

УДК 532.5:032

## Численное исследование соударения круглой струи с осесимметричной рифленой поверхностью: влияние размера канавок

А. Дердур<sup>1</sup>, З. Немуши<sup>1</sup>, Ф. Бенхасин<sup>1</sup>, К. Абед-Мераим<sup>2</sup>, А. Саку<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Университет Мензури, Константин 1, Алжир

<sup>2</sup>Университет Ла-Рошель, Ла-Рошель, Франция

E-mail: aminaderdouri18@gmail.com, aminaderdouri@yahoo.fr

Численно исследуется влияние размера канавки на механическое и тепловое поведение круглой струи, ударяющейся об осесимметричную гофрированную поверхность. Геометрия ударной поверхности аналогична рассмотренной в экспериментальном исследовании [1]. Протестированы три вида квадратных канавок с боковыми длинами 1/8, 1/4 и 3/8 диаметра струи. Проведено сравнение полученных результатов со случаем плоской пластины. Отношение радиуса пластины к диаметру сопла составляет  $R/D = 6$ , расстояние от сопла до пластины —  $2D$ , число Рейнольдса  $Re = 23000$ . Для учета эффектов турбулентности используется модель SST  $k-\omega$ . В работе сделана попытка установить в какой мере ключевые параметры, такие как средняя скорость, турбулентная кинетическая энергия и температурные поля, влияют на характеристики теплопередачи. Локальный градиент температуры по нормали к стенке и, следовательно, локальный тепловой поток через границу раздела жидкость/стенка сильно зависят от этих параметров, что усиливает интерес к анализу распределений перечисленных определяющих факторов в пристенной струе и, в частности, в рециркуляционных зонах внутри полостей. Отмечено также их влияние на коэффициент трения, локальные и усредненные значения числа Нуссельта.

**Ключевые слова:** осесимметричная ударная струя, гофрированная поверхность, квадратные канавки, модель турбулентности SST  $k-\omega$ , число Нуссельта.

### Введение

Рассматривается ударная струя, состоящая из раствора, обеспечивающего повышенную теплопередачу между жидкостью и локализованной областью твердой поверхности. Ударные струи встречаются во многих промышленных приложениях, таких как охлаждение лопаток турбин, электронных компонентов, сушка бумаги и текстиля, антиобледенение передней кромки крыла самолета и пр. Существует большое количество работ в этой области, мотивированных необходимостью повышения эффективности теплообмена на поверхности за счет ударной струи (см. обзоры в [2–5]). В работах [6–10] изучались ударные струи на плоских пластинах. Некоторые авторы пытались интенсифицировать теплообмен струи со стенкой путем изменения геометрии поверхности за счет канавок. В работе [11] изучалась структура потока и усиление теплопередачи при ударе струи о треугольные ребристые стенки. Ребра располагались так, что полости между ними имели трапециевидную форму. В экспериментах изменялись четыре безразмерных параметра: число Рейнольдса, отношение ширины щели к высоте ребра, расстояние

между соплом и пластиной и отношение шага ребра к его высоте. Было исследовано их влияние на локальное распределение чисел Нуссельта. Особое внимание уделялось числу Нуссельта в точке торможения. В некоторых тестах охлаждающая струя была направлена к ребру (случай А), в то время как в других она была направлена к центральной линии полости между двумя ребрами (случай В). Над стенкой с треугольными ребрами в области торможения наблюдались пузырьки воздуха, способствующие уменьшению теплопередачи. Последняя может быть значительно увеличена при усилении турбулентности пристенной струи, что обеспечивает более интенсивное перемешивание внешнего слоя пристенной струи и рециркуляционных зон в полостях. При увеличении отношения шага ребра к его высоте число Нуссельта в точке торможения в случае А увеличивалось, а в случае В уменьшалось, что было связано с интенсивностью циркуляции потока и размером полости. Результаты показали, что теплопередача вдоль треугольной ребристой стенки была лучше, чем вдоль ранее исследованной авторами [11] стенки с квадратными ребрами и прямоугольными полостями между ними. В работе [12] экспериментально исследовался теплообмен при ударе струи о ребристую шероховатую верхнюю стенку вращающегося канала с квадратным сечением, где ось вращения не совпадает с осью струи, а параллельна ей. Отмечалось влияние на теплообмен положения оси струи (на ребре или между ребрами), формы ребра (прямоугольная и полукруглая), скорости вращения и числа Рейнольдса. Было установлено, что теплопередача в случае вращения ниже, чем без вращения, кроме того, она увеличивается на 20–30 % при использовании стенки с оребрением. Было показано, что шероховатая стенка с квадратными ребрами обеспечивает более высокую теплопередачу, чем стенка с полукруглыми ребрами. Авторы [13] численно моделировали теплообмен в закрученных и незакрученных осесимметричных турбулентных струях, ударяющихся о неплоские пластины с углублениями, выпуклостями и шероховатостями. Они исследовали также влияние интенсивности закрутки, числа Рейнольдса и расстояния от сопла до пластины. Было обнаружено, что в точке торможения пластина с углублениями может отдавать больше тепла, чем плоская пластина, в то время как пластины с выпуклостями и шероховатостями демонстрируют худшие результаты. Для относительно хорошей теплопередачи по всей пластине авторы рекомендовали использовать пластину с выпуклостями, однако следует учитывать, что пластины с выпуклостями и шероховатостями могут показывать худшие результаты по сравнению с плоской пластиной для некоторых комбинаций типа струи и расстояний между соплом и пластиной. В работе [14] численно исследовалось влияние геометрии поверхности на теплообмен на ребристой стенке при ударе свободной струи жидкости. Стенка состояла из прямоугольных или треугольных ребер. Были испытаны две конфигурации поверхности при разных значениях числа Рейнольдса и разных глубинах впадин, а также поверхности из различных материалов с прямоугольными ребрами. Был сделан вывод о том, что увеличение числа Рейнольдса струи с 500 до 1000 приводит к росту среднего числа Нуссельта на 15,7 % для пластины с прямоугольными ребрами и на 18,8 % — для пластины с треугольными ребрами. Увеличение глубины вдавливания между прямоугольными ребрами привело к незначительному увеличению среднего числа Нуссельта — менее 3 %. Более значимые результаты были получены при увеличении глубины между треугольными ребрами (до 7,5 %). В работе [15] были протестированы различные RANS-модели (Reynolds averaged Navier–Stokes) турбулентности при прогнозировании щелевых ударных струй на поверхностях с квадратными ребрами и прямоугольными полостями между ними. Исследования проводились при различных числах Рейнольдса ( $Re$ ), расстояниях струи до пластины ( $H/B$ ), ширинах щели и шагов ребер. Было установлено, что SST  $k-\omega$  и стандартная  $k-\varepsilon$  модели хорошо работают соответственно при малых и больших расстояниях между пластинами. Увеличение числа Рейнольдса, ширины щели или расстояния между ребрами и пластинами приводит к увеличению локального числа Нуссельта. С увеличением шага ребра локальное число Нуссельта увеличивалось в окрестности зоны торможения, но уменьшалось

вниз по течению. В работе [1] экспериментально исследовалась интенсификация теплопередачи при ударе струи о рифленные поверхности с канавками двух типов — квадратными ребрами с квадратными полостями между ними и треугольными ребрами с треугольными полостями между ними — при различных числах Рейнольдса и отношениях радиуса пластины к диаметру сопла ( $R/D$ ). Теплопередача усиливалась только при значениях этих соотношений ниже, чем приблизительно 7. Квадратные канавки оказались более эффективными по сравнению с треугольными. Увеличение среднего числа Нуссельта на 81 % было зафиксировано при наличии квадратных канавок и отношении радиуса пластины к диаметру сопла  $R/D = 2$ . В работе [16] численно изучался нагрев осесимметричной пластины с квадратными канавками ударной устойчивой турбулентной круглой струей. Было отмечено влияние отношения радиуса пластины к диаметру сопла и расстояния от сопла до пластины к диаметру сопла на динамические и тепловые характеристики. Наилучшее среднее число Нуссельта было получено при расстоянии сопла от пластины  $H/D = 2$  и отношении радиуса пластины к диаметру сопла  $R/D = 4$ .

На основании рассмотренных выше исследований можно полагать, что квадратные ребра с квадратными полостями между ними [1] при малых отношениях радиуса пластины к диаметру сопла представляют собой конфигурацию, которая обеспечивает один из наиболее перспективных показателей теплопередачи по сравнению с другими неплоскими поверхностями, например, с треугольными ребрами и с трапециевидными полостями между ними [11, 14], треугольными ребрами и треугольными полостями между ними [1], прямоугольными ребрами с прямоугольными полостями между ними [11, 12, 14, 15], полукруглыми ребрами [12] и осесимметричными впадинами и/или неровностями [13]. В настоящей работе численно исследован нагрев турбулентной круглой струей, натекающей на поверхность с квадратными канавками. Особое внимание уделено влиянию длины боковых канавок на показатели теплопередачи. Получены и проанализированы основные параметры, характеризующие динамическое и тепловое поля в пристенной струе, развивающейся вдоль поверхности объекта. В частности, исследуется течение внутри полостей для объяснения локальных распределений коэффициента трения и локальных и средних значений числа Нуссельта.

## 1. Математическая формулировка и численное решение

### 1.1. Описание задачи

На рис. 1 приведена расчетная область рассматриваемой задачи. Геометрические размеры в задаче такие же, как и в экспериментальном исследовании [1]: диаметр струи  $D = 4$  мм, расстояние от сопла до пластины  $H = 8$  мм, радиус пластины  $R = 24$  мм, радиальное расстояние от точки торможения до первой канавки  $\delta/2 = 2,5$  мм, длина стороны канавки  $C$  изменяется от 0 до 1,5 мм, число Рейнольдса  $Re = 23000$ .

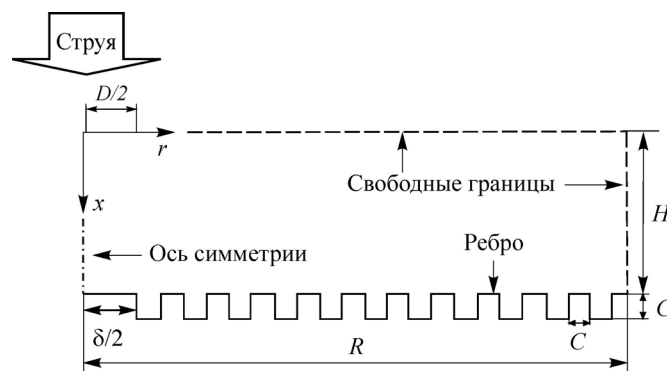


Рис. 1. Расчетная область.

