

03.2

Гидродинамическая локализация теплообмена в пристенной области импактной струи газа

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

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск, Россия
E-mail: lemanov@itp.nsc.ru

Поступило в Редакцию 8 августа 2023 г.

В окончательной редакции 29 ноября 2023 г.

Принято к публикации 29 ноября 2023 г.

Представлены результаты экспериментального исследования теплообмена в пристенной области импактной струи воздуха, истекающей из круглого длинного канала, в диапазоне чисел Рейнольдса 250–8000. Получены данные по локальному теплообмену в области критической точки потока при больших расстояниях до преграды ($h/d = 20$). Показано, что ламинарному течению в струйном источнике соответствует более локализованный тепловой поток по сравнению со случаем турбулентного режима в источнике. Максимум теплоотдачи достигается не для профиля Пуазейля в канале, а в случае переходного режима с небольшим процентом турбулентных вихревых структур.

Ключевые слова: импактная струя, теплообмен, ламинарно-турбулентный переход, вихревые структуры.

DOI: 10.61011/PJTF.2024.05.57183.19704

Проблема пространственной локализации процессов переноса в струйных течениях рассматривалась в различных течениях жидкости и газа. В газовой динамике существует такое явление, как кумулятивная струя, когда происходит пространственная локализация потока газа при больших скоростях [1], также известна аэродинамическая фокусировка в газах низкой плотности [2]. Большое развитие получила проблема фокусировки потока в микрогидродинамике [3].

Существует задача интенсификации теплообмена в локализованной зоне обтекаемой поверхности, особенно она актуальна в рамках МЭМС-технологии (МЭМС — микроэлектромеханические системы) [4]. Вопрос фокусировки процесса переноса тепла решается здесь, например, за счет применения импактных струй микронного размера и соответственно малых чисел Рейнольдса [5]. Предыдущие исследования показали, что наиболее оптимальная конфигурация для интенсификации теплообмена в пристенной области импактных макроструй включает в себя профилированные конфузоры, высокие числа Рейнольдса ($Re > 10^4$) и малые расстояния до преграды $h = (4-6)d$ [6,7], где d — диаметр сопла. При таких параметрах имеется небольшой максимум теплоотдачи в области критической точки и плавное распределение по радиусу преграды. В экспериментах [8] был получен большой эффект увеличения теплоотдачи (более 300%) в области критической точки для струйного истечения из длинной трубки при низких числах Рейнольдса ($Re < 4000$), однако механизм данного эффекта практически не рассматривался. В настоящей работе изучается задача пространственной локализации теплообмена в пристенной области импактных макроструй воздуха для больших расстояний до преграды ($h/d > 10$). Также рассматривается вопрос о возможности локализации

теплообмена в пристенной области струи, истекающей из профилированного сопла.

Экспериментальная установка состояла из газовой магистрали (источник сжатого воздуха, гибкие шланги, расходомер, струйный источник) и теплообменного участка. В качестве струйного источника использовались: 1) трубка из латуни диаметром $d = 3$ мм и длиной $l = 1$ м; 2) профилированной конфузор (сопло Витошинского) из фотополимера диаметром $d = 3$ мм со степенью поджатия 16. Истечение осуществлялось в окружающую воздушную среду при комнатных условиях. Для перемещения струйного источника использовалось двухстепенное координатное устройство с минимальным шагом 0.05 мм. Расстояние от начала струи до пластины составляло $h = 60$ мм ($h/d = 20$). Теплообменный участок (медная пластина диаметром 190 мм и толщиной 50 мм) подогревался с помощью электрического нагревателя. Шесть пленочных датчиков теплового потока (ДТП) размером $2 \times 2 \times 0.2$ мм расположены по радиусу растекания струи по поверхности. ДТП имели временное разрешение до 3–4 кГц [9] и через многоканальный усилитель и аналого-цифровой преобразователь были подсоединены к компьютеру. Каждая временная реализация мгновенного значения плотности теплового потока Q' от одного ДТП включала $10^4-2 \cdot 10^5$ значений. Затем вычислялись среднее значение плотности теплового потока Q и среднеквадратичное значение пульсаций плотности теплового потока q . Интервал измерения составлял 3–60 с. Эксперимент проводился при различных фиксированных температурах поверхности теплообменного участка $T_w = \text{const}$ в температурном диапазоне 40–50°C. Результаты в каждой пространственной точке усреднялись по ансамблю из десяти экспериментальных реализаций для данной фиксиро-

