

03.1;03.2;03.4

## Влияние внезапного сужения плоского канала на вынужденную конвекцию в турбулентном газокапельном течении

© М.А. Пахомов, В.И. Терехов

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

Поступило в Редакцию 7 декабря 2022 г.

В окончательной редакции 18 января 2023 г.

Принято к публикации 18 января 2023 г.

Выполнено численное исследование структуры течения и теплообмена в газокапельном турбулентном потоке за прямой ступенькой, обращенной навстречу двухфазному газокапельному течению. При решении используются двумерные осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье–Стокса. Для описания динамики течения и тепломассопереноса в газовой и дисперсной фазах используется эйлеров континуальный подход. Турбулентность несущей фазы описывалась с использованием эллиптической модели переноса компонент рейнольдсовых напряжений с учетом двухфазности потока. Добавление испаряющихся капель в отрывной однофазный поток после его внезапного сужения приводит к значительной интенсификации теплообмена (более чем в 2 раза) по сравнению с таковым для однофазного потока воздуха при прочих равных условиях. Этот эффект усиливается с ростом начальной концентрации капель воды.

**Ключевые слова:** численное моделирование, модель переноса рейнольдсовых напряжений, уступ со ступенькой вперед, испарение капель, турбулентность, интенсификация теплообмена.

DOI: 10.21883/PJTF.2023.07.54915.19453

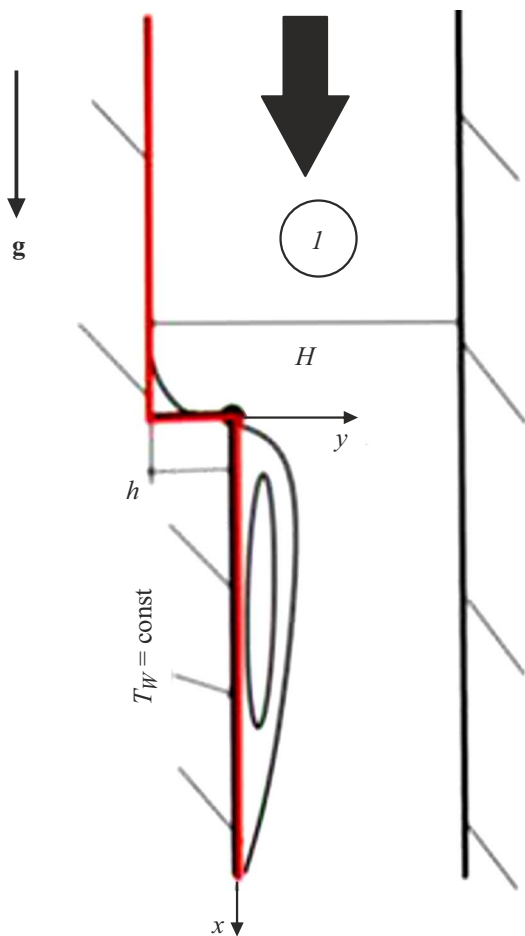
Проблема охлаждения нагретых элементов теплонагруженных конструкций и, следовательно, интенсификации теплообмена продолжает оставаться одной из самых актуальных в современной технике. Одним из наиболее эффективных методов увеличения теплопереноса является использование пассивных интенсификаторов теплообмена, расположенных на поверхностях и имеющих различные выступы и (или) углубления [1–3]. Важным является исследование влияния выступов различной формы, установленных на поверхности канала или трубы, на структуру течения и теплообмен как для режима вынужденной конвекции [1–3], так и при свободной конвекции [4] однофазной жидкости. Другой известный способ интенсификации теплопереноса — испарение капель различных жидкостей, распыленных в газовых потоках, что вызывает значительный рост интенсивности теплопереноса в сравнении со случаем традиционной вынужденной конвекции в однофазном потоке среды [5].