## 1.2. Определяющие уравнения

Рассматривается двумерный, осесимметричный, несжимаемый, турбулентный и в среднем стационарный поток. Усредненные уравнения неразрывности, импульса и энергии, описывающие его, можно записать следующим образом:

$$\frac{\partial V_i}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho V_i V_j)}{\partial x_j} = - \left( \frac{\partial P}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \frac{\partial V_i}{\partial x_j} - \overline{\rho u_i u_j} \right], \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho V_j T)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \rho \alpha \frac{\partial T}{\partial x_j} - \overline{\rho u_j t} \right), \quad (3)$$

где  $V_i$  — компонента средней скорости в направлении  $x_i$ ,  $P$  — среднее давление,  $\mu$  — динамическая вязкость,  $\rho$  — плотность,  $\overline{\rho u_i u_j}$  — элемент тензора напряжений Рейнольдса,  $T$  — средняя температура,  $t$  — флуктуация температуры,  $\alpha$  — температуропроводность,  $\overline{\rho u_j t}$  —  $j$ -компонент плотности турбулентного теплового потока. Для решения задачи замыкания используется модель турбулентности SST  $k-\omega$  [17]. Она основана на концепции Буссинеска, где тензор напряжений Рейнольдса выражается как

$$-\overline{\rho u_i u_j} = \mu_t \left( \frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}. \quad (4)$$

Аналогично используя модель градиентного типа, можно записать выражение для турбулентного теплового потока в виде:

$$-\overline{\rho u_j t} = \rho \alpha_t \frac{\partial T}{\partial x_j}, \quad \text{где } \rho \alpha_t = \frac{\mu_t}{Pr_t}, \quad Pr_t = 0,85. \quad (5)$$

Локальное и среднее числа Нуссельта рассчитываются в соответствии с [1]:

$$Nu = \frac{q}{(T_{jet} - T_w)} \cdot \frac{D}{\lambda}, \quad (6)$$

$$Nu_{avg} = \frac{Q}{\pi R^2 (T_{jet} - T_w)} \cdot \frac{D}{\lambda}, \quad (7)$$

где  $q$  — локальная плотность теплового потока,  $Q$  — тепловой поток, проинтегрированный по всей ударной поверхности,  $T_w$  — температура стенки,  $T_{jet}$  — температура струи на выходе из сопла,  $\lambda$  — теплопроводность. В SST  $k-\omega$  модели турбулентности Ментера турбулентная динамическая вязкость выражается через турбулентную кинетическую энергию  $k$  и удельную скорость диссипации  $\omega$ , уравнения переноса которых приведены ниже, и которые реализованы в коде вычислительной гидродинамики ANSYS Fluent 14.5 [18]):

$$\frac{\partial(\rho k V_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_k \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - Y_k, \quad (8)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega V_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_\omega \cdot \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + D_\omega, \quad (9)$$

где  $G_k$  и  $G_\omega$  — скорости производства турбулентной кинетической энергии  $k$  и удельной скорости диссипации  $\omega$  соответственно,  $\Gamma_k$  и  $\Gamma_\omega$  — эффективные коэффициенты диффузии для  $k$  и  $\omega$  соответственно,  $Y_k$ ,  $Y_\omega$  — скорости диссипации  $k$  и  $\omega$  соответственно,  $D_\omega$  — коэффициент перекрестной диффузии, описанный в руководстве по теории ANSYS Fluent 14.5 [18].

### 1.3. Граничные условия

Условия, установленные на границах расчетной области, приведены в табл. 1. Ожидается, что интенсивность турбулентности жидкости на границе свободного уноса будет очень низкой, на основании чего и накладывается очень малое ее значение. Удельная скорость диссипации выводится из предположения о низком соотношении турбулентной и ламинарной вязкости, равном десяти.

Таблица 1

Граничные условия

Вход потока	Однородная скорость $V_{\text{jet}} = 107,5$ м/с, интенсивность турбулентности 0,5 %, $D = 0,004$ м, $T_{\text{jet}} = 325,5$ К
Ось симметрии	Отсутствие нормальной к оси компоненты скорости: $V_r = 0$ ; нулевой градиент остальных зависимых переменных по нормали к границе: $\frac{\partial V_x}{\partial r} = \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{\partial \omega}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = 0$ .
Стенка	Условие прилипания и постоянной температуры $T_w = 277$ К.
Свободный унос	При постоянном давлении (атмосферном) и в случае обратного потока $k = 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}^2$ , $\omega = 0,556$ 1/с, $T = 298$ К

### 1.4. Описание численного метода

Для решения определяющих уравнений использовался численный подход, основанный на методе конечных объемов, включенном в CFD-код ANSYS-Fluent 14.5. Для дискретизации конвективных членов в уравнениях переноса использовалась противопотоковая схема второго порядка, а для согласования давления и скорости использовался алгоритм SIMPLE. Решение считалось сходящимся, когда значения невязок было меньше  $10^{-5}$ .

При решении использовалась неоднородная сетка, состоящая из прямоугольных ячеек. Были протестированы сетки различных размеров (см. табл. 2). Решение оказалось практически независимым от сетки, состоящей из 416692 узлов (SIMPLE M2). На рис. 2 представлены локальные профили числа Нуссельта для рассматриваемых сеток, а в табл. 2 приведены усредненные значения числа Нуссельта и  $Y_{\text{max}}^+$  — максимального безразмерного расстояния (осевого или радиального) от стенки до центроида первой ячейки, прилегающей к гофрированной стенке. На рис. 3 и 4 показана сгенерированная сетка M2 и ее укрупненный вид вблизи рифленой поверхности.

Таблица 2

Средние число Нуссельта и  $Y_{\text{max}}^+$ , влияние размера сетки

Сетка	Количество узлов	$Nu_{\text{avg}}$	$Y_{\text{max}}^+$	Относительная погрешность (%) относительно результатов M3
M1	160271	49,59	4,25	0,54
M2	416692	49,29	1,2	0,06
M3	710699	49,32	0,9	—

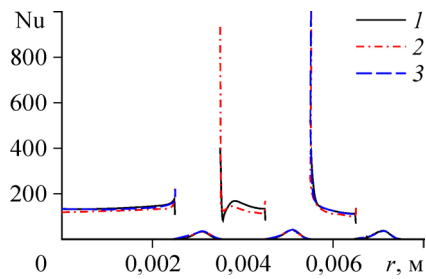


Рис. 2. Влияние размера сетки на радиальные профили локального числа Нуссельта от точки торможения до третьей канавки.

Количество узлов на сетке:  
160271 (1), 416692 (2), 710699 (3).

На рис. 5 изображено радиальное распределение безразмерного расстояния  $Y^+$  (от стенки гофрированной поверхности) от точки торможения до третьей канавки, рассчитанное на сетке M2. Видно, что практически на всей поверхности оно меньше единицы, за исключением верхнего правого угла первой полости, где достигается максимальное значение, составляющее около 1,2. Известно, что  $Y^+$ , зависящее от скорости трения, пропорционально квадратному корню напряжения сдвига на стенке. Характер его изменения вдоль нижней стенки полостей подробно объясняется ниже при обсуждении профилей коэффициентов трения.

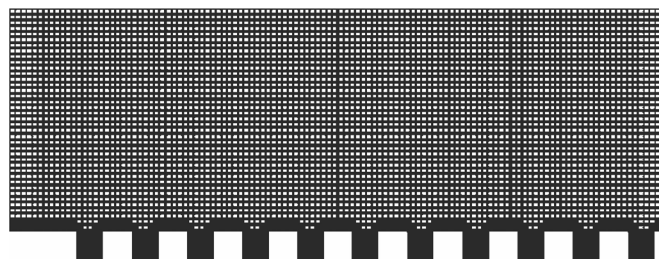


Рис. 3. Сетка M2.

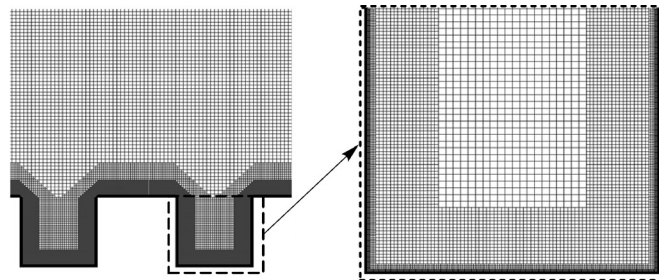


Рис. 4. Укрупненный вид сетки M2 вблизи рифленой поверхности.

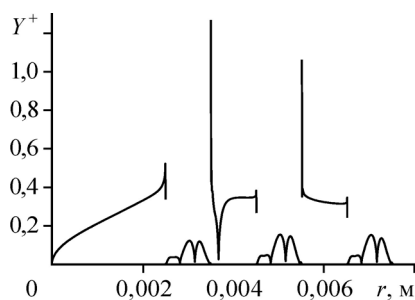


Рис. 5. Радиальное распределение  $Y^+$  от точки торможения до третьей канавки.

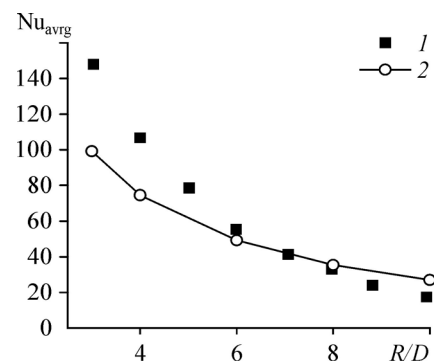


Рис. 6. Сравнение значений прогнозируемого и экспериментального среднего числа Нуссельта при различных значениях  $R/D$ .

1 — экспериментальные данные [15],  
2 — данные настоящего расчета по SST  $k-\omega$  модели.

Рис. 7. Локальное распределение числа Нуссельта на плоской пластине.

Данные настоящего расчета (1) и расчетов [8] (2), [9] (3) по SST  $k-\omega$  модели; экспериментальные данные 4, 5 исследований [19] и [20] соответственно.