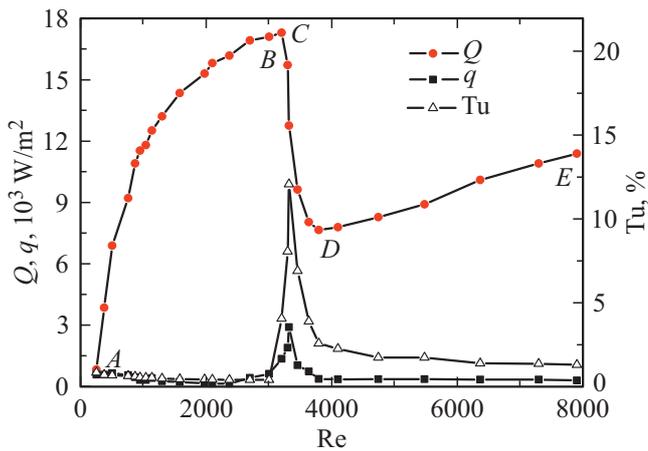


Рис. 1. Зависимость среднего значения плотности теплового потока Q , среднеквадратичного значения пульсаций плотности теплового потока q и степени турбулентности Tu от числа Re .

ванной T_w . Эксперименты по теплоотдаче в области критической точки проводились с помощью двух разных ДПП. Основная неопределенность измерения мгновенного значения плотности теплового потока составляла 2–4% [9].

Среднее значение коэффициента теплоотдачи α определялось по Q и разности температур стенки T_w и струи T_j . Необходимые для расчета чисел Рейнольдса $Re = Ud/\nu$ и Нуссельта $Nu_0 = \alpha d/\lambda$ параметры воздуха (кинематическая вязкость ν и коэффициент теплопроводности λ) определялись по температуре потока на выходе из сопла (U — среднерасходная скорость). В опытах по теплообмену измерялись мгновенное значение теплового потока, расход газа, температура пластины и струи в начальном сечении, барометрическое давление. Динамические характеристики в струе определялись с помощью термоанемометра DISA55M и миниатюрного зонда 55P11.

Результаты исследования импактной струи, истекающей из длинной трубки, представлены на рис. 1. Здесь изображены параметры Q и q в критической точке и степень турбулентности $Tu = (u/U) \cdot 100\%$ на выходе из трубки при вариации числа Рейнольдса (u — среднеквадратичное значение продольной компоненты пульсации скорости). Классификация течения в импактной струе была выполнена по методике [10], в основе которой был режим течения в струйном источнике (трубке): ламинарный, переходный и турбулентный. Диагностика переходного режима течения в трубке основана на визуализации и регистрации с помощью термоанемометра крупномасштабных турбулентных структур (puff) [10,11]. На рис. 1 участок $A-B$ ($Re = 250-3004$) отличается монотонным ростом Q и низким уровнем q и Tu . Течение в ламинарной струе характеризуется неустойчивостью в слое смешения [12,13]. Зона перехода к турбулентности находится при $h/d > 20$, начальный профиль скорости в струе соответствует распределению

Пуазейля [10]. Участок с ламинарно-турбулентным переходом в трубке $B-D$ ($Re = 3004-3796$) отличается большим снижением Q и высоким уровнем q и Tu . Движение потока в переходной струе характеризуется перемежаемостью: часть времени течение ламинарное, часть времени течение турбулентное. Турбулентный участок $D-E$ ($Re = 3796-7900$) содержит монотонный незначительный рост Q и низкий уровень q и Tu .

