

ОРИГИНАЛЬНАЯ СТАТЬЯ

УДК 532.517.3

<https://doi.org/10.26907/2541-7746.2026.1.58-76>

Переход к турбулентности после местной закрутки потока в трубе при умеренных числах Рейнольдса

В.М. Молочников^{1,2} ✉, Н.Д. Пашкова^{1,2}, Е.И. Калинин³,
Г.Е. Чуприн², Л.Р. Каюмова³¹Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр РАН», г. Казань, Россия²Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева – КАИ,
г. Казань, Россия³Казанский (Приволжский) федеральный университет, г. Казань, Россия✉ vmolochnikov@mail.ru

Аннотация

На основе физического эксперимента и прямого численного моделирования определены основные закономерности эволюции структуры закрученного течения в гладкой прямой трубе в диапазоне изменения числа Рейнольдса $Re = 240\text{--}1640$. Закрутка потока выполнена при помощи лопаточного завихрителя. Проанализировано изменение степени закрутки, эволюции профилей продольной компоненты скорости потока и ее среднеквадратичных пульсаций с увеличением расстояния от завихрителя. Установлены значения числа Рейнольдса, при которых в исследуемом течении появляются признаки ламинарно-турбулентного перехода: интенсивный рост среднеквадратичных пульсаций скорости потока и появление перемежаемости в осциллограммах скорости. Выявлены и описаны физические механизмы турбулизации потока в окрестности оси трубы и ее пристеночной области.

Ключевые слова: закрученные течения, гладкая прямая труба, лопаточный завихритель, степень закрутки потока, экспериментальная установка, прямое численное моделирование, профили скорости, признаки ламинарно-турбулентного перехода, среднеквадратичные пульсации скорости, перемежаемость течения

Благодарности. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-19-00133, <https://rscf.ru/project/25-19-00133/>.

Для цитирования: Молочников В.М., Пашкова Н.Д., Калинин Е.И., Чуприн Г.Е., Каюмова Л.Р. Переход к турбулентности после местной закрутки потока в трубе при умеренных числах Рейнольдса // Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. Физ.-матем. науки. 2026. Т. 168, кн. 1. С. 58–76. <https://doi.org/10.26907/2541-7746.2026.1.58-76>.

ORIGINAL ARTICLE

<https://doi.org/10.26907/2541-7746.2026.1.58-76>

Transition to turbulence in pipe flows with local swirling at moderate Reynolds numbers

V.M. Molochnikov^{1,2} ✉, N.D. Pashkova^{1,2}, E.I. Kalinin³,
G.E. Chuprin², L.R. Kayumova³

¹*FRC Kazan Scientific Center, Russian Academy of Sciences, Kazan, Russia*

²*Kazan National Research Technical University named after A.N. Tupolev – KAI, Kazan, Russia*

³*Kazan Federal University, Kazan, Russia*

✉ vmolochnikov@mail.ru

Abstract

Using physical experiment and direct numerical simulation, principal patterns were revealed in the evolution of the structure of swirling flows in smooth straight pipes at the Reynolds numbers from 240 to 1640. Swirling was generated by a vane swirler. Changes in the swirl ratio, streamwise velocity, and its root-mean-square fluctuation with an increase in the distance from the swirler were analyzed. The Reynolds numbers at which the early signs of laminar-turbulent transition occur in the flow were identified: a rapid growth of velocity fluctuations and the onset of intermittency in velocity oscillograms. The physical mechanisms underlying the transition to turbulence in the vicinity of the pipe axis and near the pipe wall were found and described.

Keywords: swirling flows, smooth straight pipe, vane swirler, swirl ratio, experimental setup, direct numerical simulation, velocity profiles, signs of laminar-turbulent transition, root-mean-square fluctuations of velocity, flow intermittency

Acknowledgments. This study was supported by the Russian Science Foundation (project no. 25-19-00133, <https://rscf.ru/project/25-19-00133/>).

For citation: Molochnikov V.M., Pashkova N.D., Kalinin E.I., Chuprin G.E., Kayumova L.R. Transition to turbulence in pipe flows with local swirling at moderate Reynolds numbers. *Uchenye Zapiski Kazanskogo Universiteta. Seriya Fiziko-Matematicheskie Nauki*, 2026, vol. 168, no. 1, pp. 58–76. <https://doi.org/10.26907/2541-7746.2026.1.58-76>. (In Russian)

Введение

Закрученные потоки имеют широкий спектр практического применения. Они используются в камерах сгорания и горелках различного назначения для стабилизации пламени и управления горением, теплообменниках и системах охлаждения для интенсификации теплоотдачи, смесительных устройствах с целью улучшения процессов перемешивания компонент и т. д. Различают активные и пассивные методы создания закрученного потока.

К активным методам относятся, например, вращение участка трубы [1, 2] или перфорированного диска [3], установка пропеллеров [4, 5] и других подобных устройств, требующих внешней работы. В качестве пассивных методов обеспечения закрутки потока используют тангенциальный подвод рабочей среды [6, 7], шнековые вставки [8, 9], лопаточные завихрители [10] или спиральные каналы [11]. Последний способ применяется, главным образом, в гемодинамике для моделирования естественной закрутки потока в крупных сосудах [12] или управления течением в области разветвления каналов (соединения шунта с артерией) для снижения размеров областей отрыва потока.

Большинство исследований закрученных потоков выполнено для турбулентного режима течения среды. Однако в настоящее время наблюдается рост интереса к изучению ламинарных или переходных закрученных потоков, что связано с тенденцией миниатюризации теплообменного оборудования и систем охлаждения, применяемых, например, для регулирования температурного режима работы современных компьютеров и микропроцессорной техники.

Для создания местной закрутки потока широкое распространение получили лопаточные завихрители, представляющие собой осевой направляющий аппарат с лопатками, угол которых во входном сечении завихрителя равен нулю, а в выходном обеспечивает требуемое значение окружной (тангенциальной) составляющей скорости потока. Степень закрутки потока S , создаваемая завихрителем, чаще всего определяется как отношение момента количества движения потока к его осевому количеству движения (например, [13])

$$S = \frac{\int_0^R \rho U_x U_\theta r^2 dr}{R \int_0^R \rho U_x^2 r dr}.$$

Здесь U_x и U_θ – продольная и окружная компоненты скорости потока соответственно; ρ – плотность рабочей среды; R – радиус трубы; r – текущая радиальная координата.

Вниз по течению от лопаточного завихрителя степень закрутки потока снижается. К проблеме определения закона этого снижения многие авторы периодически возвращались при изучении ламинарных закрученных потоков [14–17]. В некоторых работах предпринята попытка оптимизации геометрии лопаток завихрителя [18, 19]. Значительное внимание в публикациях по закрученным потокам уделено изучению явления прецессии вихревого ядра и разрушения вихря [20–22].

Закрутка потока в трубе сопровождается появлением радиальной составляющей скорости, что, в свою очередь, приводит к возникновению радиального и осевого градиентов давления [10]. В случае ламинарного течения перестройка структуры потока под влиянием этих градиентов может сопровождаться появлением признаков ламинарно-турбулентного перехода при числах Рейнольдса, ниже критических значений для течения в трубе при отсутствии закрутки потока. Однако вопросам ламинарно-турбулентного перехода при течении в трубе за местной закруткой потока в литературе внимания практически не уделялось.

Настоящая работа содержит результаты исследования эволюции закрученного течения в гладкой трубе за лопаточным завихрителем при умеренных числах Рейнольдса. Основное внимание уделено вопросам появления признаков ламинарно-турбулентного перехода и механизмам их реализации.

Методика проведения исследований

Методика проведения исследований включала визуализацию течения, измерения мгновенных векторных полей скорости при помощи полевого (в одной плоскости) метода SIV [23], а также прямое численное моделирование.

Экспериментальные исследования проводились на разработанной авторами специализированной установке, схема которой приведена на рис. 1. Движение рабочей жидкости в установке обеспечивалось гидростатическим напором H , создаваемым разностью уровней жидкости в напорном баке и выходном сечении сливного канала. Уровень жидкости в напорном баке поддерживался постоянным при помощи устройства перелива и насоса, перекачивающего жидкость из расходного бака в рабочий. Значение расхода задавалось включением в работу требуемого количества сопел дозатора и определялось весовым способом: измерялись объем и время поступления жидкости в мерную емкость.