Отрыв двухфазного потока, наличие области рециркуляции течения и его последующее присоединение после внезапного сужения плоского канала или трубы (уступ со ступенькой вперед) часто встречаются при обтекании аэродинамических поверхностей и элементов теплоэнергетического оборудования и в природе (обтекание наносов на дне рек, дюн и т.д.) (рис. 1). Это явление играет определяющую роль в процессах турбулентного смешения и теплопереноса. Такие течения имеют сравнительно простую геометрию. Однако структура такого потока достаточно сложна даже для более простого случая обтекания обратного уступа (в англоязычной литературе backward-facing step). Течение

при обтекании уступа, расположенного ступенькой вперед (в англоязычной литературе forward-facing step), более сложное, чем течение за обратным уступом, за счет наличия двух областей рециркуляции потока, формирующихся при его отрыве. Пограничный слой отрывается от поверхности при приближении к уступу, расположенному ступенькой вперед. Длина этой малой области отрыва потока  $x_{R1} = (1-1.5)h$  [6]. Далее в канале после его внезапного сужения образуется область отрыва потока от его острой кромки. Протяженность этой области обычно равна нескольким высотам уступа:  $x_{R2} = (1.7-4)h$  [6].

Отметим, что в литературе представлено крайне ограниченное число работ, в которых выполнены исследования структуры течения и теплообмена в турбулентном газокапельном течении при обтекании двумерных препятствий (обратных уступов и двумерных препятствий других форм) [7–10]. В этих работах было экспериментально и численно показано значительное увеличение теплообмена (до 5 раз) в сравнении со случаем однофазного потока в гладком канале при фиксированном числе Рейнольдса потока. Ранее авторами настоящей работы проведены подробные численные исследования структуры течения, турбулентности и теплообмена в отрывных газокапельных течениях при внезапном расширении трубы [7] и после плоского обратного уступа [8]. В этих работах проведена верификация численного кода при сопоставлении с данными измерений структуры течения и теплообмена для газокапельного потока за обратным уступом [9].

Авторам неизвестны работы, посвященные изучению обтекания газокапельным потоком уступа со встречной



**Рис. 1.** Схема газокapelного течения при обтекании уступа, обращенного ступенькой вперед.  $I$  — газокapelное течение. Красным цветом показана стенка с нагревом поверхности (цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

ступенькой. В настоящей работе выполнено численное исследование влияния внезапного сужения плоского канала на локальную структуру турбулентного потока и теплообмен в отрывном газокapelном потоке при наличии испарения капель.

В работе рассмотрена задача о динамике двухфазного газокapelного турбулентного потока при наличии межфазного теплообмена при обтекании плоского уступа со ступенькой вперед (рис. 1). При решении используются двумерные стационарные RANS-уравнения (осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье–Стокса), записанные с учетом влияния частиц на процессы переноса в газе [8]. Для описания динамики течения и тепломассопереноса в газовой и дисперсной фазах используется эйлеров континуальный подход. Турбулентность несущей фазы описывалась с использованием эллиптической модели переноса компонент рейнольдсовых напряжений [11], записанной с учетом двухфазности потока [12]. Схематическое представление течения приведено на рис. 1. Объемная концентрация капель

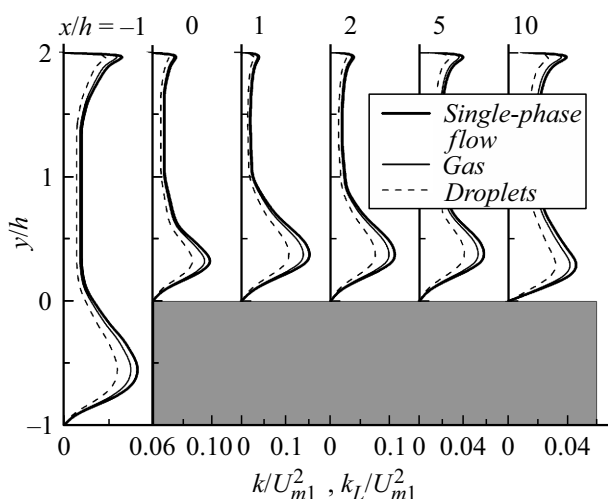
мала:  $\Phi_1 = M_{L1}\rho/\rho_L < 2 \cdot 10^{-4}$  (здесь  $M_{L1}$  — начальная массовая концентрация капель,  $\rho$  и  $\rho_L$  — плотность газа и капель соответственно), и они довольно мелкие (начальный диаметр  $d_1 = 20 \mu\text{m}$ ). Поэтому дробление и коалесценция капель в потоке не принимаются во внимание [7,8].