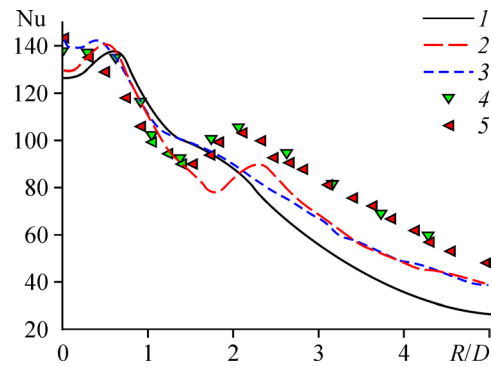
Рассчитанные значения среднего числа Нуссельта сравниваются на рис. 6 с экспериментальными данными [1] для проверки достоверности информации при различных соотношениях  $R/D$  (радиуса пластины к диаметру сопла). Безразмерный параметр занижен для значений  $R/D = 3$  и 4 и несколько завышен для  $R/D = 10$ , но показывает удовлетворительное согласование для значений  $R/D = 6$  и 8. В настоящей работе для исследования выбран случай  $R/D = 6$ , поскольку, с одной стороны, он обеспечивает заметное увеличение теплопередачи по сравнению со случаями  $R/D = 8$  и 10, а с другой стороны, его прогноз согласуется с измерениями, в отличие от случаев  $R/D = 3$  и 4.

На рис. 7 приводятся для сравнения прогнозы локального распределения числа Нуссельта, рассчитанные в настоящей работе, экспериментальные данные [19] и [20], а также результаты вычислений [9] и [10], полученные с использованием той же модели турбулентности, что и в настоящей работе (SST  $k-\omega$ ) для случая круглой струи, ударяющей о плоскую пластину при  $Re = 23000$  и  $H/D = 2$ . Хорошее согласование результатов представленной работы с результатами других исследований отмечено для центральной области пластины вокруг точки торможения. Несоответствие полученных результатов экспериментальным данным, отмеченное вдали от точки соударения, может быть связано с постоянным температурным режимом на стенке в настоящем моделировании. Расхождения по сравнению с расчетами по другим моделям могут быть связаны с сеткой, в особенности вблизи стенки (на расстоянии  $Y^+ < 0,4$  в данном исследовании), и с граничными условиями.

## 2. Результаты и обсуждение

Целью представленной работы является исследование влияния размеров канавок на показатели теплоотдачи при ударе струи о гофрированную поверхность. Так как тепловой поток на стенке пропорционален пространственному распределению температурного градиента, локально-перпендикулярного к стенке, необходимо понять механизмы, которые влияют на распределение последнего. К числу определяющих факторов помимо температуры фактически относятся поле скорости жидкости, управляющее конвективным теплопереносом в окрестности стенки, и турбулентная кинетическая энергия, сильно влияющая на градиенты скорости и температуры на стенке. Результаты, описываемые ниже, показывают, как поведение скорости, турбулентной энергии и температурных полей влияет на характеристики теплопередачи.

На рис. 8 приведены контуры величины скорости, нормированной по входной скорости, для различных боковых длин квадратных канавок:  $C = 0,5, 1$  и  $1,5$  мм, а также для гладкой пластины, рассматриваемой в качестве эталонной конфигурации. Изменение формы поверхности практически не влияет на поле скоростей в свободной струе и в пристенном слое струи вдали от гофрированной стенки. Увеличение размера канавок приводит к незначительному росту скорости внутри полостей и интенсивности рециркуляции жидкости (см. увеличенные изображения контуров также на рис. 9). При  $C = 1,5$  мм величина скорости достигает пикового значения за углом вниз по потоку непосредственно



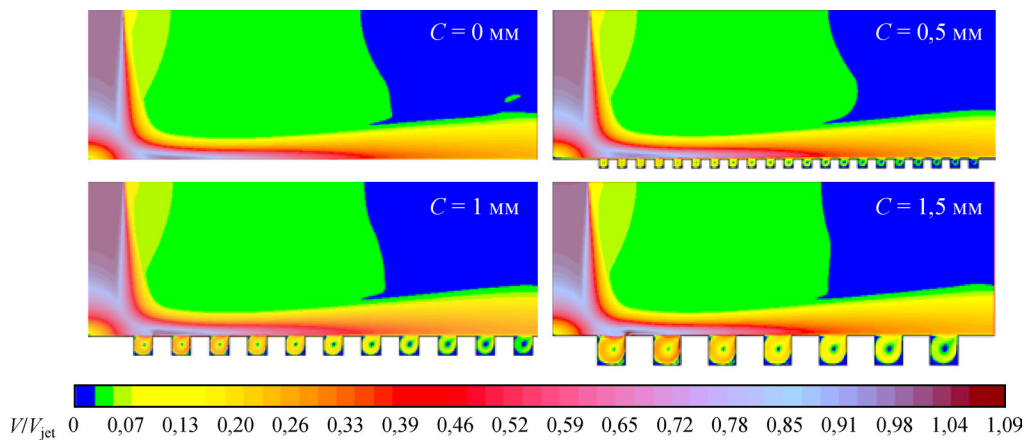


Рис. 8. Контуры нормированной величины скорости  $V/V_{jet}$  для гладкой пластины и для пластин с канавками при разных  $C$ .

после первой полости. Сразу после этого на стенке наблюдается небольшая плоская зона рециркуляции, которая, как будет показано позже, оказывает сильное влияние на локальное число Нуссельта.

Чтобы количественно выразить влияние размеров канавок на поле скоростей внутри полостей, а также в областях свободной и пристенной струи, на рис. 10 и 11 показаны соответственно радиальные и осевые профили осевой и радиальной компонент скорости при различных осевых и радиальных положениях. На рис. 11  $X'$  — расстояние от стенки. Разница между радиальными профилями осевой скорости, изображенными на рис. 10, практически отсутствует при  $x = 4$  и  $6$  мм и едва заметна при  $x = 7$  мм. При  $x = 7,5$  мм профиль для  $C = 1,5$  мм заметно отклоняется в верхних углах первой полости от профиля для  $C = 0,5$  мм и для случая гладкой пластины. Осевые профили радиальной скорости на рис. 11 подтверждают тот факт, что поле скоростей не зависит от размеров канавок в свободной и пристенной областях струи, за исключением окрестности первой полости.

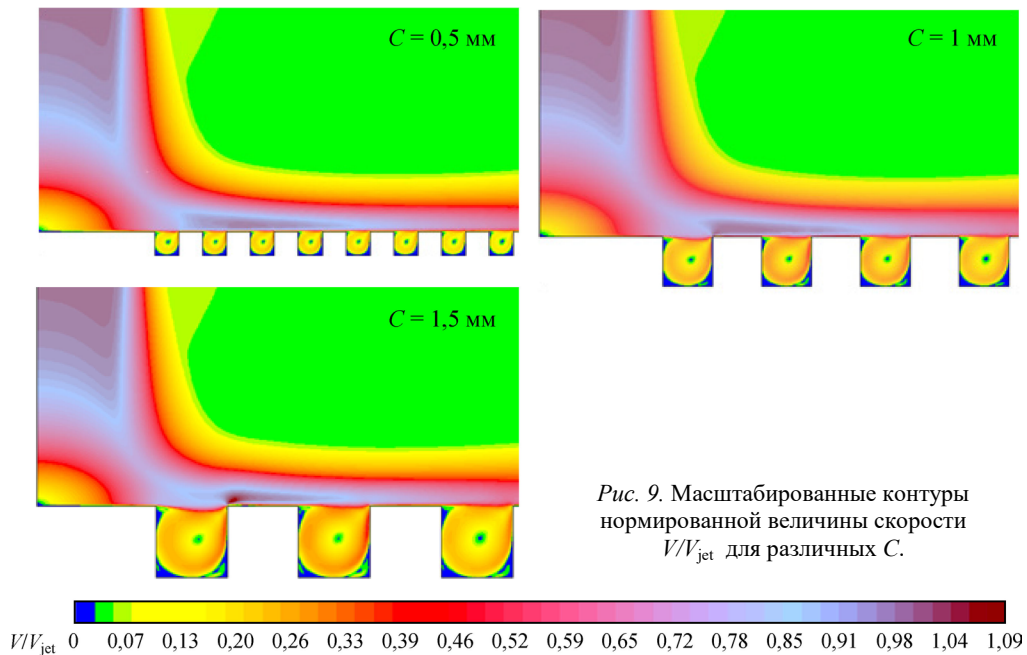


Рис. 9. Масштабированные контуры нормированной величины скорости  $V/V_{jet}$  для различных  $C$ .



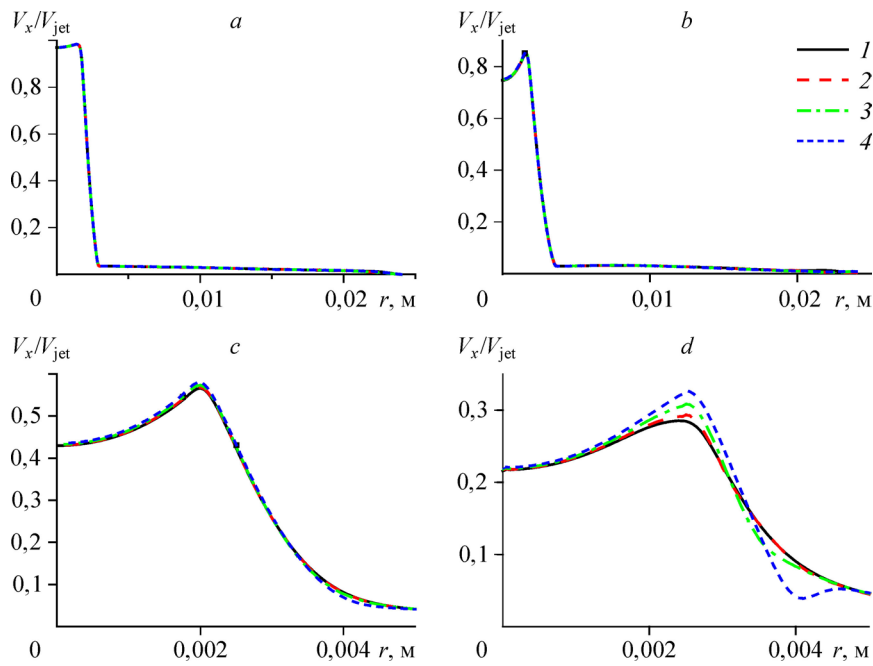


Рис. 10. Радиальные профили нормированной осевой компоненты скорости  $V_x/V_{jet}$  для  $x = 4$  (a), 6 (b), 7 (c), 7,5 (d) мм.  
 $C = 0$  (1), 0,5 (2), 1 (3), 1,5 (4) мм.