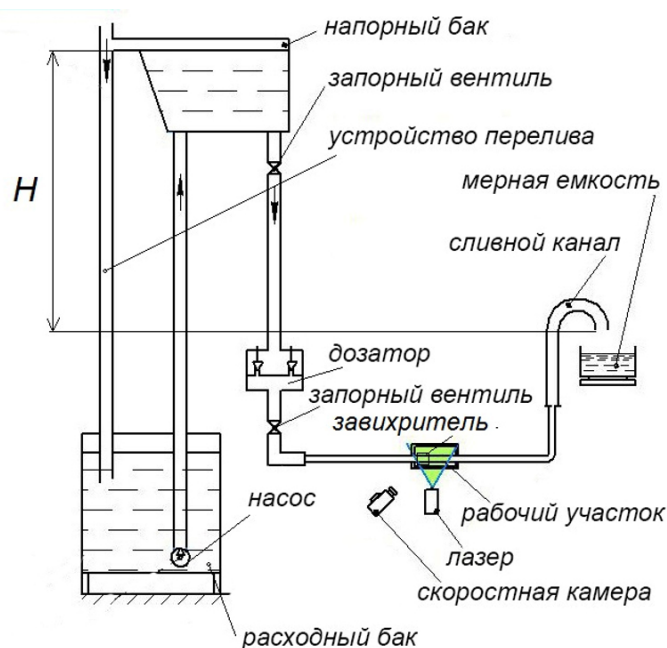


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Fig. 1. Schematic diagram of the experimental setup

В качестве рабочего участка использовалась прямая гладкая труба с внутренним диаметром $d = 17.4$ мм, выполненная из прозрачного поликарбоната. Рабочая жидкость – водный раствор глицерина (массовое содержание – 56.3%). В экспериментах температура рабочей жидкости поддерживалась на уровне $24 \pm 0.5^\circ\text{C}$.

Закрутка потока в рабочем участке установки создавалась лопаточным завихрителем, четыре лопатки которого имели угол установки на входе в завихритель 0° , который затем переходил в 23° на выходе со скруглением 6 мм. Ширина лопаток равна радиусу трубы, толщина – 1 мм. Затупление передней и задней кромок лопаток выполнено эллиптическими кривыми с большой полуосью 2 и 3 мм соответственно. Центральное тело отсутствует. Форма лопаток завихрителя показана на рис. 2, б. Длина завихрителя $l = 2d$. Прямой участок гладкой трубы $L = 172.4d$ обеспечивал развитое ламинарное течение перед завихрителем с профилем скорости, соответствующим теоретическому решению Пуазейля.

Для визуализации течения и измерения полей скорости в рабочую жидкость вводились трассеры – полиамидные сферы, диаметр которых составлял 5 мкм. Съемка картины течения проводилась скоростной видеокамерой в световом «ноже» в плоскости xy (рис. 2) и параллельных ей плоскостях с некоторым шагом по z . Световой «нож» создавался лазером непрерывного действия мощностью 5 Вт. Начало координат совпадало с выходными кромками завихрителя. Измерительная область рабочего участка установки помещалась в прозрачный бокс, заполненный глицерином, что минимизировало искажения картины течения за счет различий коэффициента преломления воздуха и поликарбоната.

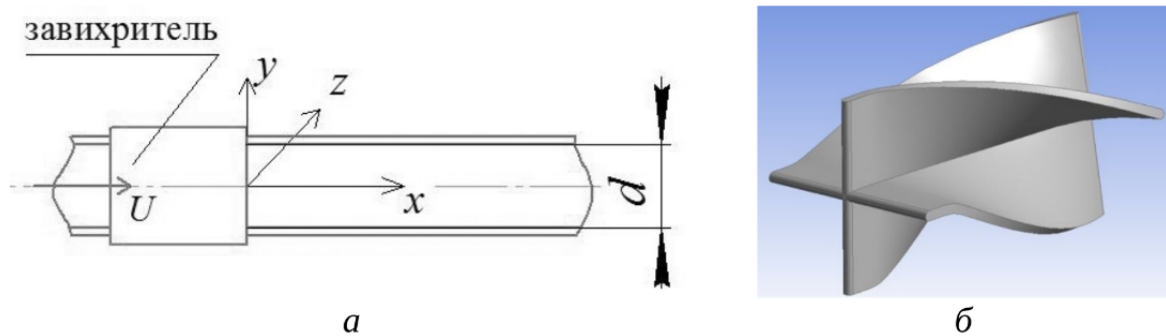


Рис. 2. Схема рабочего участка (а) и форма лопаток завихрителя (б)
Fig. 2. Diagram of the working section (a) and shape of the swirler blades (b)

Исследуемое течение за завихрителем является существенно трехмерным. Полную картину такого течения по результатам измерений планарным (в одной плоскости) методом, к которому относится техника SIV, получить сложно, даже при проведении измерений не только в центральной (проходящей через ось трубы) плоскости xy (рис. 2), но и в плоскостях, смещенных по координате z . По этой причине экспериментальные данные были дополнены результатами прямого численного моделирования.

Прямое численное моделирование исследуемого течения было выполнено на основе решения трехмерных стационарных уравнений Навье – Стокса для несжимаемой жидкости в безразмерных естественных переменных

$$u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}, \quad i = 1, 2, 3; \quad \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0; \quad \text{Re} = \frac{\langle U \rangle d}{\nu}. \quad (1)$$

Уравнения (1) записаны в безразмерной форме; принято соглашение о суммировании по повторяющимся индексам. Декартовы координаты x_i , $i = 1, 2, 3$, отнесены к диаметру канала d . Компоненты u_i вектора скорости $\mathbf{u}$ нормированы на среднерасходную скорость $\langle U \rangle$, а давление p отнесено к величине скоростного напора $\rho \langle U \rangle^2$, ρ – плотность среды; ν – ее кинематическая вязкость. Таким образом, все приведенные ниже результаты численного моделирования, как и физического эксперимента, представлены в безразмерном виде.

Во входном сечении канала задан равномерный единичный профиль скорости: $u_x = 1$, $u_y = u_z = 0$. На выходной границе расчетной области поставлены конвективные граничные условия [24], обеспечивающие свободный выход потока:

$$u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = 0, \quad i = 1, 2, 3.$$

На стенках канала и поверхностях лопаток завихрителя выполнено граничное условие прилипания $\mathbf{u} = 0$.

Двумерная структурированная расчетная сетка в плоскости xu в поперечном сечении была построена с учетом наличия пограничного слоя на стенках канала и на поверхностях лопаток завихрителя. При этом была задана нулевая толщина лопаток. Трехмерная сетка строилась экструзией двумерной вдоль оси x . На начальном участке для отображения завихрителя была сделана экструзия с поворотом (рис. 3).

Общее число ячеек сетки составляло приблизительно 1.5×10^6 , безразмерный пространственный шаг сетки в пограничных слоях на стенках канала составлял 0.005 в направлении нормали к стенке. Данные параметры сетки выбирались так, чтобы соответствовать безразмерному пространственному масштабу $\lambda = \text{Re}^{-1/2}$ толщины пограничного слоя.

Расчеты были выполнены в пакете ANSYS Fluent 18.0. Пространственная аппроксимация определяющих уравнений проведена методом конечных объемов второго порядка точности, для согласования полей скорости и давления использована схема SIMPLE. Устойчивость численного решения уравнений Навье–Стокса (1) при умеренных значениях числа Re в этом пакете была многократно проверена и не подвергается сомнению, а точность определялась только сеткой.

Исследования проводились при числах Рейнольдса $\text{Re} = 240, 500, 800, 1200, 1500, 1640$, рассчитанных по диаметру трубы d и среднерасходной скорости потока $\langle U \rangle$.

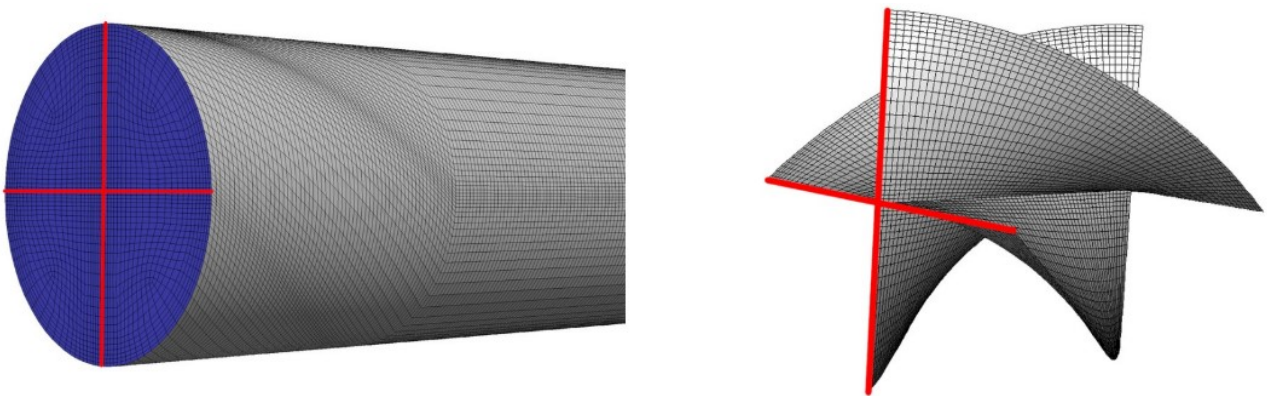


Рис. 3. Построение расчетной сетки (торцевые края лопаток отмечены красной линией)

Fig. 3. Computational mesh generation (the end edges of the blades are marked with the red line)

Валидация результатов численного моделирования продемонстрировала хорошее соответствие расчетных и экспериментальных профилей продольной U_x и окружной $U_z = U_\theta$ компонент скорости потока в плоскости xu в исследуемом диапазоне чисел Рейнольдса. Значения окружной компоненты скорости потока определялись как $U_z(y) = U_\theta(y)$ при $z = 0$. В экспериментах значение $U_z(y) = U_\theta(y)$ измерялось в плоскости лазерного ножа, смещаемого с некоторым шагом в направлении оси y , в точках $z = 0$. Примеры сравнения профилей показаны на рис. 4.

