = 3202$, вариант 3 — $Re = 5072$. Турбулентный участок (D_1-E_1 , D_2-E_2 , D_3-E_3) характеризуется незначительным монотонным ростом Q и низким уровнем q . Вариация начальных условий приводит не только к увеличению Re_{cr} , но и к изменению максимального уровня флуктуаций q . Начальные условия с меньшим уровнем возмущений увеличивают критическое число Рейнольдса, а также способствуют интенсификации теплообмена в области критической точки. Максимальный уровень флуктуации q для вариантов 1 и 3 согласуется с максимальной степенью турбулентности ($Tu = 13.6$ и 11.3% соответственно) в начальном сечении струи, для случая 2 эти данные ($Tu = 12.5\%$) представлены в [6].

Опыты по распределению среднего значения плотности теплового потока по радиусу пластины показали результаты, аналогичные полученным в работе [6]. Для ламинарной струи при трех вариантах входных устройств получена локализация плотности теплового потока вблизи критической точки в отличие от турбулентной струи. Было установлено, что угол раскрытия в ламинарной струе составляет $3-6^\circ$, а в турбулентной струе он равен $20-26^\circ$.

Сравнение теплообмена в критической точке импактной струи в виде зависимости $Nu_0 = f(Re)$ представлено на рис. 2 для трех вариантов входа в трубку при одинаковых параметрах ($d = 3$ mm, $h/d = 20$). Для сопоставления на этом рисунке сплошной линией показана корреляционная зависимость $Nu_0 = 5.25Re^{0.5}Pr^{0.33}(h/d)^{-0.77}$ [1], с которой хорошо согласуются результаты наших опытов в случае истечения струи из сопла ($d = 3$ mm, $h/d = 20$, опыты описаны в [6]). В то же время для импактной струи, вытекающей из длинной трубки (для трех вариантов входа), наблюдается немонотонное поведение теплообмена в области $Re < 6000$. Максимумы числа Нуссельта для струи из трубки (точки C_1, C_2, C_3 на рис. 2) достигаются при $Re = 2156$ (вариант 1), 3202 (вариант 2), $Re = 5072$ (вариант 3) и соответствуют экстремумам среднего значения плотности теплового потока Q (точки C_1, C_2, C_3 на рис. 1). Для истечения из трубки наблюдается существенное увеличение числа Нуссельта (до 300%) в диапазоне $Re = 500-6000$ по сравнению со случаем, когда струя вытекает из сопла. При $Re > 6000$ различие в теплоотдаче для двух вариантов формирования струи (из трубки и из сопла) практически исчезает. При низких числах Рейнольдса ($Re < 500$) наши данные

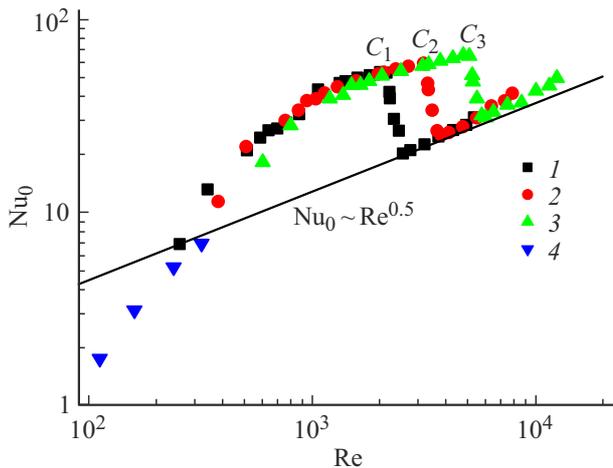


Рис. 2. Теплоотдача в критической точке импактной струи. 1 — внезапное сужение, 2 — конический конфузор, 3 — профилированное сопло, 4 — импактная микроструя [12]. Линия — корреляционная зависимость [1].

удовлетворительно согласуются с результатами опытов для ламинарных микроструй [12].

Влияние начальных условий на критическое число Рейнольдса в длинных трубках и каналах изучено довольно подробно [6,13]. При этом начальное течение варьировалось от гидравлически гладких (профилированные конфузоры) до течений с локальной отрывной зоной [14,15]. При увеличении Re_{cr} наблюдается снижение коэффициента трения, в то же время существенного влияния начальных условий на уровень теплообмена не обнаружено [15]. В настоящей работе на примере импактной струи установлено, что наблюдается корреляция между геометрией входа, критическим числом Рейнольдса в длинной трубке и уровнем среднего значения теплообмена в области критической точки. Такое существенное отличие задачи с импактной струей от течения в канале заключается в следующем. В первом случае ламинарная струя имеет малый угол раскрытия, при этом площадь охлаждения при $h = \text{const}$ практически сохраняется. Рост Re_{cr} приводит к увеличению расхода охладителя и, следовательно, к большему значению плотности теплового потока. Однако максимальное среднее значение плотности теплового потока (точки C_1, C_2, C_3 на рис. 1) или числа Нуссельта (точки C_1, C_2, C_3 на рис. 2) для истечения из длинной трубки соответствует области ламинарно-турбулентного перехода ($Re = 3202$, вариант 2). Таким образом, максимум теплоотдачи не соответствует начальному профилю Пуазейля. Известно, что ламинарно-турбулентный переход в трубках происходит по механизму перемежаемости, когда попеременно образуются и исчезают крупномасштабные вихревые структуры [7]. Для данного опыта (точки C_1, C_2, C_3 на рис. 1) доля турбулентных структур (коэффициент перемежаемости) составляет примерно 8–10%. Эффект воздействия таких

крупномасштабных структур на теплообмен требует более подробного изучения.