Распределение среднего значения плотности теплового потока по радиусу r на пластине для двух режимов течения в импактной струе представлено на рис. 2. Данные получены с помощью проведения отдельной серии экспериментов для ламинарного режима течения при $Re = 1920$, а также для турбулентного режима при числе $Re = 4240$. Точки на графике получены при смещении струйного источника относительно оси нагревателя с помощью координатника. При этом контролировалась осесимметричность течения в пристенной области импактной струи по осевой симметрии распределения среднего значения плотности теплового потока по радиусу, а также по дополнительным измерениям поля скорости с помощью PIV (particle image velocimetry, метод трассерной визуализации). Для сопоставления данные на рис. 2 представлены в безразмерном виде Q/Q_0 , где Q и Q_0 — плотности теплового потока для произвольного радиуса r и в критической точке $r = 0$ соответственно. Как видно из рисунка, распределение теплового потока по радиусу для ламинарного режима (участок $A-B$ на рис. 1) более локализовано вблизи критической точки ($r/d = 0$), чем в случае турбулентного потока (участок $D-E$ на рис. 1). Ранее по измерениям профиля скорости было установлено, что угол раскрытия в ламинарной струе составляет $3-6^\circ$, а в турбулентной струе — $20-26^\circ$ [10].

Сравнение теплообмена в импактной струе для разных струйных источников (трубка и конфузор)

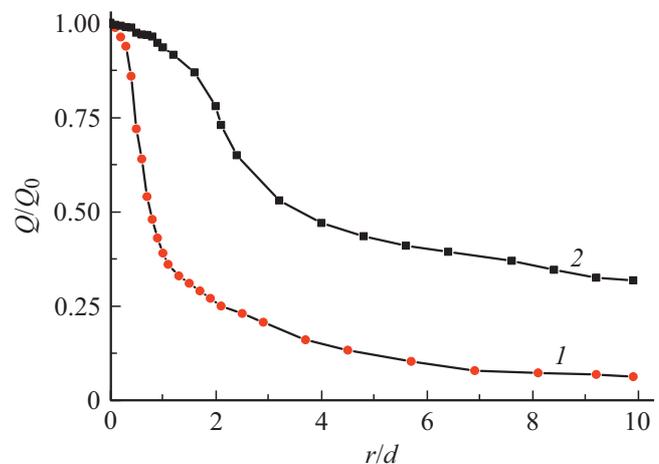


Рис. 2. Распределение средней плотности теплового потока в импактной струе по радиусу пластины (трубка, $d = 3$ мм, $h/d = 20$). 1 — ламинарный режим ($Re = 1920$, $T_w = 46.8^\circ\text{C}$, угол раскрытия $3-4^\circ$), 2 — турбулентный режим ($Re = 4240$, $T_w = 47.1^\circ\text{C}$, угол раскрытия $22-24^\circ$).

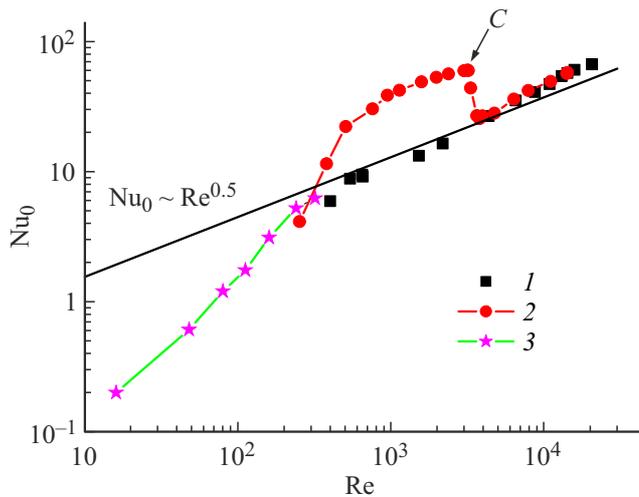


Рис. 3. Теплоотдача в критической точке при взаимодействии импактной струи с плоской преградой. Точки 1–3 — эксперимент: 1 — сопло, $d = 3$ мм, $h/d = 20$; 2 — трубка, $d = 3$ мм, $h/d = 20$; 3 — микроструя [5]. Прямая линия — корреляционная зависимость [6].