Чтобы получить более глубокое представление о том, как поведение жидкости зависит от параметра  $C$ , рассмотрим пересекающие центр профили осевой и радиальной составляющих скорости вдоль радиальных и осевых линий внутри некоторых полостей (см. рис. 12 и 13). Для исследования выбраны полости, над которыми пристенная струя

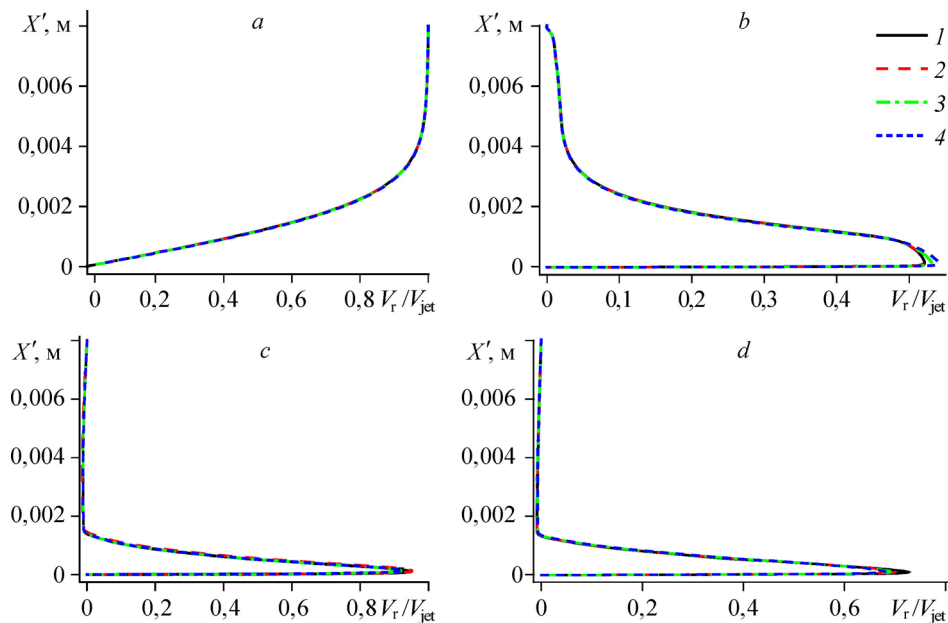


Рис. 11. Осевые профили нормированной компоненты радиальной скорости  $V_r/V_{jet}$  для  $r = 0$  (a), 2 (b), 5,5 (c), 8,5 (d) мм.  
 Обозначения см. на рис. 10.

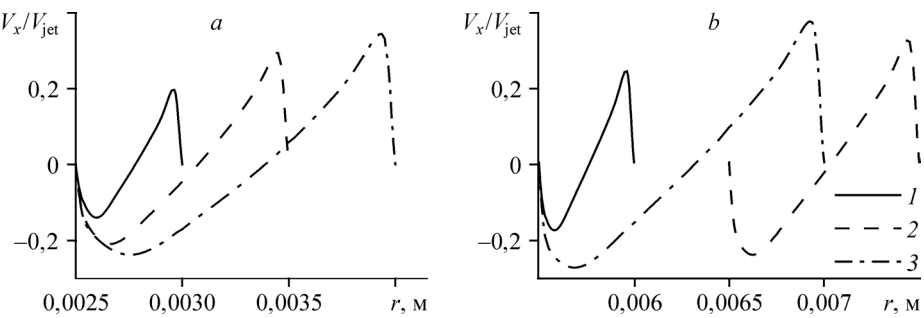


Рис. 12. Радиальные профили нормированной осевой компоненты скорости  $V_x/V_{jet}$  внутри первой канавки (а) и канавки вниз по потоку с  $r = 5,5$  мм (б).  
 $C = 0,5$  (1), 1 (2), 1,5 (3) мм.

достигла наибольшей скорости. Видно, что увеличение  $C$  приводит к несколько более высоким пиковым значениям компонент скорости в зонах рециркуляции. Фактически изменение значения  $C$  с 0,5 мм до 1 мм, а затем до 1,5 мм приводит к увеличению компонент пиковой скорости на 26 и 34 % соответственно. Эта реакция поля скоростей на изменение боковых длин канавок может иметь существенное влияние на общий тепловой поток через гофрированную ударную стенку. Следует также отметить, что профили являются почти линейными в ядре вихрей, что свидетельствует о вращении потока почти как у твердого тела.

На рис. 14 показаны контуры кинетической энергии турбулентности, нормированные на квадрат входной скорости струи, для различных размеров канавки. Это скалярное поле в свободной струе и наружном слое стенки струи слабо зависит от параметра  $C$ . Как и ожидалось, наиболее интенсивная турбулентная энергия присутствует во внешнем слое с большим сдвигом в областях свободной и пристенной струй. Отметим, что внутри канавок поток рециркулирующей жидкости характеризуется относительно низким уровнем турбулентности. На рис. 15 приведены укрупненные контуры кинетической энергии турбулентности внутри полостей, позволяющие лучше оценить малую чувствительность турбулентного энергетического поля к значениям  $C$ . Видно, что кинетическая энергия турбулентности несущественно возрастает по мере увеличения длины сторон полостей.

Радиальные и осевые профили турбулентной кинетической энергии показаны соответственно на рис. 16 и 17 в различных осевых и радиальных положениях. Как и в случае для поля скоростей, размер полости не влияет на радиальные профили интенсивности турбулентности при  $x = 4$  и 6 мм. Незначительные различия могут наблюдаться при  $x = 7$  и 7,5 мм. Что касается осевых профилей, то для  $r = 5,5$  мм регистрируется высокий пик турбулентной энергии при  $C = 1$  мм. Это соответствует верхнему правому углу второй

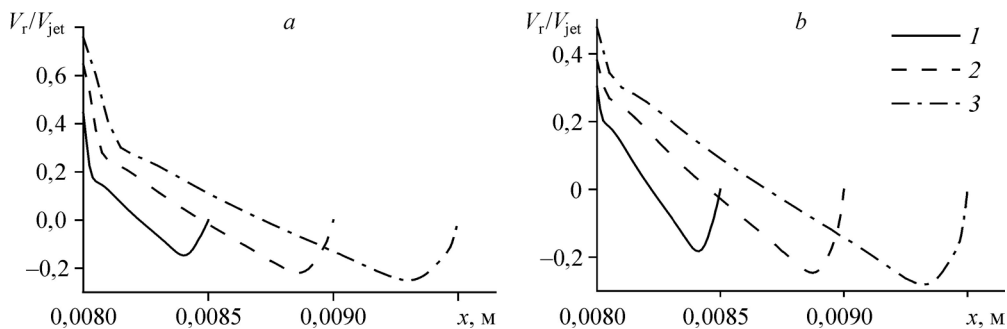


Рис. 13. Осевые профили нормированной компоненты радиальной скорости  $V_r/V_{jet}$  внутри первой канавки (а) и канавки вниз по потоку с  $r = 5,5$  мм (б).

Обозначения см. на рис. 12.

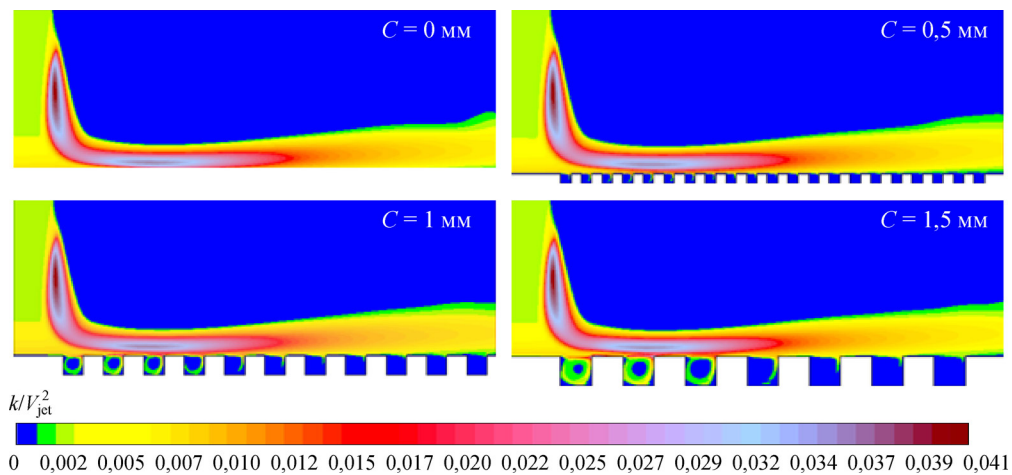


Рис. 14. Контурные нормированной турбулентной кинетической энергии  $k/V_{jet}^2$  при различных значениях  $C$ .

полости с высоким градиентом скорости. Для  $C = 1,5$  мм при  $r = 5,5$  мм жидкость проходит через верхний левый угол второй полости, где преобладает только умеренный градиент скорости и, следовательно, наблюдается небольшой пик в профиле  $k$ . В других местах турбулентное энергетическое поле не чувствительно к изменениям длины стороны канавки

На рис. 18 и 19, изображающих профили  $k$  вдоль осевых и радиальных линий, проходящих через центр некоторых полостей, видно, насколько энергия турбулентности чувствительна к изменениям  $C$ . Кроме того, когда длина стороны полости увеличивается от 0,5 до 1 мм, а затем до 1,5 мм, пиковое значение интенсивности турбулентности внутри вращающегося потока в канавках непосредственно под высокоскоростной областью пристенной струи увеличивается до 60 и 75 % соответственно. Заметим, что область квазитвердотельного вращения характеризуется однородным распределением турбулентной энергии.

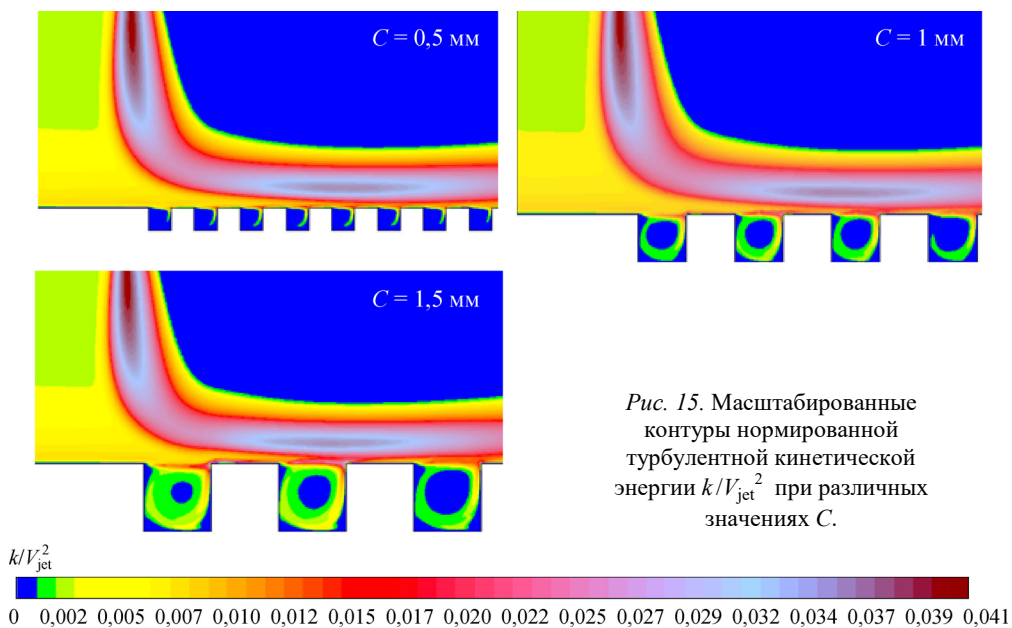


Рис. 15. Масштабированные контурные нормированной турбулентной кинетической энергии  $k/V_{jet}^2$  при различных значениях  $C$ .