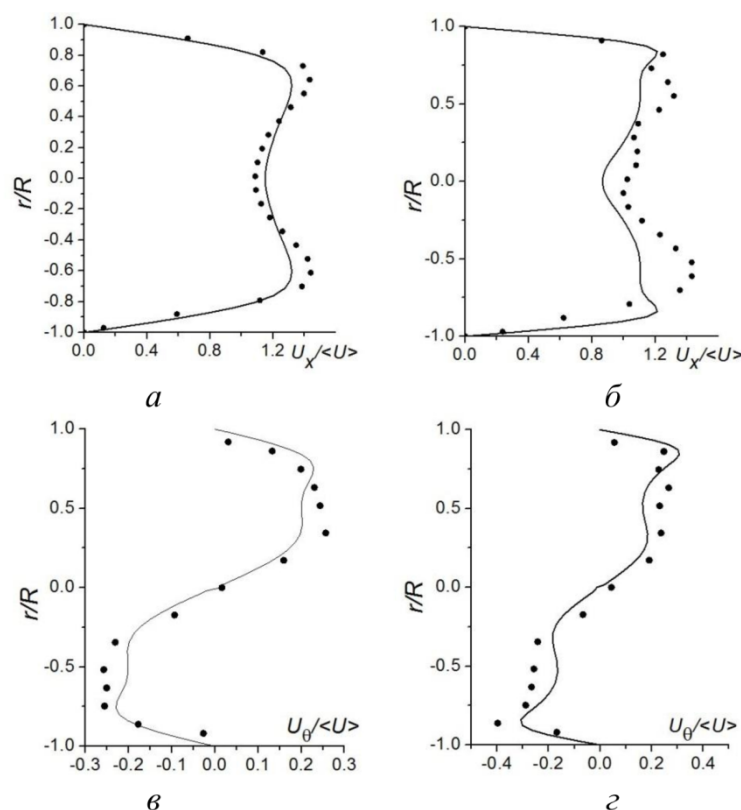


Рис. 4. Сравнение расчетных и экспериментальных профилей продольной (а, б) и окружной (в, г) компонент скорости потока в плоскости xy при $x/d = 3.4$: а, в – $Re = 500$; б, г – 1200. Точки – эксперимент, линии – расчет

Fig. 4. Comparison of the calculated and experimental profiles of the longitudinal (a, b) and circumferential (c, d) velocity components in the xy plane at $x/d = 3.4$: a, c – $Re = 500$; b, d – 1200. Points – experiment, lines – calculation

Результаты исследований

Используемый в экспериментах лопаточный завихритель обеспечил создание в трубе окружной компоненты скорости потока. Тем не менее результаты визуализации течения в ближней области за завихрителем в плоскости xy , примеры которых приведены на рис. 5, позволяют составить представление о его структуре. Видно, что непосредственно за завихрителем формируется область, в которой продольная компонента скорости движения жидкости существенно снижается. Это снижение наблюдается во всем исследуемом диапазоне чисел Рейнольдса, но только при $Re = 1640$ оно приводит к появлению небольшой зоны возвратного течения в непосредственной близости от завихрителя (рис. 5, в).

Результаты прямого численного моделирования показали, что за завихрителем формируется винтовое движение, следствием которого является неравномерное поле продольной U_x и окружной U_θ компонент скорости потока в поперечных сечениях трубы с четырьмя (по числу лопаток) зонами локальных максимумов скорости, соответствующих межлопаточным пространствам завихрителя, и областями снижения скорости в следе каждой его лопатки. Примеры полей U_x для $Re = 500$ и 1200 на четырех расстояниях от завихрителя приведены на рис. 6, а полей U_θ на трех расстояниях – на рис. 7. С удалением от завихрителя эти зоны смещались по угловой координате, а границы между ними постепенно

размывались за счет вязких эффектов. В результате течение постепенно приобретало черты осевой симметрии. Темпы выравнивания полей скорости по окружной координате при увеличении расстояния от завихрителя зависят от числа Рейнольдса. Отметим, что для получения визуально более детальной картины течения при построении полей окружной компоненты скорости для каждого значения x/d была использована своя шкала (рис. 7).

Неравномерность полей скорости приводит к тому, что степень закрутки потока S , рассчитанная по экспериментально измеренным профилям U_x в плоскости xy и U_θ в смещенных по y плоскостях в предположении осевой симметрии потока, будет отличаться от значений S , полученных интегрированием всего поля скоростей, определенного по результатам численного моделирования и учитывающего эту неравномерность (рис. 9). По этой же причине, как видно из рисунка, распределения S , рассчитанные по экспериментальным данным, демонстрируют существенную немонотонность в ближней области течения за завихрителем. Как показали результаты расчетов, степень закрутки потока в трубе за завихрителем не превышает значения $S = 0.16$. Следовательно, рассматриваемое течение относится к слабо закрученным [25].

Влияние закрутки на эволюцию профилей продольной компоненты скорости потока и ее среднеквадратичных пульсаций в плоскости xy для характерных чисел Рейнольдса из рассматриваемого диапазона можно проследить на рис. 8 и 10, соответственно. Видно, что при всех Re вблизи завихрителя в окрестности оси трубы в профилях скорости появляется область почти равномерного распределения. С увеличением расстояния от завихрителя наблюдается тенденция к восстановлению параболического профиля, наиболее заметная для $Re \leq 800$. Полное восстановление профиля в пределах области измерений происходит только при $Re = 240$ для $x/d > 18$: на этом расстоянии степень закрутки потока становится близкой к нулю. При более высоких значениях Re продольного размера области измерений для восстановления параболического профиля скорости недостаточно.

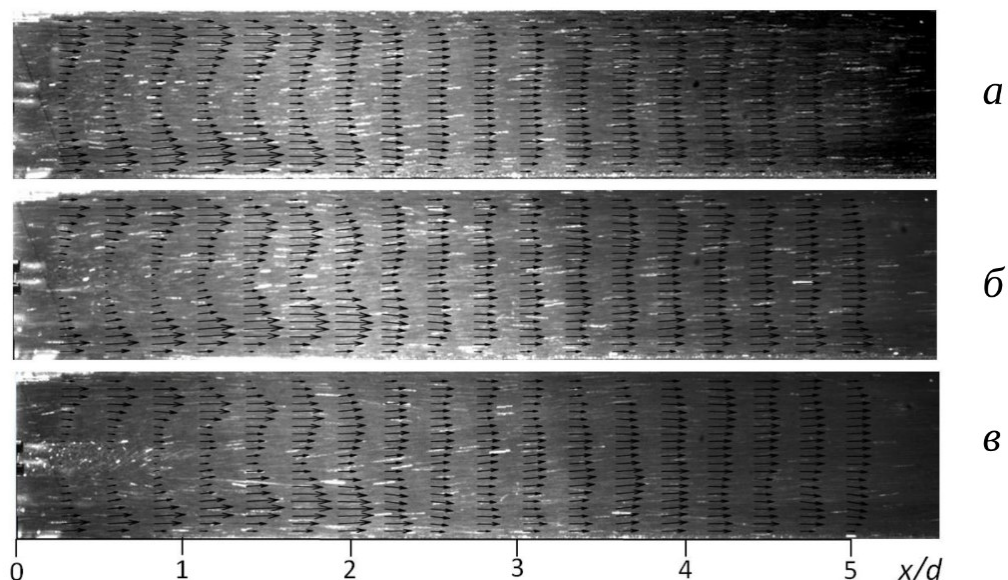


Рис. 5. Мгновенная картина течения за завихрителем с наложенным осредненным векторным полем скорости (направление потока слева направо): а – $Re = 500$; б – 1200; в – 1640

Fig. 5. Instantaneous flow pattern behind the swirler with the superimposed mean velocity vector field (flow direction from left to right): а – $Re = 500$; б – 1200; в – 1640