представлено на рис. 3 в виде зависимости $Nu_0 = f(Re)$ при одинаковых параметрах ($d = 3$ мм, $h/d = 20$). Для сопоставления на этом же рисунке прямой линией показана корреляционная зависимость $Nu_0 = 5.25Re^{0.5}Pr^{0.33}(h/d)^{0.77}$ [6]. Видно, что теплообмен в критической точке монотонно увеличивается в случае истечения струи из сопла и соответствует корреляции $Nu_0 \sim Re^{0.5}$. В то же время для импактной струи, вытекающей из длинной трубки, наблюдается немонотонное поведение теплообмена в области $Re < 4000$. Максимум числа Нуссельта для струи из трубки (точка C на рис. 3) достигается при $Re = 3202$ и соответствует экстремуму среднего значения плотности теплового потока Q (точка C на рис. 1). Для истечения из трубки наблюдается существенное увеличение числа Нуссельта (до 300%) в диапазоне $Re = 400–3800$ по сравнению со случаем, когда струя вытекает из сопла. При $Re > 4000$ различие в теплоотдаче для двух вариантов формирования струи (из трубки и из сопла) практически исчезает. При низких числах Рейнольдса данные для микроструй [5] демонстрируют значительное отличие опытных данных от известной корреляционной зависимости ($Nu_0 \sim Re^{0.5}$), характерной для импактных макроструй.

Известно, что начальные условия оказывают существенное влияние на течение в струях [12,13]. Ранее было показано, что начальный параболический закон скорости способствует увеличению координаты перехода к турбулентности в струйных потоках ($x/d = 100–200$ — эффект „дальнобойности“) [10,14,15]. В то же время начальный профиль скорости при истечении из конфузора („ударный“ с тонкими пограничными слоями) приводит к быстрому переходу к турбулентности ($x/d = 2–6$) [12,16]. Струйный турбулентный участок

имеет большой угол раскрытия ($15–26^\circ$) как для истечения из конфузора [13], так и для истечения из трубки [10]. Для импактных струй это приводит к охлаждению большой площади и более равномерному распределению по радиусу преграды. Таким образом, эффект локализации теплообмена на расстояниях $h/d > 4–6$ для истечения из конфузоров данного типа не достигается. Большое значение координаты перехода к турбулентности для истечения из длинной трубки [14] позволяет сформировать ламинарную импактную струю с малым углом раскрытия, которая создает более компактное по пространству тепловое взаимодействие с преградой. В результате среднее значение теплового потока в критической точке на участке $B–C$ более высокое, чем на участке $D–E$ (рис. 1). Вопрос о том, всегда ли локализация теплообмена в пристенной зоне импактной струи за счет длинной трубки лучше, чем при использовании произвольного конфузора, остается открытым.

Однако максимальное среднее значение теплового потока (точка C на рис. 1) или числа Нуссельта (точка C на рис. 3) для истечения из длинной трубки соответствует области ламинарно-турбулентного перехода ($Re = 3202$). Таким образом, максимум теплоотдачи не соответствует начальному профилю Пуазейля. Известно, что ламинарно-турбулентный переход в трубах происходит по механизму перемежаемости, когда попеременно образуются и исчезают крупномасштабные вихревые структуры (puff) [11]. Для данного опыта (точка C на рис. 1) доля турбулентных структур составляет примерно 10%. Эффект воздействия таких крупномасштабных структур на теплообмен требует дальнейшего изучения.

Другим важным вопросом для практики является интегральный теплообмен для нагреваемой поверхности в целом. Поскольку эффект локализации теплообмена связан с начальным размером струи, для эффективного охлаждения существенно больших площадей, по-видимому, необходима система струй. Описанный выше механизм локализации теплообмена в пристенной области получается за счет гидродинамического процесса, т.е. изменения режима течения, а не вариации геометрических параметров трубки. По мнению авторов, аналогичный вариант локальной интенсификации теплообмена может реализоваться как для круглых, так и для плоских струй газа, поскольку эффект „дальнобойности“ [14,15] и малых углов раскрытия присутствует в обоих случаях. Также перспективным направлением является распространение этого механизма локализации на процессы переноса импульса, тепла и массы в пристенной области инертных и реагирующих импактных струй. Полученные в работе результаты могут быть полезны при проектировании перспективных теплообменных аппаратов.