Ранее авторами были выполнены сравнения с данными экспериментов [13] при обтекании двухфазным турбулентным течением газа с твердыми частицами за обратным уступом при отсутствии теплообмена. Эти данные приведены в [7,8] и не представлены в настоящей работе. Было получено удовлетворительное согласие с данными измерений [9,13] (различие не превышало 15%), что послужило базисом при проведении численного моделирования газокapelного течения при обтекании уступа, расположенного ступенькой вперед.

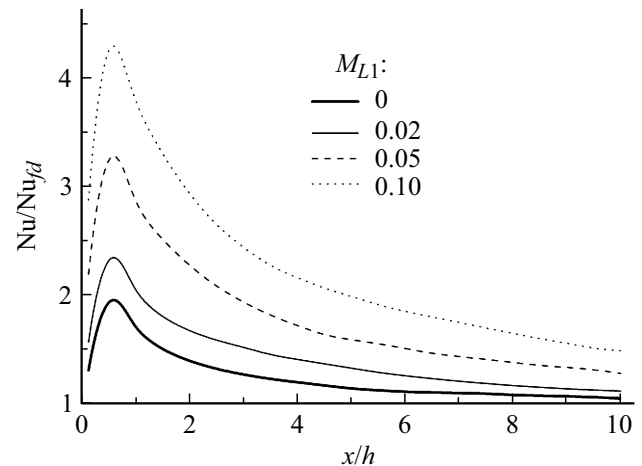
Все численные расчеты выполнены для монодисперсной газокapelной смеси на входе в канал для случая нисходящего движения потока. Высота канала до внезапного сужения  $H = 60 \text{ mm}$ , высота ступеньки  $h = 20 \text{ mm}$ , степень сужения канала  $ER = (H - h)/H = 2/3$  (рис. 1). Начало координат соответствует сечению внезапного сужения двухфазного потока. Среднемассовая скорость газа перед сечением отрыва составляет  $U_{m1} = 5 \text{ m/s}$ , а число Рейнольдса для газовой фазы  $Re = hU_{m1}/\nu = 6.7 \cdot 10^3$ . Капли воды добавляются к однофазному воздушному потоку во входном сечении расчетной области, т.е. на расстоянии  $5h$  до сечения внезапного сужения двухфазного потока, и их начальная скорость постоянна по высоте канала  $U_{L1} = 0.8U_{m1}$ . Начальные массовые концентрации капель воды  $M_{L1} = 0-0.1$  и пара  $M_{V1} = 0.005$ . Диаметр капель воды во входном сечении составлял  $d_1 = 20 \mu\text{m}$ . Число Стокса в осредненном движении  $Stk = \tau/\tau_f = 0.06$ , где  $\tau = \rho_L d_1^2/[18\mu(1 + 0.15Re_L^{0.687})] = 1.2 \text{ ms}$  — время динамической релаксации частиц,  $Re_L = |\mathbf{U}_S - \mathbf{U}_L|d_1/\nu$  — число Рейнольдса дисперсной фазы, построенное по межфазной скорости,  $\mathbf{U}_S$  и  $\mathbf{U}_L$  — векторы актуальной скорости газовой фазы в точке расположения частицы [14] и капель соответственно,  $\tau_f = 5H/U_{m1} = 20 \text{ ms}$  — характерный турбулентный масштаб [9,12]. Выражение для  $\tau_f$  используется для потока как за внезапным расширением трубы [7], так и за плоским обратным уступом [8]. При  $Stk \ll 1$  частицы вовлекаются в отрывное движение газовой фазы, а при  $Stk > 1$  дисперсная фаза не участвует в рециркуляционном движении [9,12]. Температура воздуха и капель на входе  $T_1 = T_{L1} = 293 \text{ K}$ . Температура стенки с уступом равнялась  $T_w = \text{const} = 373 \text{ K}$ , а противоположная гладкая стенка была теплоизолированной. Нагрев стенки происходил по всей длине вычислительной области с целью предотвращения образования на ней жидких пятен. Входные распределения параметров газового потока задавались с использованием результатов предварительного расчета однофазного потока в плоском канале высотой  $H$  и длиной  $75H$ . Таким образом, во входном

сечении вычислительной области имеется полностью гидродинамически стабилизированное течение несущей фазы (воздух).