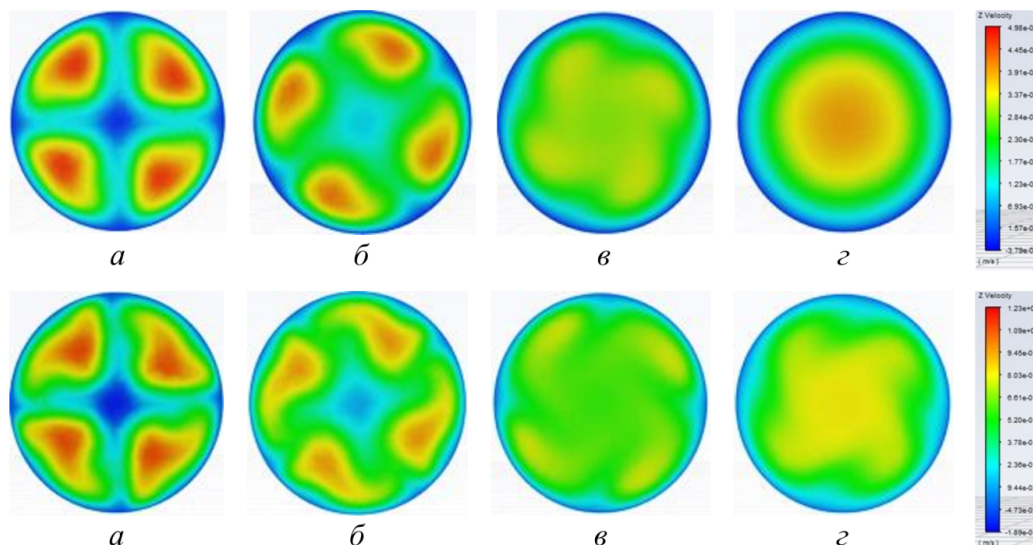


Рис. 6. Эволюция поля продольной компоненты вектора скорости потока при увеличении расстояния от завихрителя при $Re = 500$ (верхний ряд) и $Re = 1200$ (нижний ряд): а – $x/d = 0.25$; б – 1.0; в – 5.17; г – 16.11

Fig. 6. Evolution of the longitudinal velocity component field with an increase in the distance from the swirler at $Re = 500$ (top row) and $Re = 1200$ (bottom row): а – $x/d = 0.25$; б – 1.0; в – 5.17; г – 16.11

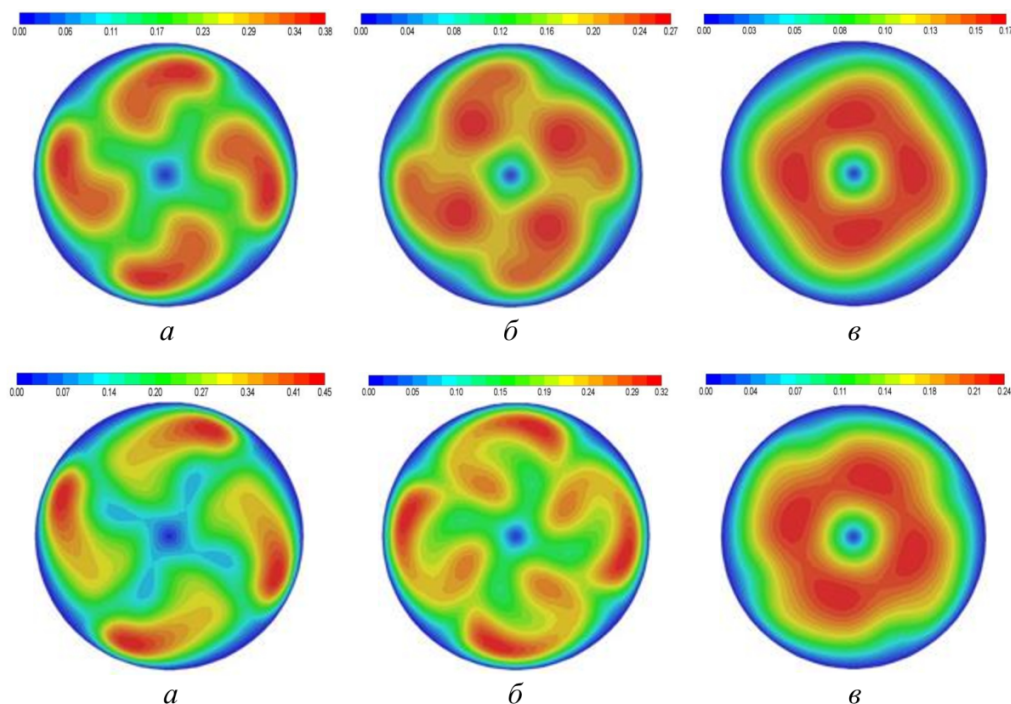


Рис. 7. Эволюция поля окружной компоненты вектора скорости потока при увеличении расстояния от завихрителя при $Re = 500$ (верхний ряд) и $Re = 1200$ (нижний ряд): а – $x/d = 1.0$; б – 3.4; в – 8.5

Fig. 7. Evolution of the circumferential velocity component field with an increase in the distance from the swirler at $Re = 500$ (top row) and $Re = 1200$ (bottom row): а – $x/d = 1.0$; б – 3.4; в – 8.5

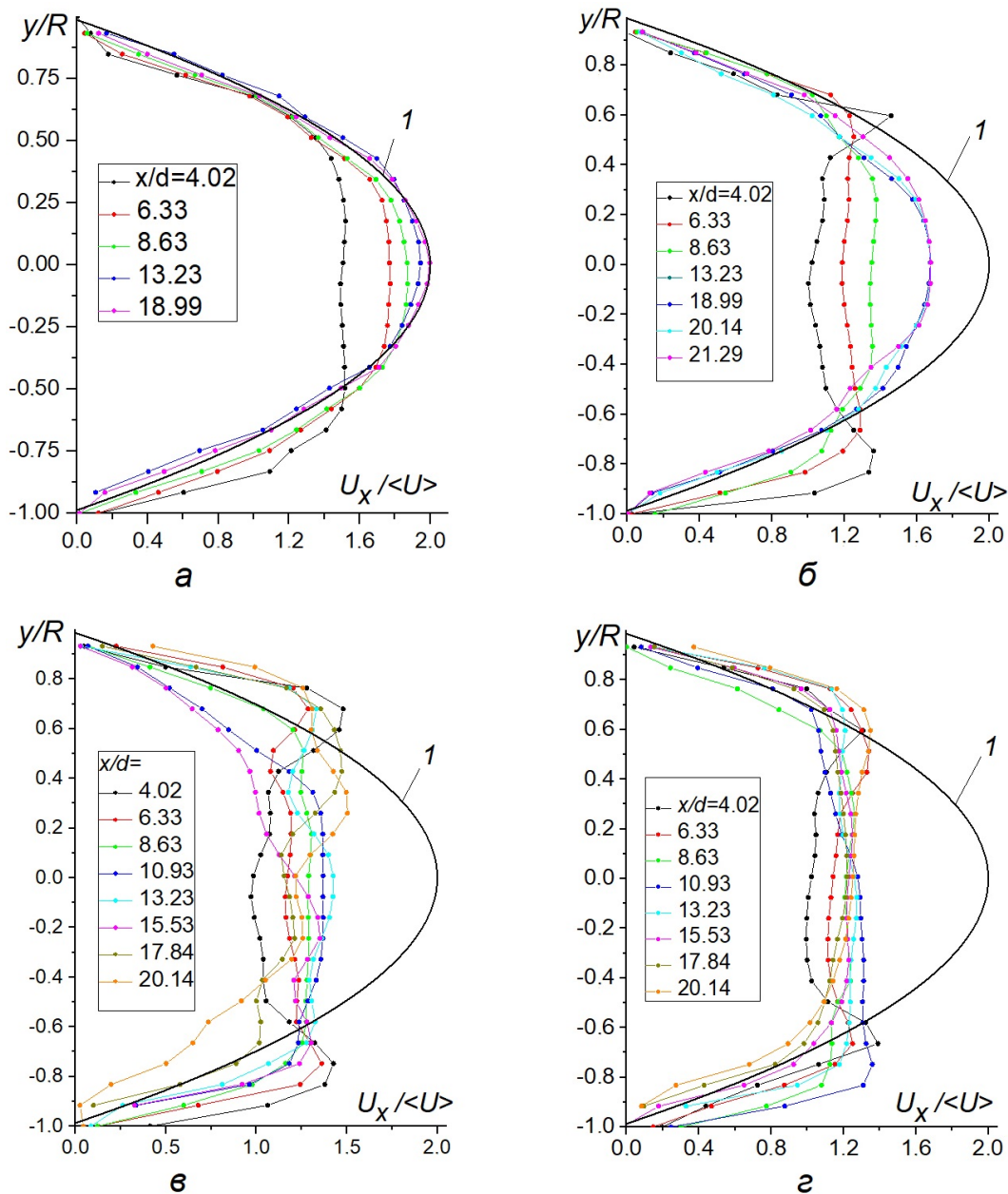


Рис. 8. Профили продольной компоненты скорости потока за завихрителем: а – $Re = 240$; б – 800; в – 1200; г – 1640. 1 – теоретический профиль развитого ламинарного течения в трубе

Fig. 8. Longitudinal velocity component profiles behind the swirler: а – $Re = 240$; б – 800; в – 1200; г – 1640. 1 – theoretical profile of a developed laminar flow in the pipe

Обращает на себя внимание тот факт, что при $Re = 240$ –800 скорость на оси трубы с ростом x/d монотонно возрастает, а при $Re \geq 1200$ сначала растет и, начиная с некоторого значения x/d , снижается (рис. 8). Так, при $Re = 1200$ это снижение происходит в диапазоне $x/d \approx 13.5$ –17, а при $Re = 1640$ – уже в интервале $x/d \approx 11$ –15. Кроме того, при $Re \geq 1200$ имеется диапазон изменения x/d , в котором наблюдается асимметрия профилей скорости, что может свидетельствовать о возникновении неустойчивости течения на этих режимах.