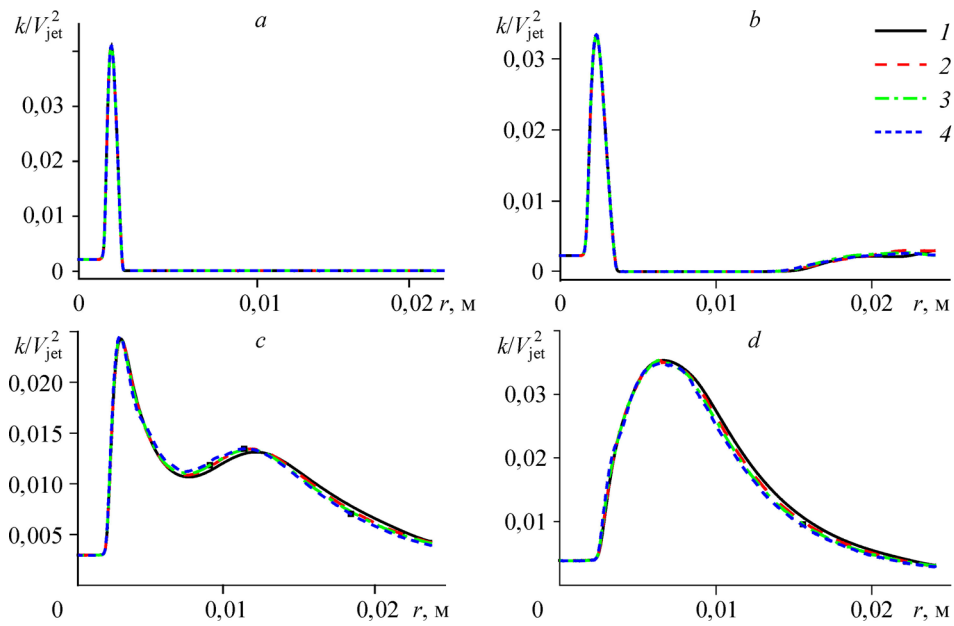


Рис. 16. Радиальные профили нормированной турбулентной энергии  $k/V_{jet}^2$  при  $x = 4$  (a), 6 (b), 7 (c), 7,5 (d) мм.  
 $C = 0$  (1), 0,5 (2), 1 (3), 1,5 (4) мм.

Так же, как и для динамического поля, нормированные контуры температуры в свободной струе и наружном слое пристенной струи не зависят существенно от изменения размера канавки (см. рис. 20). Жидкость сохраняет максимальную входную температуру внутри потенциального ядра примерно до радиального расстояния  $1,1D-1,2D$

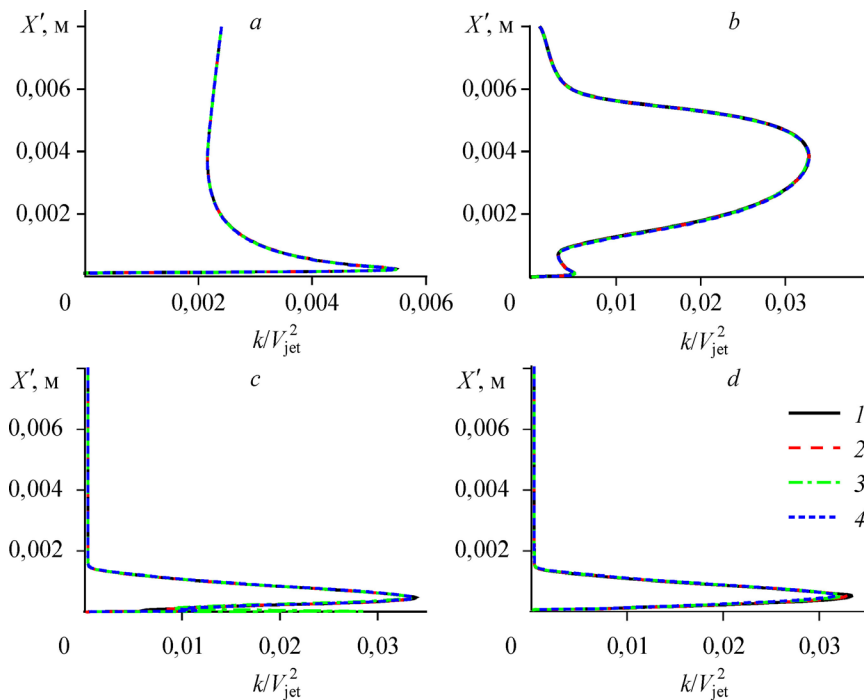


Рис. 17. Осевые профили нормированной турбулентной энергии  $k/V_{jet}^2$  при  $r = 0$  (a), 2 (b), 5,5 (c), 8,5 (d) мм.  
 Обозначения см. на рис. 16.

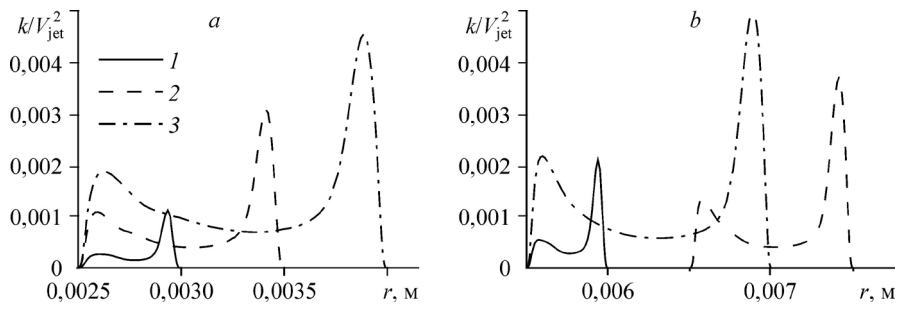


Рис. 18. Радиальные профили нормированной турбулентной энергии  $V_x/V_{jet}$  внутри первой канавки (а) и канавки вниз по потоку от  $r = 5,5$  мм (б).  $C = 0,5$  (1), 1 (2), 1,5 (3) мм.

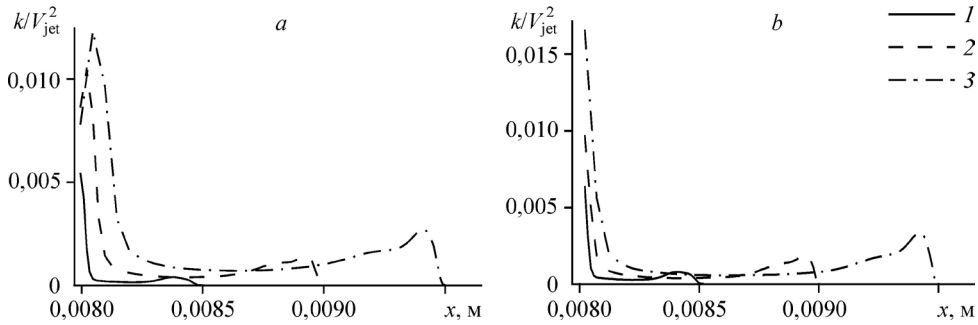


Рис. 19. Радиальные профили нормированной турбулентной энергии  $V_x/V_{jet}^2$  внутри первой канавки (а) и канавки вниз по потоку от  $r = 5,5$  мм (б). Обозначения см. на рис. 12.

вдоль рифленой стенки от точки торможения. Ниже по течению от этого положения, которое примерно соответствует окончанию потенциального ядра, температура начинает снижаться, что свидетельствует о слиянии пограничного слоя на поверхности с внешним слоем пристенной струи. Для более подробного рассмотрения теплового поведения вблизи стенки на рис. 21 показаны укрупненные контуры внутри нескольких смежных полостей, ближайших к области торможения. Температура в целом заметно возрастает в пределах рециркуляционных зон в канавках по мере увеличения их боковой длины,

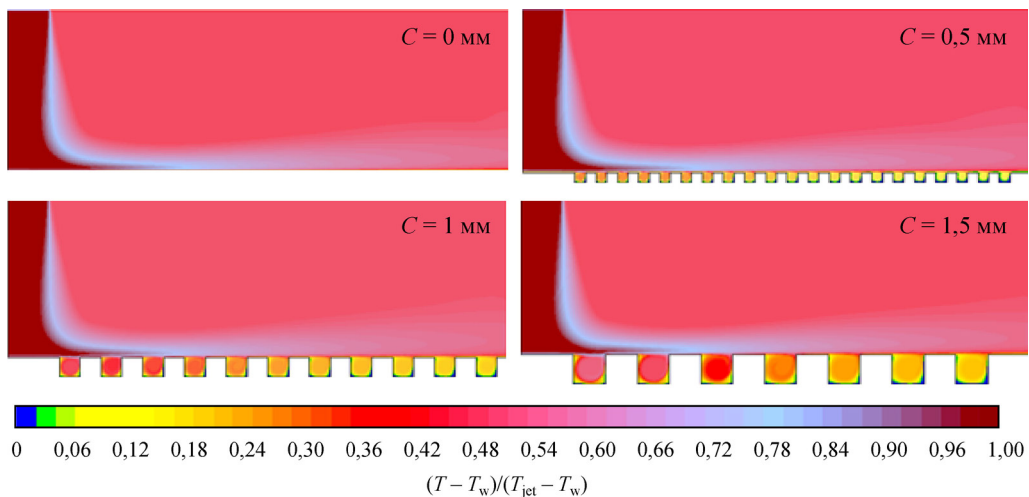


Рис. 20. Контурсы нормированной температуры  $(T - T_w)/(T_{jet} - T_w)$  для различных  $C$ .