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.В. Румянцев, С.И. Павлов, Письма в ЖТФ, **46** (1), 10 (2020). DOI: 10.21883/PJTF.2020.17.49885.18363 [B.V. Rumyantsev, S.I. Pavlov, Tech. Phys. Lett., **46**, 843 (2020). DOI: 10.1134/S1063785020090102].
- [2] J.F. de la Mora, J. Rosell-Llompart, J. Chem. Phys., **91**, 2603 (1989). DOI: 10.1063/1.456969
- [3] S.L. Anna, N. Bontoux, H.A. Stone, Appl. Phys. Lett., **82**, 364 (2003). DOI: 10.1063/1.1537519
- [4] B. Dash, J. Nanda, S.K. Rout, Heat Transfer, **51**, 1406 (2022). DOI: 10.1002/hjt.22357
- [5] C.J. Chang, H. Chen, C. Gau, Nanoscale Microscale Thermophys. Eng., **17**, 92 (2013). DOI: 10.1080/15567265.2012.761304
- [6] Б.Н. Юдаев, М.С. Михайлов, В.К. Савин, *Теплообмен при взаимодействии струй с преградами* (Машиностроение, М., 1977).
- [7] S.D. Barewar, M. Joshi, P.O. Sharma, P.S. Kalos, B. Bakthavatchalam, S.S. Chougule, K. Habib, S.K. Saha, Therm. Sci. Eng. Prog., **39**, 101697 (2023). DOI: 10.1016/j.tsep.2023.101697
- [8] В.В. Леманов, В.И. Терехов, ТВТ, **54** (3), 482 (2016). DOI: 10.7868/S0040364416030108 [V.V. Lemanov, V.I. Terekhov, High Temp., **54**, 454 (2016). DOI: 10.1134/S0018151X1603010X].
- [9] С.З. Сапожников, В.Ю. Митяков, А.В. Митяков, *Основы градиентной теплометрии* (Изд-во Политех. ун-та, СПб., 2012). [S.Z. Sapozhnikov, V.Yu. Mityakov, A.V. Mityakov, *The science and practice of heat flux measurement* (Springer Nature, 2020).].
- [10] 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**, 768 (2020). DOI: 10.1134/S0015462820060087].
- [11] K. Avila, D. Moxey, A. Lozar, M. Avila, D. Barkley, B. Hof, Science, **333**, 192 (2011). DOI: 10.1126/science.1203223
- [12] С.М. Хо, Р. Хуерте, Annu. Rev. Fluid Mech., **16**, 365 (1984). DOI: 10.1146/annurev.fl.16.010184.002053
- [13] А.С. Гиневский, Е.В. Власов, Р.К. Каравосов, *Акустическое управление турбулентными струями* (Физматлит, М., 2001). [A.S. Ginevsky, Ye.V. Vlasov, R.K. Karavosov, *Acoustic control of turbulent jets* (Springer, Berlin–Heidelberg, 2004).].
- [14] В.В. Леманов, В.И. Терехов, К.А. Шаров, А.А. Шумейко, Письма в ЖТФ, **39** (9), 39 (2013). [V.V. Lemanov, V.I. Terekhov, K.A. Sharov, A.A. Shumeiko, Tech. Phys. Lett., **39**, 421 (2013). DOI: 10.1134/S1063785013050064].
- [15] В.М. Анискин, В.В. Леманов, Н.А. Маслов, К.А. Мухин, В.И. Терехов, К.А. Шаров, Письма в ЖТФ, **41** (1), 94 (2015). [V.M. Aniskin, V.V. Lemanov, N.A. Maslov, K.A. Mukhin, V.I. Terekhov, K.A. Sharov, Tech. Phys. Lett., **41**, 46 (2015). DOI: 10.1134/S1063785015010034].
- [16] C. Bogey, C. Bailly, Phys. Fluids, **18**, 065101 (2006). DOI: 10.1063/1.2204060