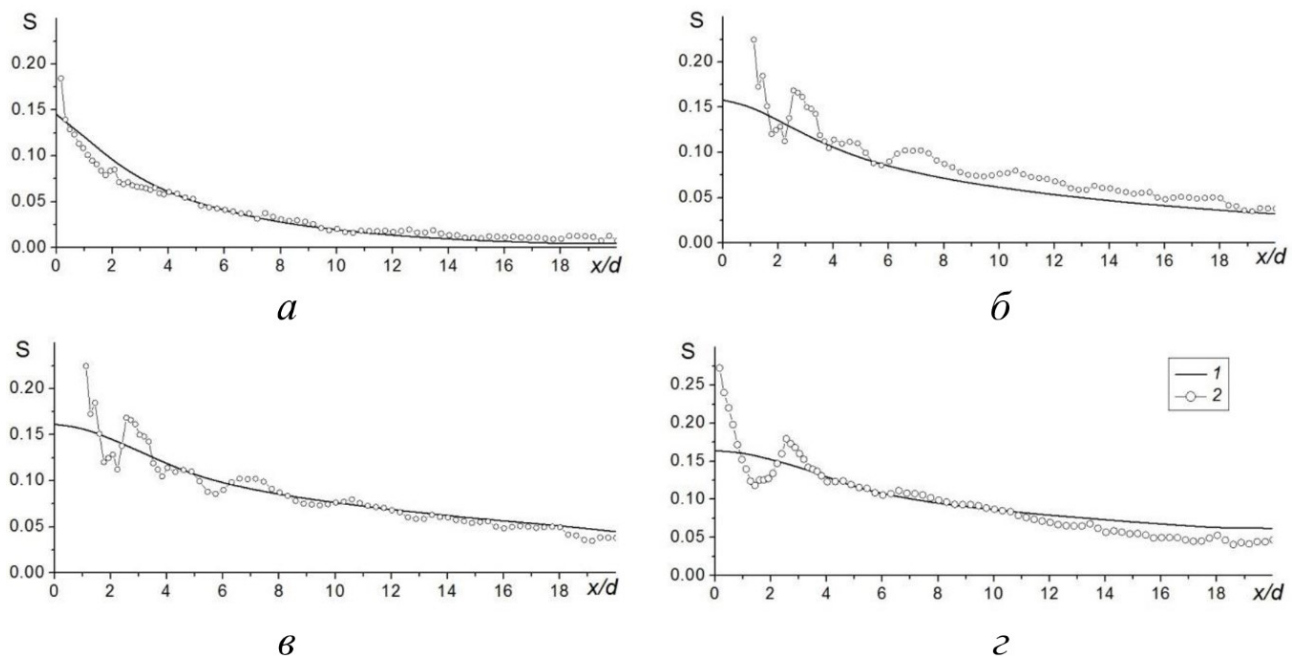


Рис. 9. Изменение степени закрутки потока по длине трубы за завихрителем при $Re = 240$ (а); 800 (б); 1200 (в) и 1640 (г): 1 – по результатам численного моделирования; 2 – по экспериментальным данным, полученным в плоскости xy

Fig. 9. Changes in the swirl ratio of the flow along the pipe behind the swirler at $Re = 240$ (а), 800 (б), 1200 (с), and 1640 (д): 1 – according to the numerical simulation results; 2 – according to the experimental data obtained in the xy plane

Среднеквадратичные пульсации продольной компоненты скорости потока до чисел Рейнольдса $Re = 800$ сохраняются на уровне 1.5–2% на оси трубы, а вблизи стенки увеличиваются до 4–6% (рис. 10, а, б). Однако уже при $Re = 1200$ в приосевой области трубы наблюдается рост $U_{x\text{rms}}$ до 8% (при $x/d \geq 17$) (рис. 10, в). С дальнейшим увеличением числа Рейнольдса уровень среднеквадратичных пульсаций скорости продолжает расти и при $Re = 1640$ вблизи оси трубы достигает 10–12%, а в пристенной области 20–24% (рис. 10, г).

Рост среднеквадратичных пульсаций продольной компоненты скорости потока $U_{x\text{rms}}$ можно рассматривать как один из признаков начала развития неустойчивости и перехода к турбулентности [26]. Изменение $U_{x\text{rms}}$ по продольной координате x/d на оси трубы и в ее пристеночной области на расстоянии $0.15d$ от стенки трубы приведено на рис. 11. Видно, что увеличение $U_{x\text{rms}}$ на оси трубы наблюдается, начиная с $Re = 1200$ (рис. 11, а). Область начала роста $U_{x\text{rms}}$ при $Re = 1200$ локализуется при $x/d \approx 17.5$ и с увеличением числа Рейнольдса смещается вверх по потоку. Вблизи стенки увеличение $U_{x\text{rms}}$ начинается при $Re = 1500$, т.е. при более высоком значении числа Рейнольдса, чем на оси трубы, и носит периодический характер (рис. 11, б).

Помимо роста пульсаций скорости, к признакам начала ламинарно-турбулентного перехода относится и появление перемежаемости в осциллограммах скорости: чередование промежутков времени существования ламинарного и турбулентного режимов течения [27, 28]. Как показали результаты измерений, такие признаки наблюдаются во всех областях локального роста $U_{x\text{rms}}$ как на оси трубы, так и в ее пристеночной области. На рис. 12 (а) показан пример такой осциллограммы для $Re = 1640$ при $y/R = 0$ (на оси

трубы) и $x/d = 12$. Там же приведена осциллограмма скорости на этом же режиме течения, но выше по потоку ($x/d = 6.33$), т.е. в области, где рост $U_{x\text{rms}}$ на оси трубы отсутствует. Рис. 12 (б) содержит осциллограмму скорости при $\text{Re} = 1500$ вблизи стенки ($y/R = 0.7$) при $x/d = 16.1$, т.е. в области начала роста $U_{x\text{rms}}$ и при $x/d = 9.78$, где уровень пульсаций скорости составляет около 4 %.

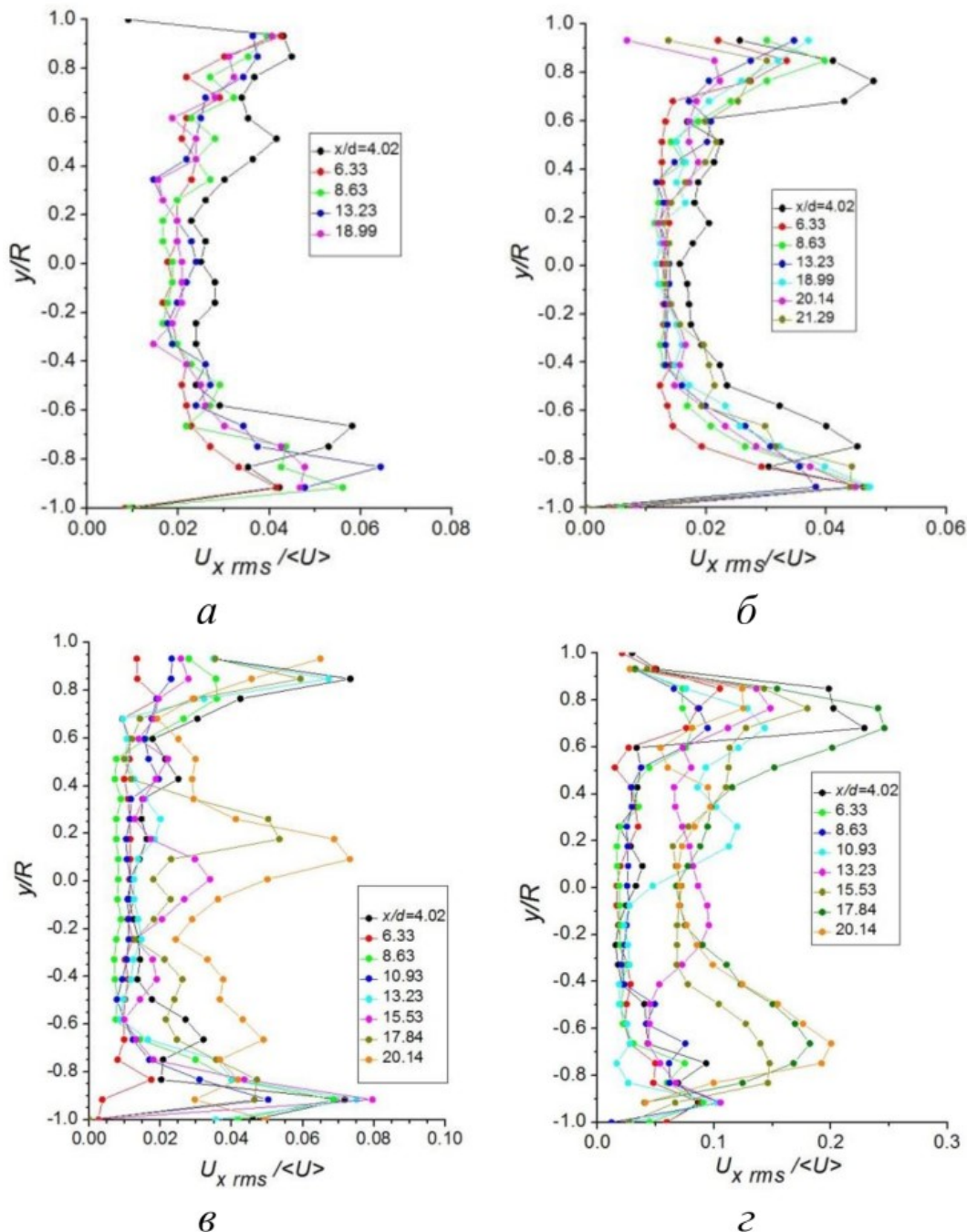


Рис. 10. Профили среднеквадратичных пульсаций продольной компоненты скорости потока за завихрителем: а – $\text{Re} = 240$; б – 800; в – 1200; г – 1640