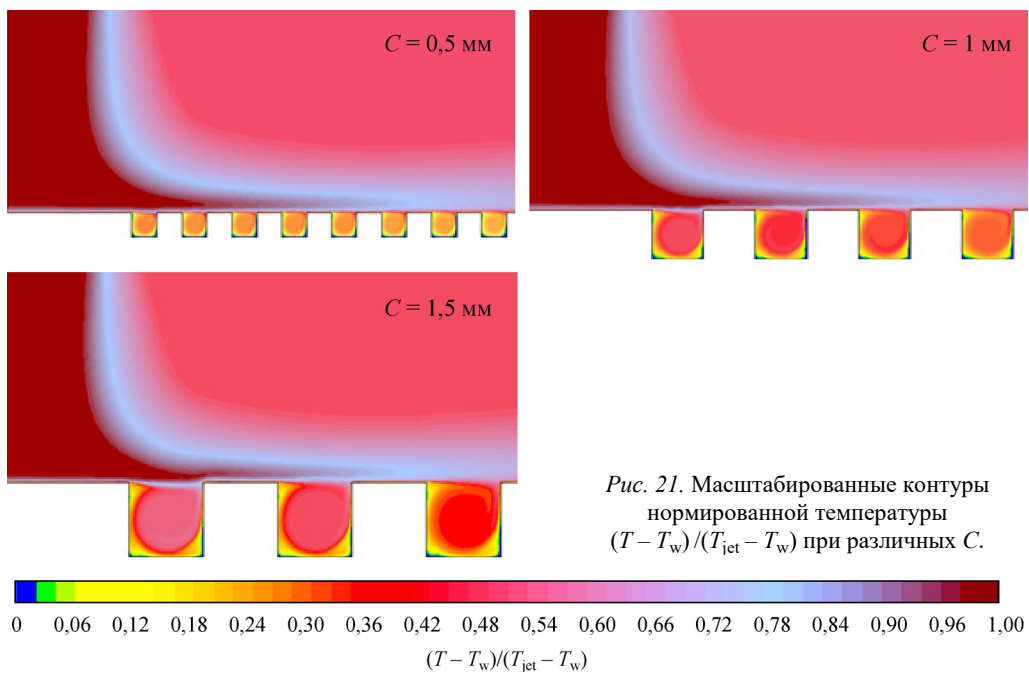


Рис. 21. Масштабированные контуры нормированной температуры  $(T - T_w) / (T_{jet} - T_w)$  при различных  $C$ .

но её распределение практически однородно в ядре первичного вихря. Относительно низкие значения температуры наблюдаются в двух нижних и верхних левых углах полостей. Там преобладают вторичные вихри, в которых жидкость успела адаптироваться к низкой температуре соседнего угла.

На рис. 22 и 23 представлены соответственно иллюстрации радиального и осевого профилей температуры для различных, определенных ранее, осевого и радиального положений. По-видимому, это скалярное поле менее чувствительно к изменениям размера канавки, чем поля скорости и турбулентной кинетической энергии. В отличие от эффектов, отмеченных для динамических параметров, зависимости профилей температуры

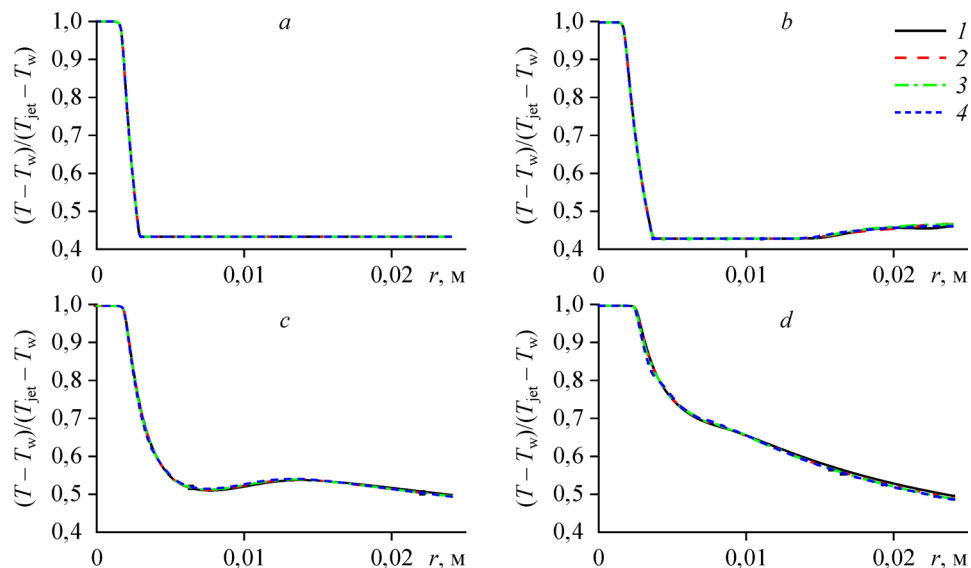


Рис. 22. Радиальные профили нормированной температуры  $(T - T_w) / (T_{jet} - T_w)$  при  $x = 4$  (a), 6 (b), 7 (c), 7,5 (d) мм.

Обозначения см. на рис. 16.

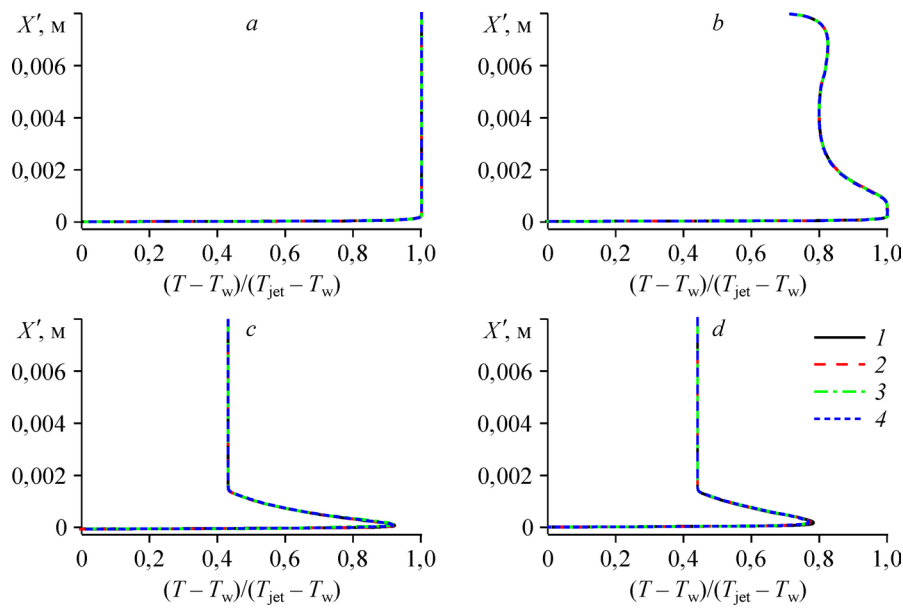


Рис. 23. Осевые профили нормированной температуры  $(T - T_w)/(T_{jet} - T_w)$  при  $r = 0$  (a), 2 (b), 5,5 (c), 8,5 (d) мм.

Обозначения см. на рис. 16.

практически не наблюдается даже в области пристенной струи над первой полостью. Для оценки влияния параметра  $C$  на тепловое поведение на рис. 24 и 25 представлены профили температуры вдоль радиальных и осевых линий внутри и по центру некоторых полостей. Как и в предыдущих случаях, для исследования выбирались полости, над которыми струя проходит с большой скоростью. При увеличении длины стороны от  $C = 0,5$  мм до  $C = 1,0$  мм, а затем до  $C = 1,5$  мм значение температуры, в основном однородное в центре рециркуляционных зон, увеличивается на 30 и 40 % соответственно.

На рис. 26 показаны профили локального числа Нуссельта в зависимости от радиального положения вдоль гофрированной стенки, при этом распределение вдоль боковых стенок полости (параллельно оси струи) опущено. В каждом из трех рассмотренных случаев ( $C = 0,5, 1$  и  $1,5$  мм) для сравнения приведен также профиль числа Нуссельта для гладкой пластины. Наложение кривых, соответствующих рифленой и плоской поверхностям, четко выделяет области на гофрированной пластине, где теплопередача усиливается (верхние поверхности, разделяющие полости) и где она ослабевает (внут-

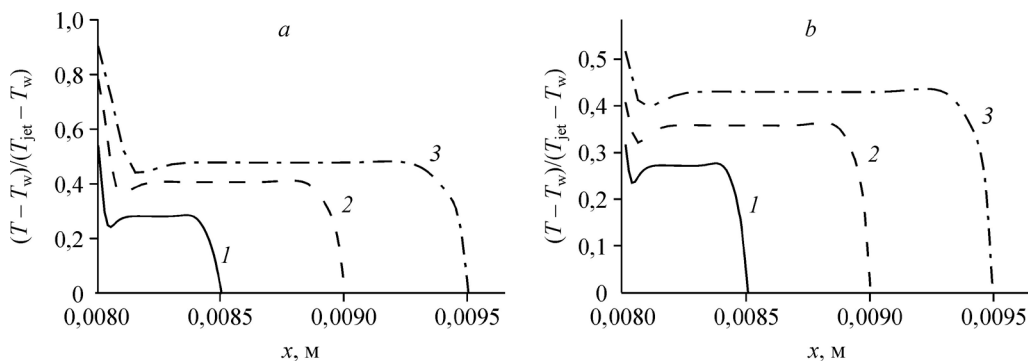


Рис. 24. Осевые профили нормированной температуры  $(T - T_w)/(T_{jet} - T_w)$  внутри первой канавки (a) и канавки вниз по потоку с  $r = 5,5$  мм (b).

Обозначения см. на рис. 12.

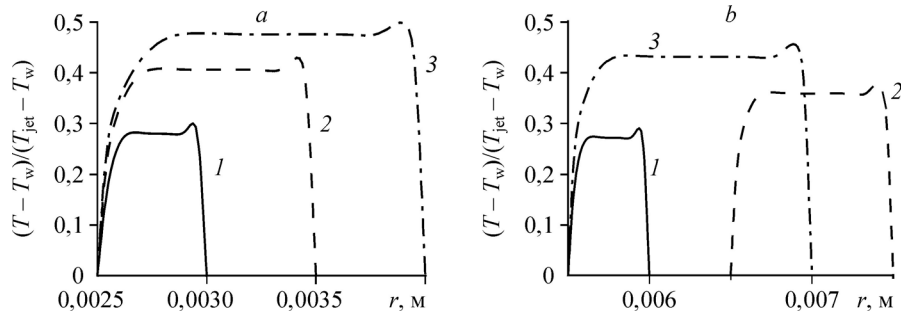


Рис. 25. Радиальные профили нормированной температуры  $(T - T_w) / (T_{jet} - T_w)$  внутри первой канавки (а) и канавки вниз по потоку с  $r = 5,5$  мм (б).  
Обозначения см. на рис. 12.