Численное решение было получено с использованием метода конечных объемов на структурированной сетке. При решении был использован эйлеров численный код разработки авторов настоящей работы. Для конвективных слагаемых дифференциальных уравнений применялась процедура QUICK второго порядка точности. Для диффузионных потоков были использованы центральные разности второго порядка точности. Коррекция поля давления осуществлялась с использованием конечно-объемной согласованной процедуры SIMPLEC. Все расчеты были проведены на „базовой“ сетке, содержащей  $400 \times 100$  контрольных объемов (КО). Длина расчетного участка до сечения внезапного сужения канала составляла  $5h$ , а после сужения —  $10h$ . С целью проверки получения не зависящего от количества расчетных ячеек решения были проведены расчеты на сетках, содержащих  $200 \times 50$  КО („грубая“ сетка) и  $600 \times 150$  КО („подробная“ сетка). Различие в результатах расчетов по турбулентной кинетической энергии несущей фазы и числу Нуссельта между „базовой“ и „подробной“ сетками составляет менее 0.1%. Дальнейшее увеличение их числа не оказывает существенного влияния на результаты численных расчетов. Расчеты проводились на сетке со сгущением ко всем твердым поверхностям, в областях рециркуляций потока. Для разрешения среднего поля течения и турбулентных характеристик двухфазного потока в вязком подслое ( $y_+ < 10$ ) использовалось не менее 10 КО и первый вычислительный узел располагался на расстоянии от любой из стенок  $y_+ \leq 1$ .



**Рис. 2.** Профили распределения турбулентной кинетической энергии для однофазного потока ( $M_{L1} = 0$ ) (жирные сплошные линии), несущей (тонкие сплошные линии) и дисперсной (штриховые линии) фаз при  $M_{L1} = 0.05$  по продольной координате после внезапного сужения.  $Re_H = 2 \cdot 10^4$ ,  $Re = 6.7 \cdot 10^3$ ,  $d_1 = 20 \mu\text{m}$ ,  $Stk = 0.06$ .



**Рис. 3.** Теплообмен в отрывном газок капельном потоке за внезапным сужением потока при вариации начальной массовой концентрации капель.  $Nu_{fd} = 36$ ,  $Re_H = 2 \cdot 10^4$ ,  $Re = 6.7 \cdot 10^3$ ,  $d_1 = 20 \mu\text{m}$ ,  $Stk = 0.06$ .

Поперечные распределения кинетической энергии турбулентности (КЭТ) несущей фазы для двумерного газок капельного течения в шести сечениях до и после уступа, расположенного ступенькой вперед, показывают наибольшее значение величины КЭТ в слое смешения (рис. 2). Серый прямоугольник обозначает границы уступа со ступенькой вперед. КЭТ для двумерного течения определялась по формуле

$$2k = \langle u'_i u'_i \rangle = u'^2 + v'^2 + w'^2 \\ \approx u'^2 + v'^2 + 0.5(u'^2 + v'^2) \approx 1.5(u'^2 + v'^2).$$

Уровень кинетической энергии турбулентности увеличивается по мере приближения к области сужения канала. Максимальное значение турбулентности газовой фазы получено в слое смешения и при  $x/h \approx 2$ . Оно снижается по мере приближения к точке присоединения. Турбулизация течения в этом сечении связана с отрывным обтеканием потоком встречной ступеньки. Данные выводы характерны как для одно-, так и для двухфазного потока. Вид распределений КЭТ несущей (тонкие сплошные линии) и дисперсной (штриховые линии) фаз в газок капельном потоке подобен таковому для однофазного течения (жирные сплошные линии). Отметим, что наблюдается подавление уровня турбулентности газовой фазы при добавлении в поток испаряющихся капель воды (до 15%). Турбулентная энергия капель воды меньше соответствующего значения для газовой фазы на всей длине расчетной области, но также имеет свой максимум в области  $x/h = 1-2$ . Это свидетельствует о вовлечении капель жидкости в движение газа и их взаимодействия с турбулентными вихрями газовой фазы.