Fig. 10. Profiles of the root-mean-square fluctuations of the longitudinal velocity component behind the swirler: а – $\text{Re} = 240$; б – 800; в – 1200; г – 1640

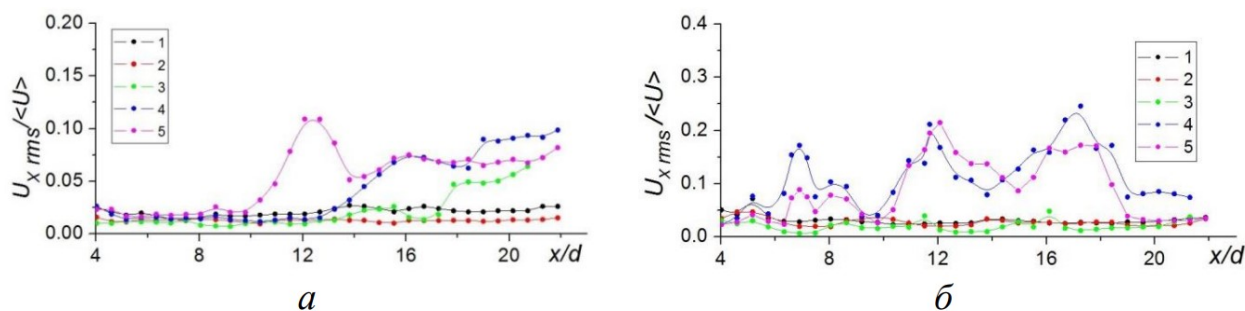


Рис. 11. Изменение среднеквадратичных пульсаций продольной компоненты скорости потока: 1 – $Re = 240$; 2 – 800; 3 – 1200; 4 – 1500; 5 – 1640

Fig. 11. Changes in the root-mean-square fluctuations of the longitudinal velocity component: 1 – $Re = 240$; 2 – 800; 3 – 1200; 4 – 1500; 5 – 1640

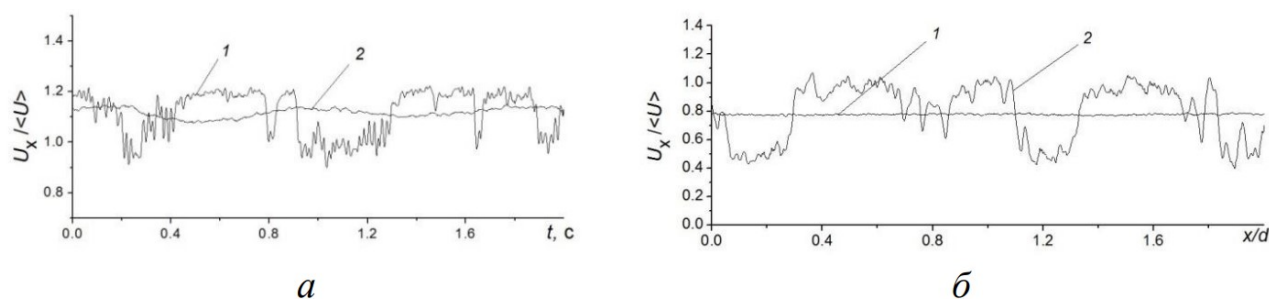


Рис. 12. Осциллограммы скорости потока: а – $Re = 1640$; $y/R = 0$; 1 – $x/d = 12$; 2 – 6.33; б – $Re = 1500$; $y/R = -0.7$; 1 – $x/d = 9.78$; 2 – 16.1

Fig. 12. Flow velocity oscillograms: а – $Re = 1640$; $y/R = 0$; 1 – $x/d = 12$; 2 – 6.33; б – $Re = 1500$; $y/R = -0.7$; 1 – $x/d = 9.78$; 2 – 16.1

Физические механизмы появления обнаруженных признаков ламинарно-турбулентного перехода в гладкой трубе при локальной закрутке потока заключаются, по-видимому, в следующем.

Центробежные силы, возникающие при закрутке потока, могут создавать вниз по течению от завихрителя разрежение в окрестности оси трубы и, следовательно, неблагоприятный градиент давления в осевом направлении [10]. Рост давления в направлении потока способствует потере его устойчивости и появлению признаков турбулизации в центральной части трубы при $Re \geq 1200$. С другой стороны, известно, что закрутка в турбулентных потоках способна подавлять турбулентность в пристеночной области течения [29]. По-видимому, именно по этой причине при $Re = 1200$ вблизи стенки признаков локальной турбулизации потока в экспериментах не обнаружено. Периодическое увеличение интенсивности пульсаций скорости в пристеночной области при $Re = 1500, 1640$ (рис. 11, б) и, соответственно, его турбулизация вблизи стенки вызваны, по-видимому, взаимодействием со стенкой следа от лопаток завихрителя при его (следа) вращении относительно оси трубы с удалением от завихрителя. Расстояние между областями локального периодического увеличения среднеквадратичных пульсаций продольной компоненты скорости потока по длине трубы (рис. 11, б) согласуется с шагом спиралевидного движения следа

за лопатками, полученного по результатам численного моделирования. Отсутствие областей роста $U_{x\text{rms}}$ в пристеночной области течения при $Re \leq 1200$ является, по-видимому, следствием вязких эффектов.

Заключение

Проведены экспериментальные исследования и прямое численное моделирование течения в гладкой прямой трубе за лопаточным завихрителем при числах Рейнольдса $Re = 240, 500, 800, 1200, 1500, 1640$, рассчитанных по среднерасходной скорости потока в трубе и диаметру ее проходного сечения. Выполнена валидация результатов расчета профилей продольной и окружной компонент скорости потока, которая продемонстрировала их удовлетворительное соответствие экспериментальным данным.

Установлено, что за завихрителем формируется неравномерное поле скорости в поперечных сечениях трубы, обусловленное наличием областей локальных максимумов скорости в межлопаточном пространстве завихрителя и областей снижения скорости в следе каждой его лопатки. С удалением от завихрителя поля скорости выравниваются из-за влияния вязких эффектов.

Показано, что из-за неравномерности полей скорости степень закрутки потока, рассчитанная по результатам измерения профилей скорости в одной плоскости и предположении об осевой симметрии потока, немонотонно изменяется по продольной координате в ближней области за завихрителем.

Установлены основные закономерности изменения профилей продольной компоненты скорости и ее среднеквадратичных пульсаций вниз по потоку от завихрителя. Показано, что под влиянием закрутки при всех Re вблизи завихрителя формируется область распределения скорости, близкого к равномерному, а при $Re \geq 1200$ с удалением от завихрителя нарушается симметрия профилей скорости, что может быть связано с потерей устойчивости течения.

Обнаружены признаки начала локального ламинарно-турбулентного перехода в трубе за завихрителем: интенсивный рост среднеквадратичных пульсаций продольной компоненты скорости потока и появление перемежаемости в осциллограммах скорости. Установлено, что на оси трубы эти признаки появляются, начиная с $Re \approx 1200$ при $x/d \approx 17$. С увеличением числа Рейнольдса область начала ламинарно-турбулентного перехода смещается вверх по потоку. В пристеночной области течения признаки локальной турбулизации потока наблюдаются, начиная с $Re \approx 1500$, и носят периодический характер по продольной координате.

Выявлены физические механизмы ламинарно-турбулентного перехода в гладкой трубе за лопаточным завихрителем. Показано, что на оси трубы локальная турбулизация потока вызвана неблагоприятным градиентом давления в осевом направлении, возникающим под влиянием разрежения в окрестности оси трубы, создаваемого действием центробежных сил.

В пристеночной области центробежные силы подавляют турбулентность, поэтому локальный ламинарно-турбулентный переход вызван взаимодействием со стенкой следа за лопатками завихрителя вследствие его (следа) спиралевидного движения.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Conflicts of Interest. The authors declare no conflicts of interest.