рение полости). В области торможения, где число Нуссельта, по-видимому, незначительно выше минимального значения на оси, вплоть до первой полости существенного влияния поверхности на величину теплопередачи не наблюдается. Локальные пики наблюдаются в правом верхнем углу каждой полости, что объясняется высокими температурными градиентами, являющимися следствием взаимодействия горячей жидкости струи и стенки в этих областях. Наибольшее значение  $Nu$  зарегистрировано вниз по течению в углах сразу после первой канавки для  $C = 0,5$  и  $1,5$  мм и после второй канавки для  $C = 1$  мм. После пика кривая очень быстро снижается: падение заметно для случая  $C = 1,5$  мм и в меньшей степени — для  $C = 1$  мм. Этот локальный минимум указывает на ухудшение теплопередачи, связанное с наличием упомянутой выше плоской зоны рециркуляции, сразу за первой полостью. У нижней стенки полостей значения числа Нуссельта намного меньше значений, полученных для гладкой пластины. Максимальное значение уменьшается, начиная от канавки, ближайшей к оси струи, и продолжается далее в радиальном направлении. По мере увеличения  $C$  пиковое значение числа Нуссельта внутри полостей возрастает незначительно. Чтобы получить лучшее представление о динамических и тепловых характеристиках, на рис. 27 показаны профили коэффициента трения  $C_f$ ,

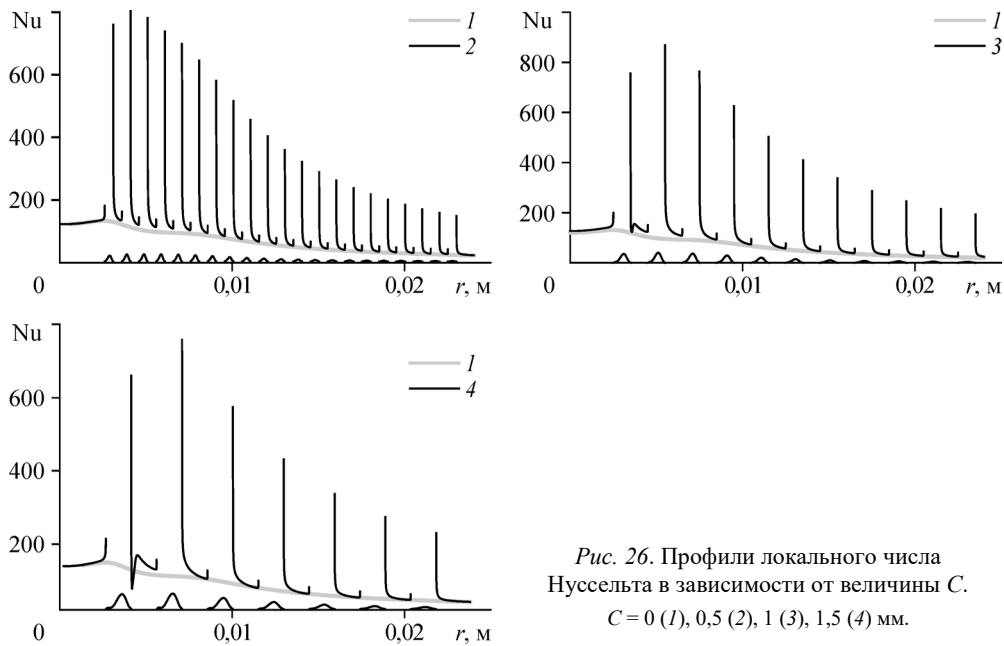


Рис. 26. Профили локального числа Нуссельта в зависимости от величины  $C$ .  
 $C = 0$  (1),  $0,5$  (2),  $1$  (3),  $1,5$  (4) мм.



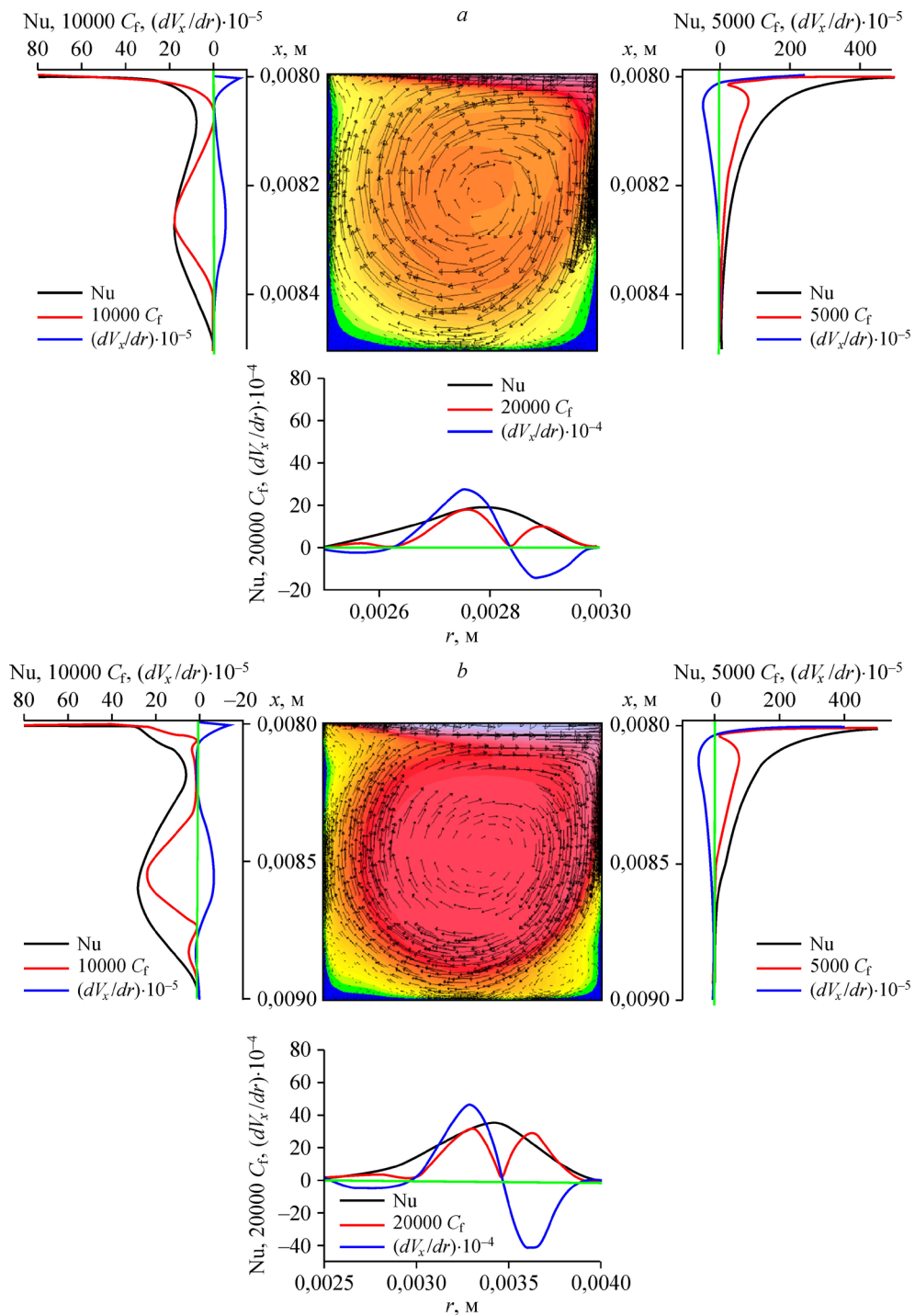


Рис. 27. Продолжение следует.

градиента скорости, перпендикулярного стенке, и числа Нуссельта вдоль нижней и боковых стенок первой полости для трех рассмотренных размеров канавок. Также здесь приведены контуры векторов температуры и скорости.

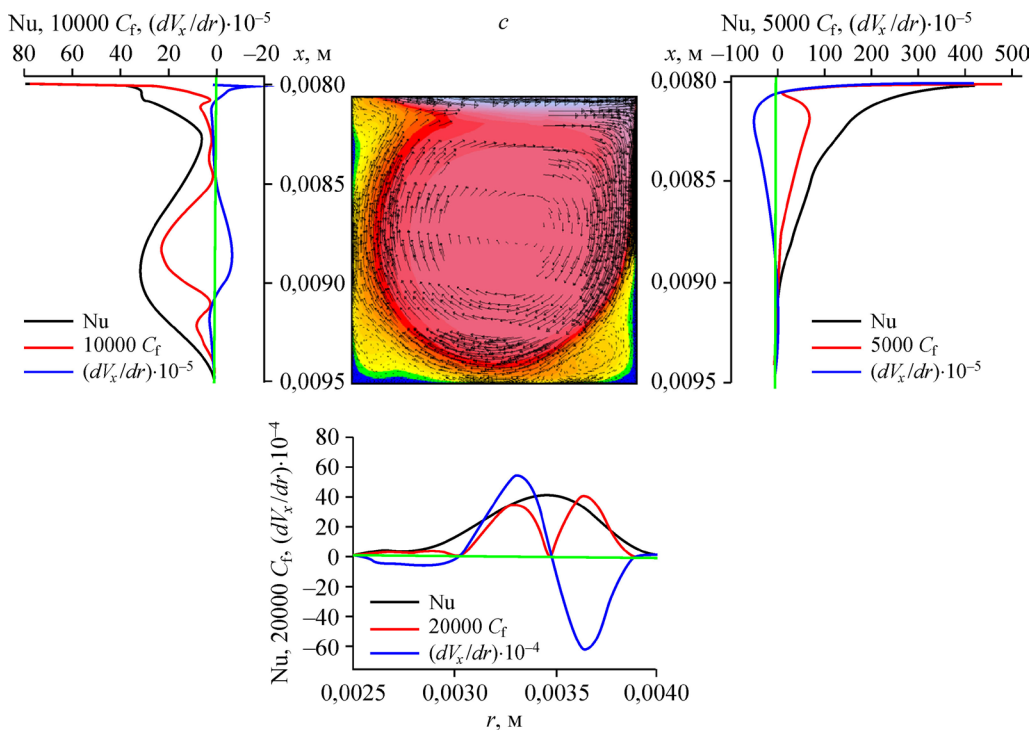


Рис. 27. Векторы скорости и контуры температуры, а также профили  $Nu$ ,  $C_f$  и градиента скорости по нормали к стенке внутри первой канавки.  
 $C = 0,5$  (a),  $1$  (b),  $1,5$  (c) мм.