Таким образом, в работе показано, что изменение гидродинамических условий на входе в длинную трубку ($l/d > 100$) в виде внезапного сужения, конического конфузора и профилированного сопла существенно влияет на критическое число Рейнольдса в трубке. Начальные условия с меньшим уровнем возмущений на входе увеличивают критическое число Рейнольдса и способствуют интенсификации теплообмена в области критической точки. Увеличение теплообмена в области критической точки при Re_{cr} составляет 200–300% по сравнению с уровнем теплообмена в турбулентном режиме, который возникает в окрестности Re_{cr} . Полученные результаты могут быть полезны при проектировании перспективных теплообменных аппаратов с использованием импактных струйных течений.

Финансирование работы

Результаты получены при финансовой поддержке РФФИ (грант № 23-29-00584).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Б.Н. Юдаев, М.С. Михайлов, В.К. Савин, *Теплообмен при взаимодействии струй с преградами* (Машиностроение, М., 1977).
- [2] Е.П. Дыбан, А.И. Мазур, *Конвективный теплообмен при струйном обтекании тел* (Наук. думка, Киев, 1982).
- [3] F.V. Barbosa, S.F.C.F. Teixeira, J.C.F. Teixeira, *Appl. Therm. Eng.*, **218**, 119307 (2023). DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2022.119307
- [4] В.В. Леманов, В.И. Терехов, ТВТ, **54**(3), 482 (2016). DOI: 10.7868/S0040364416030108 [V.V. Lemanov, V.I. Terekhov, *High Temp.*, **54**(3), 454 (2016). DOI: 10.1134/S0018151X1603010X].
- [5] В.В. Леманов, В.И. Терехов, К.А. Шаров, А.А. Шумейко, Письма в ЖТФ, **39**(9), 34 (2013). [V.V. Lemanov, V.I. Terekhov, K.A. Sharov, A.A. Shumeiko, *Tech. Phys. Lett.*, **39**(5), 421 (2013). DOI: 10.1134/S1063785013050064].
- [6] В.В. Леманов, В.В. Лукашов, К.А. Шаров, Письма в ЖТФ, **50**(5), 35 (2024). DOI: 10.61011/PJTF.2024.05.57183.19704 [V.V. Lemanov, V.V. Lukashov, K.A. Sharov, *Tech. Phys. Lett.*, **50**(3), 33 (2024)].
- [7] T. Mullin, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **42**, 1 (2011). DOI: 10.1146/annurev-fluid-122109-160652
- [8] С.З. Сапожников, В.Ю. Митяков, А.В. Митяков, *Основы градиентной теплотетрии* (Изд-во Политехн. ун-та, СПб., 2012). [S.Z. Sapozhnikov, V.Yu. Mityakov, A.V. Mityakov, *The science and practice of heat flux measurement* (Springer Nature, 2020) p. 209].
- [9] В.В. Леманов, В.В. Лукашов, К.А. Шаров, Изв. РАН. Механика жидкости и газа, № 6, 50 (2020). DOI: 10.31857/S0568528120060080 [V.V. Lemanov, V.V. Lukashov, K.A. Sharov, *Fluid Dyn.*, **55**(6), 768 (2020). DOI: 10.1134/S0015462820060087].

- [10] C.M. Ho, P. Huerre, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **16**, 365 (1984). DOI: 10.1146/annurev.fl.16.010184.002053
- [11] А.С. Гиневский, Е.В. Власов, Р.К. Каравосов, *Акустическое управление турбулентными струями* (Физматлит, М., 2001). [A.S. Ginevsky, Y.V. Vlasov, R.K. Karavosov, *Acoustic control of turbulent jets* (Springer, 2004)].
- [12] C.J. Chang, H. Chen, C. Gau, *Nanoscale Microscale Thermophys. Eng.*, **17** (2), 92 (2013). DOI: 10.1080/15567265.2012.761304
- [13] K. Avila, D. Moxey, A. Lozar, M. Avila, D. Barkley, B. Hof, *Science*, **333**, 192 (2011). DOI: 10.1126/science.1203223
- [14] L. Moruz, J. Kitzhofer, D. Hess, M. Dinulescu, *Exp. Therm. Fluid Sci.*, **105**, 316 (2019). DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2019.04.001
- [15] J.P. Meyer, J.A. Olivier, *Heat Transfer Eng.*, **35** (14-15), 1246 (2014). DOI: 10.1080/01457632.2013.876793