Литература

1. *Lavan Z., Nielsen H., Fejer A.A.* Separation and flow reversal in swirling flows in circular ducts // Phys. Fluids. 1969. V. 12, No 9. P. 1747–1757. <https://doi.org/10.1063/1.1692738>.
2. *Dennis D.J.C., Seraudie C., Poole R.J.* Controlling vortex breakdown in swirling pipe flows: Experiments and simulations // Phys. Fluids. 2014. V. 26, No 5. Art. 053602. <https://doi.org/10.1063/1.4875486>.
3. *Banihashemi S., Reza Assari M., Javadi S., Vahidifar S.* Experimental study of the effect of disk obstacle rotating with different angular ratios on heat transfer and pressure drop in a pipe with turbulent flow // J. Therm. Anal. Calorim. 2021. V. 144, No 4. P. 1401–1416. <https://doi.org/10.1007/s10973-020-09653-4>.
4. *Eiamsa-ard S., Rattanawong S., Promvonge P.* Turbulent convection in round tube equipped with propeller type swirl generators // Int. Commun. Heat Mass Transfer. 2009. V. 36, No 4. P. 357–364. <https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2009.01.007>.
5. *Duangthongsuk W., Wongwises S.* An experimental investigation of the heat transfer and pressure drop characteristics of a circular tube fitted with rotating turbine-type swirl generators // Exp. Therm. Fluid Sci. 2013. V. 45. P. 8–15. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2012.09.009>.
6. *Gül H.* Enhancement of heat transfer in a circular tube with tangential swirl generators // Exp. Heat Transfer. 2006. V. 19, No 2. P. 81–93. <https://doi.org/10.1080/08916150500318422>.
7. *Guo H.-F., Xu B.-G., Yu C.-W., Li S.-Y.* Simulating the motion of a flexible fiber in 3D tangentially infected swirling airflow in a straight pipe – effects of some parameters // Int. J. Heat Mass Transfer. 2011. V. 54, Nos 21–22. P. 4570–4579. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2011.06.021>.
8. *Sivashanmugam P., Suresh S.* Experimental studies on heat transfer and friction factor characteristics of turbulent flow through a circular tube fitted with regularly spaced helical screw-tape inserts // Appl. Therm. Eng. 2007. V. 27, Nos 8–9. P. 1311–1319. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2006.10.035>.
9. *Liu S., Sakr M.* A comprehensive review on passive heat transfer enhancements in pipe exchangers // Renewable Sustainable Energy Rev. 2013. V. 19. P. 64–81. <https://doi.org/10.1016/j.rser.2012.11.021>.
10. *Rocha A.D., Bannwart A.C., Ganzarolli M.M.* Numerical and experimental study of an axially induced swirling pipe flow // Int. J. Heat Fluid Flow. 2015. V. 53. P. 81–90. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2015.02.003>.
11. *Ha H., Hwang D., Choi W.-R., Baek J., Lee S.J.* Fluid-dynamic optimal design of helical vascular graft for stenotic disturbed flow // PLoS One. 2014. V. 9, No 10. Art. e111047. <https://doi.org/10.1371/journal.pone.0111047>.
12. *Агафонов А.В., Талыгин Е.А., Бокерия Л.А., Городков А.Ю.* Гидродинамические особенности закрученного потока крови в левых отделах сердца и аорте // Acta Naturae (русскаяязычная версия). 2021. Т. 13, № 4. С. 4–16.
13. *Rocklage-Marliani G., Schmidts M., Vasanta Ram V.I.* Three-dimensional laser-Doppler velocimeter measurements in swirling turbulent pipe flow // Flow, Turbul. Combust. 2003. V. 70, No 1. P. 43–67. <https://doi.org/10.1023/B:APPL.0000004913.82057.81>.

14. *Talbot L.* Laminar swirling pipe flow // J. Appl. Mech. 1954. V. 21, No 1. P. 1–7.
<https://doi.org/10.1115/1.4010810>.
15. *Kiya M., Fukusako S., Arie M.* Laminar swirling flow in the entrance region of a circular pipe // Bull. JSME. 1971. V. 14, No 73. P. 659–670. <https://doi.org/10.1299/jsme1958.14.659>.
16. *Yu S.C.M., Kitoh O.* A general formulation for the decay of swirling motion along a straight pipe // Int. Commun. Heat Mass Transfer. 1994. V. 21, No 5. P. 719–728.
[https://doi.org/10.1016/0735-1933\(94\)90073-6](https://doi.org/10.1016/0735-1933(94)90073-6).
17. *Ayinde T.F.* A generalized relationship for swirl decay in laminar pipe flow // Sadhana. 2010. V. 35, No 2. P. 129–137. <https://doi.org/10.1007/s12046-010-0018-9>.
18. *Yao S., Fang T.* Analytical solutions of laminar swirl decay in a straight pipe // Commun. Nonlinear Sci. Numer. Simul. 2012. V. 17, No 8. P. 3235–3246.
<https://doi.org/10.1016/j.cnsns.2011.11.038>.
19. *Beaubert F., Pálson H., Lalot S., Choquet I., Bauduin H.* Fundamental mode of freely decaying laminar swirling flows // Appl. Math. Model. 2016. V. 40, Nos 13–14. P. 6218–6233.
<https://doi.org/10.1016/j.apm.2016.02.002>.
20. *Pourhoseini S.H., Asadi R.* An experimental study of optimum angle of air swirler vanes in liquid fuel burners // J. Energy Resour. Technol. 2017. V. 139, No 3. Art. 032202.
<https://doi.org/10.1115/1.4035023>.
21. *Aghakashi V., Saidi M.H.* Turbulent decaying swirling flow in a pipe // Heat Transfer Res. 2018. V. 49, No 16. P. 1559–1585. <https://doi.org/10.1615/HeatTrans Res. 2018021519>.
22. *Bottaro A., Ryhming I.L., Wehrli M.B., Rys F.S., Rys P.* Laminar swirling flow and vortex breakdown in a pipe // Comput. Methods Appl. Mech. Eng. 1991. V. 89, Nos 1–3. P. 41–57.
[https://doi.org/10.1016/0045-7825\(91\)90036-6](https://doi.org/10.1016/0045-7825(91)90036-6).
23. *Mikheev N.I., Dushin N.S.* A method for measuring the dynamics of velocity vector fields in a turbulent flow using smoke image-visualization videos // Instrum. Exp. Tech. 2016. V. 59, No 6. P. 882–889. <https://doi.org/10.1134/S0020441216060063>.
24. *Pearson R.A.* Consistent boundary conditions for numerical models of systems that admit dispersive waves // J. Atmos. Sci. 1974. V. 31, No 6. P. 1481–1489.
[https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1974\)031<1481:CBCFNM>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1974)031<1481:CBCFNM>2.0.CO;2).
25. *Raj R.T.K., Ganesan V.* Study on the effect of various parameters on flow development behind vane swirlers // Int. J. Therm. Sci. 2008. V. 47, No 9. P. 1204–1225.
<https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2007.10.019>.
26. *McDonough J.M.* Introductory Lectures on Turbulence: Physics, Mathematics and Modeling. Mechanical Engineering Textbook Gallery. Univ. of Kentucky, 2007. iv, 174 p.
27. *Durst F., Ünsal B.* Forced laminar-to-turbulent transition of pipe flows // J. Fluid Mech. 2006. V. 560. P. 449–464. <https://doi.org/10.1017/S0022112006000528>.
28. *Uruba V.* Turbulence Handbook for Experimental Fluid Mechanics Professionals. Skovlunde: Dantec Dyn., 2012. 148 p.
29. *Халатов А.А.* Теплообмен и гидродинамика в полях массовых сил: обзор работ, выполненных в ИТТФ НАН Украины // Пром. теплотехн. 2011. Т. 33, № 6. С. 11–25.