Добавление испаряющихся капель в отрывной однофазный поток приводит к значительной интенсификации теплообмена (более чем в 2 раза при  $M_{L1} = 0.1$ ) по

сравнению с таковым в случае однофазного потока воздуха (рис. 3) для идентичных условий течения. Увеличение теплообмена в сравнении с однофазным отрывным потоком ( $M_{L1} = 0$ ) превышает 2 раза. Этот эффект усиливается с ростом начальной концентрации капель воды. Наличие внезапного сужения течения вызывает заметный рост интенсификации теплообмена по сравнению со случаем полностью развитого течения воздуха в плоском канале при фиксированном числе Рейнольдса даже для однофазного потока (значение числа Нуссельта  $Nu_{fd} \approx 36$ ). Наблюдается увеличение теплообмена как в рециркуляционной зоне ( $x_{R2}/h < 2.75$ ), так и в области релаксации потока по сравнению со случаем однофазного режима течения. Это подтверждает наши выводы о том, что капли вовлекаются в отрывное течение. По мере испарения капель и продвижения вниз по потоку интенсивность теплообмена стремится к соответствующей величине для однофазного стабилизированного течения в плоском канале после сужения. Для уступа, расположенного ступенькой вперед, максимум теплообмена находится в области рециркуляции потока. При данных условиях длина основной отрывной области составляет  $x_{R2} = 2.75h$ , а малой отрывной зоны перед ступенькой —  $x_{R1} = 1.1h$ , тогда как для теплообмена в плоском обратном уступе максимум теплообмена примерно совпадает с точкой присоединения течения как для однофазного [2], так и для двухфазного течения [7,8].

### Финансирование работы

Результаты численных расчетов получены при финансовой поддержке РФФИ (грант № 21-19-00162).

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] Ю.Ф. Гортышов, И.А. Попов, В.В. Олимпиев, А.В. Щелчков, С.И. Каськов, *Теплогидравлическая эффективность перспективных способов интенсификации теплоотдачи в каналах теплообменного оборудования. Интенсификация теплообмена* (Центр инновационных технологий, Казань, 2009).
- [2] В.И. Терехов, Т.В. Богатко, А.Ю. Дьяченко, Я.И. Смольский, Н.И. Ярыгина, *Теплообмен в дозвуковых отрывных потоках* (Изд-во НГТУ, Новосибирск, 2016). [V.I. Terekhov, T.V. Bogatko, A.Yu. Dyachenko, Ya.I. Smulsky, N.I. Yarygina, *Heat transfer in subsonic separated flows* (Springer, Cham, 2021).]
- [3] Ю.А. Быстров, С.А. Исаев, Н.А. Кудрявцев, А.И. Леонтьев, *Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена в пакетах труб* (Судостроение, СПб., 2005).
- [4] А.М. Левченя, Е.М. Смирнов, С.Н. Трунова, *Письма в ЖТФ*, **48**(3), 47 (2022). DOI: 10.21883/PJTF.2022.03.51984.19020 [A.M. Levchenya, E.M. Smirnov, S.N. Trunova, *Tech. Phys. Lett.*, **48**(2), 38 (2022). DOI: 10.21883/TPL.2022.02.53579.19020].
- [5] S.S. Sazhin, *Droplets and sprays* (Springer, Heidelberg, 2014).
- [6] A. Graziani, M. Lippert, D. Uystepuyst, L. Keirsbulck, *Int. J. Heat Fluid Flow*, **67**(Pt A), 220 (2017). DOI: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2017.08.009
- [7] М.А. Пахомов, В.И. Терехов, *ЖТФ*, **83**(2), 36 (2013). [M.A. Pakhomov, V.I. Terekhov, *Tech. Phys.*, **58**(2), 185 (2013). DOI: 10.1134/S1063784213020187].
- [8] М.А. Пахомов, В.И. Терехов, *Water*, **13**(17), 2333 (2021). DOI: 10.3390/w13172333
- [9] K. Hishida, T. Nagayasu, M. Maeda, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **38**(10), 1773 (1995). DOI: 10.1016/0017-9310(94)00308-I
- [10] K.-T. Huang, Y.-H. Liu, *Energies*, **12**(19), 3785 (2019). DOI: 10.3390/en12193785
- [11] A. Fadai-Ghotbi, R. Manceau, J. Boree, *Flow Turbulence Combust.*, **81**(3) 395 (2008). DOI: 10.1007/s10494-008-9140-8
- [12] J.R. Fessler, J.K. Eaton, *J. Fluid Mech.*, **394**, 97 (1999). DOI: 10.1017/S0022112099005741
- [13] L.I. Zaichik, *Phys. Fluids*, **11**(6), 1521 (1999). DOI: 10.1063/1.870015
- [14] R.V. Mukin, L.I. Zaichik, *Int. J. Heat Fluid Flow*, **33**(1), 81 (2012). DOI: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2011.11.002