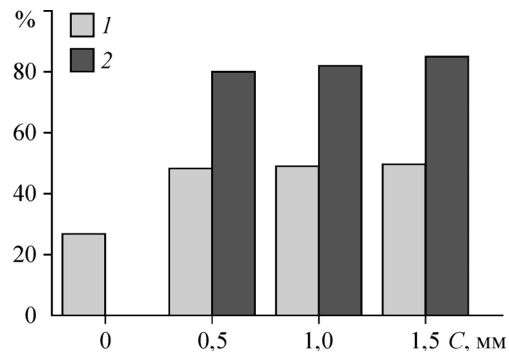
Поскольку импульс и теплообмен на стенке напрямую зависят от градиентов скорости и температуры по нормали к стенке, то для понимания поведения потока необходимо определить поля скорости и температуры. Во всех рассмотренных случаях наибольшие пики коэффициента трения и числа Нуссельта зарегистрированы в правом верхнем углу полости, а именно вблизи точки торможения, где поток жидкости сталкивается с поверхностью. Все значения  $C_f$  являются положительными, поэтому, чтобы отличить области с положительным сдвиговым напряжением от отрицательных, на рисунке представлены профили градиента скорости по нормали к стенке. Аналогии между обменом тепла и импульса в точках присоединения или разделения не наблюдается. Существует точка, где значение коэффициента трения равно нулю, т.е. градиент скорости меняет знак. Для числа Нуссельта подобный эффект отсутствует. Так, на нижней стенке наблюдаются два значительных пика  $C_f$ : в середине и справа, и третий, сравнительно небольшой — слева, которые соответствуют двум относительно интенсивным вихрям в середине и справа и слабому — слева. Число Нуссельта, напротив, демонстрирует только одно пиковое значение. Передача тепла происходит значительно хуже в верхних и нижних левых углах и нижней части правой стенки, где жидкость рециркулирует медленно. Рисунок 27 подтверждает изложенный выше вывод о том, что увеличение длины стороны полости приводит к небольшому увеличению трения и теплопередачи, что видно на профилях. В табл. 3 приведены значения числа Нуссельта, усредненные по всей гофрированной ударной поверхности, для различных размеров канавок.

Таблица 3

Влияние  $C$  на среднее число Нуссельта

$C$ , мм	0	0,5	1	1,5
$Nu_{avrg}$	26,81	48,27	49,03	49,68

Рис. 28. Влияние  $C$  на усредненное число Нуссельта  $Nu_{\text{avg}}$  (1) и его процентное увеличение  $(\eta, \%)$  от значения этого параметра для случая плоской пластины (2).



На рис. 28 изображена гистограмма, отражающая усредненное число Нуссельта и процентное изменение этого безразмерного параметра от найденного в случае плоской пластины. При использовании рифленых ударных стенок наблюда-

ется более эффективная передача тепла по сравнению с гладкой пластиной. Что касается влияния боковой длины полостей, то наилучшие показатели достигаются при использовании наибольшего размера —  $C = 1,5$  мм. Данный результат более или менее ожидаем, так как в этом случае внутри полостей, скорость струи над которыми имеет большое значение, рециркуляционные зоны характеризуются относительно высокими скоростями, турбулентной энергией и температурами. В табл. 4 приведены расчетные значения числа Нуссельта, усредненные по трем разным по размеру центральным участкам общей гофрированной пластины, полученные следующим образом. Тепловой поток интегрируется от точки торможения до трех различных радиальных положений на ударной пластине, значения радиусов которых составляют 8,5, 14,5 и 20,5 мм. Можно видеть, что наиболее значимое среднее число Нуссельта достигается для наименьшей части из трех рассмотренных — с радиусом 8,5 мм. При увеличении радиуса частичной поверхности усредненное число Нуссельта довольно быстро уменьшается.

Таблица 4

Число Нуссельта, усредненное по трем различным центральным участкам рифленой поверхности

$r$ , мм	$Nu_{\text{avg}}$		
	$C = 0,5$ мм	$C = 1$ мм	$C = 1,5$ мм
8,5	113,96	116,16	117,68
14,5	81,30	82,77	83,33
20,5	57,54	58,70	59,13

### Заключение

Приведены результаты численных расчетов, показывающие влияние размера прямоугольной канавки на характеристики теплообмена при ударе круглой струи о поверхность канавки. Ввиду отсутствия в литературе подробной информации о распределении динамических и тепловых полей вдоль гофрированной пластины, особое внимание в работе уделено тепловому и жидкостному потоку на границе раздела жидкость/стенка внутри и снаружи полостей. Обнаружено, что увеличение размера канавок приводит к незначительному возрастанию скорости и интенсивности рециркуляции внутри полостей. Для относительно большой длины стороны полости ( $C = 1,5$  мм) максимальная скорость жидкости достигается чуть выше верхнего правого угла первой полости, затем на остром крае происходит отрыв потока. На стенке непосредственно вниз по течению наблюдается небольшая плоская зона рециркуляции, которая оказывает сильное влияние на величину локального числа Нуссельта. Профили скоростей в зонах рециркуляции внутри полостей почти линейны в ядре вихрей, что подразумевает практически твердотельный тип вращения потока. При этом на турбулентное поле кинетической энергии в свободной струе и наружном слое пристенной струи изменение размеров канавок влияет не сильно. Внутри канавок поток рециркулирующей жидкости характеризуется

однородным, относительно низким уровнем турбулентности, интенсивность которой незначительно возрастает с увеличением параметра  $C$ . В области квазитвердотельного вращения в полостях также наблюдается почти однородное распределение температуры. Оно немного увеличивается по мере увеличения  $C$ . Локальные пики числа Нуссельта обнаруживаются в правом верхнем углу каждой полости. Внутри канавок передача тепла заметно ухудшается в верхних и нижних левых углах и нижней части правой стенки, где жидкость рециркулирует медленно. Увеличение длины стороны полости приводит к небольшому увеличению трения и теплопередачи. При использовании шероховатых стенок теплопередача существенно улучшается по сравнению со случаем плоской стенки. Что касается влияния боковой длины полости, то наилучшие характеристики достигаются при использовании её наибольшего размера —  $C = 1,5$  мм. При усреднении числа Нуссельта по центральным участкам разных размеров всей гофрированной пластины установлено, что наилучшая теплопередача достигается для участка гофрированной пластины радиусом  $4D$  для всех рассматриваемых размеров канавок.

### Список литературы

1. **Sagot B., Antonini G., Buron F.** Enhancement of jet-to-wall heat transfer using axisymmetric grooved impinging plates // *Int. J. Therm. Sci.* 2010. Vol. 49, No. 6. P. 1026–1030.
2. **Jambunathan K., Lai E., Moss M.A., Button B.L.** A review of heat transfer data for single circular jet impingement // *Int. J. Heat Fluid Flow.* 1992. Vol. 13. P. 106–115.
3. **Viskanta R.** Heat transfer to impinging isothermal gas and flame jets // *Exp. Thermal Fluid Sci.* 1993. Vol. 6. P. 111–134.
4. **Hadziabdic M., Hanjalic K.** Vortical structures and heat transfer in a round impinging jet // *J. Fluid Mech.* 2008. Vol. 596. P. 221–260.
5. **Dewan A., Dutta R., Srinivasan B.** Recent trends in computation of turbulent jet impingement heat transfer // *Heat Transf Engng.* 2012. Vol. 33. P. 447–460.
6. **Baughn J., Shimizu S.** Heat transfer measurements from a surface with uniform heat flux and an impinging jet // *Int. J. Heat Transfer.* 1989. Vol. 111, No. 4. P. 1096–1098.
7. **Cooper D., Jackson D., Launder B., Liao G.** Impinging jet studies for turbulence model assessment. Part I. Flow-field experiments // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 1993. Vol. 36, No. 10. P. 2675–2684.
8. **Craft T.J., Graham L.J.W., Launder B.E.** Impinging jet studies for turbulence model assessment. Part II. An examination of the performance of four turbulence models // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 1993. Vol. 36, No. 10. P. 2685–2697.
9. **Sagot B., Antonini G., Christegen A., Buron F.** Jet impinging heat transfer on a flat plate at a constant wall temperature // *Int. J. Therm. Sci.* 2008. Vol. 47, No. 12. P. 1610–1619.
10. **Wienand J., Riedel A., Weigand B.** Numerical study of a turbulent impinging jet for different jet-to-plate distances using two-equation turbulence models // *Eur. J. Mech. B. Fluids.* 2017. Vol. 61. P. 1–9.
11. **Gau C., Lee I.C.** Flow and impingement cooling heat transfer along triangular rib-roughened walls // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2000. Vol. 43, No. 24. P. 4405–4418.
12. **Hsieh S.S., Tasi H.H., Chan S.C.** Local heat transfer in rotating square-rib-roughened and smooth channels with jet impingement // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2004. Vol. 47, No. 12–13. P. 2769–2784.
13. **Ortega-Casanova J., Granados-Ortiz F.J.** Numerical simulation of the heat transfer from a heated plate with surface variations to an impinging jet // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2014. Vol. 76. P. 128–143.
14. **Dobbertean M.M., Rahman M.M.** Numerical analysis of steady state heat transfer for jet impingement on patterned surfaces // *Appl. Therm. Engng.* 2016. Vol. 103. P. 481–490.
15. **Шукла А.К., Деван А.** Теплообмен и течение при натекании плоской турбулентной струи на гладкую и оребренную поверхности // *Теплофизика и аэромеханика.* 2018. Т.25, № 5. С. 747–766.
16. **Derdouri A., Nemouchi Z., Benhacine A.** Numerical simulation of a turbulent round jet impinging on an axisymmetric corrugated surface with heat transfer // 6th Intern. Symp. on Aircraft Materials ACMA, May 11–13 2016, Agadir-Morocco.
17. **Menter F.R.** Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // *AIAA J.* 1994. Vol. 32. P. 1598–1605.
18. **FluentInc,** ANSYS Fluent User's Guide, 2012, Canonsburg.
19. **Baughn J.W., Hechanova A.E., Yan X.** An experimental study of entrainment effect on the heat transfer from a flat surface to a heated circular impinging jet // *J. Heat Transfer.* 1991. Vol. 113, No. 4. P. 1023–1025.
20. **Lee D.H., Won S.Y., Kim Y.T., Chung Y.S.** Turbulent heat transfer from a flat surface to a swirling round impinging jet // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2002. Vol. 45. P. 223–227.

*Статья поступила в редакцию 16 января 2029 г.,  
после доработки — 25 марта 2019 г.,  
принята к публикации 4 июня 2019 г.*