References

1. Lavan Z., Nielsen H., Fejer A.A. Separation and flow reversal in swirling flows in circular ducts. *Phys. Fluids*, 1969, vol. 12, no. 9, pp. 1747–1757. <https://doi.org/10.1063/1.1692738>.
2. Dennis D.J.C., Seraudie C., Poole R.J. Controlling vortex breakdown in swirling pipe flows: Experiments and simulations. *Phys. Fluids*, 2014, vol. 26, no. 5, art. 053602. <https://doi.org/10.1063/1.4875486>.
3. Banihashemi S., reza Assari M., Javadi S., Vahidifar S. Experimental study of the effect of disk obstacle rotating with different angular ratios on heat transfer and pressure drop in a pipe with turbulent flow. *J. Therm. Anal. Calorim.*, 2021, vol. 144, no. 4, pp. 1401–1416. <https://doi.org/10.1007/s10973-020-09653-4>.
4. Eiamsa-ard S., Rattanawong S., Promvonge P. Turbulent convection in round tube equipped with propeller type swirl generators. *Int. Commun. Heat Mass Transfer*, 2009, vol. 36, no. 4, pp. 357–364. <https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2009.01.007>.
5. Duangthongsuk W., Wongwises S. An experimental investigation of the heat transfer and pressure drop characteristics of a circular tube fitted with rotating turbine-type swirl generators. *Exp. Therm. Fluid Sci.*, 2013, vol. 45, pp. 8–15. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2012.09.009>.
6. Gül H. Enhancement of heat transfer in a circular tube with tangential swirl generators. *Exp. Heat Transfer*, 2006, vol. 19, no. 2, pp. 81–93. <https://doi.org/10.1080/08916150500318422>.
7. Guo H.-F., Xu B.-G., Yu C.-W., Li S.-Y. Simulating the motion of a flexible fiber in 3D tangentially infected swirling airflow in a straight pipe – effects of some parameters. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2011, vol. 54, nos. 21–22, pp. 4570–4579. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2011.06.021>.
8. Sivashanmugam P., Suresh S. Experimental studies on heat transfer and friction factor characteristics of turbulent flow through a circular tube fitted with regularly spaced helical screw-tape inserts. *Appl. Therm. Eng.*, 2007, vol. 27, nos. 8–9, pp. 1311–1319. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2006.10.035>.
9. Liu S., Sakr M. A comprehensive review on passive heat transfer enhancements in pipe exchangers. *Renewable Sustainable Energy Rev.*, 2013, vol. 19, pp. 64–81. <https://doi.org/10.1016/j.rser.2012.11.021>.
10. Rocha A.D., Bannwart A.C., Ganzarolli M.M. Numerical and experimental study of an axially induced swirling pipe flow. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 2015, vol. 53, pp. 81–90. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2015.02.003>.
11. Ha H., Hwang D., Choi W.-R., Baek J., Lee S.J. Fluid-dynamic optimal design of helical vascular graft for stenotic disturbed flow. *PLoS One*, 2014, vol. 9, no. 10, art. e111047. <https://doi.org/10.1371/journal.pone.0111047>.
12. Agafonov A.V., Talygin E.A., Bockeria L.A., Gorodkov A.Y. The hydrodynamics of a swirling blood flow in the left heart and aorta. *Acta Naturae*, 2021, vol. 13, no. 4, pp. 4–16. (In Russian)
13. Rocklage-Marliani G., Schmidts M., Vasanta Ram V.I. Three-dimensional laser-Doppler velocimeter measurements in swirling turbulent pipe flow. *Flow, Turbul. Combust.*, 2003, vol. 70, no. 1, pp. 43–67. <https://doi.org/10.1023/B:APPL.0000004913.82057.81>.

14. Talbot L. Laminar swirling pipe flow. *J. Appl. Mech.*, 1954, vol. 21, no. 1, pp. 1–7. <https://doi.org/10.1115/1.4010810>.
15. Kiya M., Fukusako S., Arie M. Laminar swirling flow in the entrance region of a circular pipe. *Bull. JSME*, 1971, vol. 14, no. 73, pp. 659–670. <https://doi.org/10.1299/jsme1958.14.659>.
16. Yu S.C.M., Kitoh O. A general formulation for the decay of swirling motion along a straight pipe. *Int. Commun. Heat Mass Transfer*, 1994, vol. 21, no. 5, pp. 719–728. [https://doi.org/10.1016/0735-1933\(94\)90073-6](https://doi.org/10.1016/0735-1933(94)90073-6).
17. Ayinde T.F. A generalized relationship for swirl decay in laminar pipe flow. *Sadhana*, 2010, vol. 35, no. 2, pp. 129–137. <https://doi.org/10.1007/s12046-010-0018-9>.
18. Yao S., Fang T. Analytical solutions of laminar swirl decay in a straight pipe. *Commun. Nonlinear Sci. Numer. Simul.*, 2012, vol. 17, no. 8, pp. 3235–3246. <https://doi.org/10.1016/j.cnsns.2011.11.038>.
19. Beaubert F., Pálson H., Lalot S., Choquet I., Bauduin H. Fundamental mode of freely decaying laminar swirling flows. *Appl. Math. Model.*, 2016, vol. 40, nos. 13–14, pp. 6218–6233. <https://doi.org/10.1016/j.apm.2016.02.002>.
20. Pourhoseini S.H., Asadi R. An experimental study of optimum angle of air swirler vanes in liquid fuel burners. *J. Energy Resour. Technol.*, 2017, vol. 139, no. 3, art. 032202. <https://doi.org/10.1115/1.4035023>.
21. Aghakashi V., Saidi M.H. Turbulent decaying swirling flow in a pipe. *Heat Transfer Res.*, 2018, vol. 49, no. 16, pp. 1559–1585. <https://doi.org/10.1615/HeatTrans Res.2018021519>.
22. Bottaro A., Ryhming I.L., Wehrli M.B., Rys F.S., Rys P. Laminar swirling flow and vortex breakdown in a pipe. *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, 1991, vol. 89, nos. 1–3, pp. 41–57. [https://doi.org/10.1016/0045-7825\(91\)90036-6](https://doi.org/10.1016/0045-7825(91)90036-6).
23. Mikheev N.I., Dushin N.S. A method for measuring the dynamics of velocity vector fields in a turbulent flow using smoke image-visualization videos. *Instrum. Exp. Tech.*, 2016, vol. 59, no. 6, pp. 882–889. <https://doi.org/10.1134/S0020441216060063>.
24. Pearson R.A. Consistent boundary conditions for numerical models of systems that admit dispersive waves. *J. Atmos. Sci.*, 1974, vol. 31, no. 6, pp. 1481–1489. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1974\)031<1481:CBCFNM>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1974)031<1481:CBCFNM>2.0.CO;2).
25. Raj R.T.K., Ganesan V. Study on the effect of various parameters on flow development behind vane swirlers. *Int. J. Therm. Sci.*, 2008, vol. 47, no. 9, pp. 1204–1225. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2007.10.019>.
26. McDonough J.M. *Introductory Lectures on Turbulence: Physics, Mathematics and Modeling*. Mechanical Engineering Textbook Gallery. Univ. of Kentucky, 2007. iv, 174 p.
27. Durst F., Ünsal B. Forced laminar-to-turbulent transition of pipe flows. *J. Fluid Mech.*, 2006, vol. 560, pp. 449–464. <https://doi.org/10.1017/S0022112006000528>.
28. Uruba V. *Turbulence Handbook for Experimental Fluid Mechanics Professionals*. Skovlunde, Dantec Dyn., 2012. 148 p.
29. Khalatov A.A. Heat transfer and hydrodynamics in fields of body forces: A review of studies performed at the Institute of Engineering Thermophysics of the National Academy of Sciences of Ukraine. *Ind. Heat Eng.*, 2011, vol. 33, no. 6, pp. 11–25. (In Russian)

Информация об авторах

Валерий Михайлович Молочников, доктор технических наук, ведущий научный сотрудник, Институт энергетики и перспективных технологий Федерального исследовательского центра «Казанский научный центр РАН»; профессор, Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева – КАИ

E-mail: vmolochnikov@mail.ru

ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-8182-6856>

Наталья Дмитриевна Пашкова, аспирант, Институт энергетики и перспективных технологий Федерального исследовательского центра «Казанский научный центр РАН»; ассистент, Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева – КАИ

E-mail: pashkova-2000@mail.ru

ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-5621-8437>

Евгений Игоревич Калинин, кандидат физико-математических наук, доцент, Казанский (Приволжский) федеральный университет

E-mail: kalininei@yandex.ru

ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-4953-3524>

Глеб Евгеньевич Чуприн, студент, Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева – КАИ

E-mail: chuprin.127@mail.ru

Лиана Радиковна Каюмова, студент, Казанский (Приволжский) федеральный университет

E-mail: lianakaumova9069@gmail.com

ORCID: <https://orcid.org/0009-0004-4778-9018>

Author Information

Valery M. Molochnikov, Dr. Sci. (Engineering), Leading Researcher, Institute of Energy and Advanced Technologies, FRC Kazan Scientific Center, Russian Academy of Sciences; Professor, Kazan National Research Technical University named after A.N. Tupolev – KAI

E-mail: vmolochnikov@mail.ru

ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-8182-6856>

Natalia D. Pashkova, Postgraduate Student, Institute of Energy and Advanced Technologies, FRC Kazan Scientific Center, Russian Academy of Sciences; Assistant, Kazan National Research Technical University named after A.N. Tupolev – KAI

E-mail: pashkova-2000@mail.ru

ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-5621-8437>

Evgeniy I. Kalinin, Cand. Sci. (Physics and Mathematics), Associate Professor, Kazan Federal University

E-mail: kalininei@yandex.ru

ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-4953-3524>

Gleb E. Chuprin, Student, Kazan National Research Technical University named after A.N. Tupolev – KAI

E-mail: chuprin.127@mail.ru

Liana R. Kayumova, Student, Kazan Federal University

E-mail: lianakaumova9069@gmail.com

ORCID: <https://orcid.org/0009-0004-4778-9018>

Поступила в редакцию 18.11.2025

Принята к публикации 6.03.2026

Received November 18, 2025

Accepted March 6, 2026