

УДК 532.5.013.4

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ НЕМОДАЛЬНОГО МЕХАНИЗМА РОСТА ВОЗМУЩЕНИЙ В ЛАМИНАРНОЙ ЗАТОПЛЕННОЙ СТРУЕ

© 2023 г. Д. А. Ашуров<sup>1,\*</sup>, В. В. Веденеев<sup>1,\*\*</sup>, Л. Р. Гареев<sup>1,\*\*\*</sup>, О. О. Иванов<sup>1,\*\*\*\*</sup>

Представлено академиком РАН А.Г. Куликовским 31.05.2022 г.

Поступило 31.05.2022 г.

После доработки 31.05.2022 г.

Принято к публикации 10.08.2022 г.

Известно, что в пристенных течениях, наряду с ростом мод неустойчивости, важную роль играет немодальный (алгебраический) механизм линейного роста. В неограниченных течениях, в том числе в затопленных струях, немодальный механизм роста стал теоретически изучаться лишь в последнее десятилетие, в экспериментах этот механизм до сих пор не идентифицирован. Проведены эксперименты по возбуждению немодального “lift-up”-механизма роста. В ламинарную затопленную струю круглого поперечного сечения вносятся специальные волнообразные конструкции (дефлекторы), возбуждающие валикообразное поперечное движение. Полученные данные позволяют однозначно идентифицировать немодальный “lift-up”-рост вносимых возмущений. Развитие возмущений в эксперименте качественно соответствует теоретически рассчитанным оптимальным возмущениям. Рассмотрены особенности перехода к турбулентности, вызванного немодальным ростом.

*Ключевые слова:* затопленная струя, оптимальные возмущения, немодальный рост, ламинарно-турбулентный переход

DOI: 10.31857/S2686740023010029, EDN: OXONJF

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Затопленные струи имеют широкое применение в науке и технике. При изучении физических процессов, сопровождающих горение, перемешивание, химические процессы, распыление, акустическое излучение и др., важную роль играет устойчивость струй и переход к турбулентности.

Часто ламинарные затопленные струи считаются практически неустойчивыми, так как критическое число Рейнольдса в них не превышает 40. На практике такие струи имеют, как правило, относительно небольшой участок (порядка 1–2 диаметра выходного сечения), на котором они сохраняют ламинарную структуру. По этой причине на “обычных” струях крайне тяжело исследовать механизмы роста возмущений в ламинар-

ном участке, приводящие к ламинарно-турбулентному переходу.

Установка, описанная в [1, 2], позволяет создавать затопленные струи воздуха с гораздо большим ламинарным участком – вплоть до  $6D$ , где  $D$  – диаметр струи. На ней экспериментально исследовалось развитие собственных мод струи; найденные длины волн растущих возмущений, кривые усиления амплитуды возмущений и радиальные распределения возмущений качественно и количественно согласуются с численными значениями, полученными в рамках линейной теории [3, 4]. Таким образом, показано, что вносимые в эксперименте малые синусоидальные возмущения развиваются в соответствии с линейной теорией устойчивости.

Целью настоящего исследования является экспериментальное изучение немодального развития возмущений в затопленной струе. Хорошо известно [5], что помимо модального механизма линейного роста в пограничных слоях существуют два механизма немодального линейного роста: механизм Орра и “lift-up”-механизм. Если первый представляет из себя чисто двумерный процесс и приводит к сравнительно слабому росту, то второй дает гораздо более сильный рост трехмер-

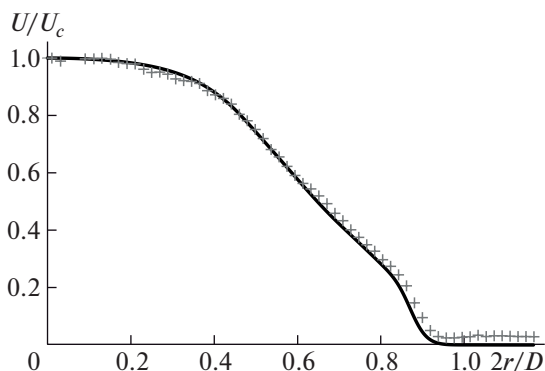
<sup>1</sup> Научно-исследовательский институт механики Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

\*E-mail: ashurovda@my.msu.ru

\*\*E-mail: vasily@vedeneev.ru

\*\*\*E-mail: gareev.lr@yandex.ru

\*\*\*\*E-mail: ivanov@imec.msu.ru



**Рис. 1.** Профиль скорости изучаемого течения. Крестиками показаны экспериментальные значения, полученные термоанемометром, сплошной линией – аппроксимированный профиль.

ных возмущений и ответственен за bypass-переход в пристенных течениях [6, 7]. В затопленных струях также теоретически показано существование этих двух механизмов роста [8–10]. Однако экспериментально зафиксировать их до сих пор не удавалось.

В данном исследовании рассматривается ламинарное струйное течение воздуха, которое формируется при помощи устройства специального вида, подробно описанного в [1, 2]. Начальный диаметр струи  $D = 120$  мм, режим истечения соответствует скорости на оси  $U_{\max} = 1.5$  м/с, средней скорости  $U_{cp} = 0.66$  м/с и числу Рейнольдса, построенному по средней скорости и диаметру,  $Re = 5400$ . Профиль скорости струи приведен на рис. 1. Эволюция невозмущенного профиля вниз по потоку на расстояниях  $z/D < 5$ , рассматриваемых в экспериментах, слаба и в теоретических расчетах не учитывается. Экспериментальный профиль был аппроксимирован сплайном для теоретического изучения.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ НЕМОДАЛЬНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Исследование немодальной неустойчивости рассматриваемого течения начинается с поиска собственных мод профиля скорости формируемой струи. В безразмерные уравнения движения вязкой несжимаемой жидкости подставляются компоненты скорости и давление с малыми возмущениями, полученные уравнения линеаризуются.

Возмущения рассматриваются в виде собственных мод:

$$\begin{bmatrix} u \\ v \\ w \\ p \end{bmatrix} (r, \theta, z, t) = e^{i(\alpha z + n\theta - \omega t)} \begin{bmatrix} iF \\ G \\ H \\ P \end{bmatrix} (r). \quad (1)$$

При заданной вещественной частоте  $\omega$  и целом азимутальном волновом числе  $n$  решается задача на собственные значения  $\alpha$  с использованием спектрального метода [11]. Таким образом, для рассматриваемого профиля скорости в вязкой линейной постановке находится  $N$  собственных значений  $\alpha_j, j = 1, \dots, N$ .

Произвольное возмущение с заданными  $\omega, n$  можно представить в виде:

$$\mathbf{q}(r, \theta, z, t) = \sum_{j=1}^N \gamma_j \mathbf{q}_j(r) e^{i(\alpha_j z + n\theta - \omega t)}, \quad (2)$$

где  $\mathbf{q} = (iF, G, H, P)$  – вектор состояния системы,  $\alpha_j$  и  $\mathbf{q}_j$  –  $j$ -е собственное значение и соответствующий собственный вектор. В данном разложении учитываются только собственные моды, движущиеся вниз по потоку. В качестве нормы функционала, характеризующего рост возмущения, принимается кинетическая энергия в виде

$$E(z) = \frac{1}{4\pi T} \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^0 ((Reu)^2 + (Rev)^2 + (Rew)^2) r d\theta dt dr, \quad (3)$$

$$T = \frac{2\pi}{\omega}.$$

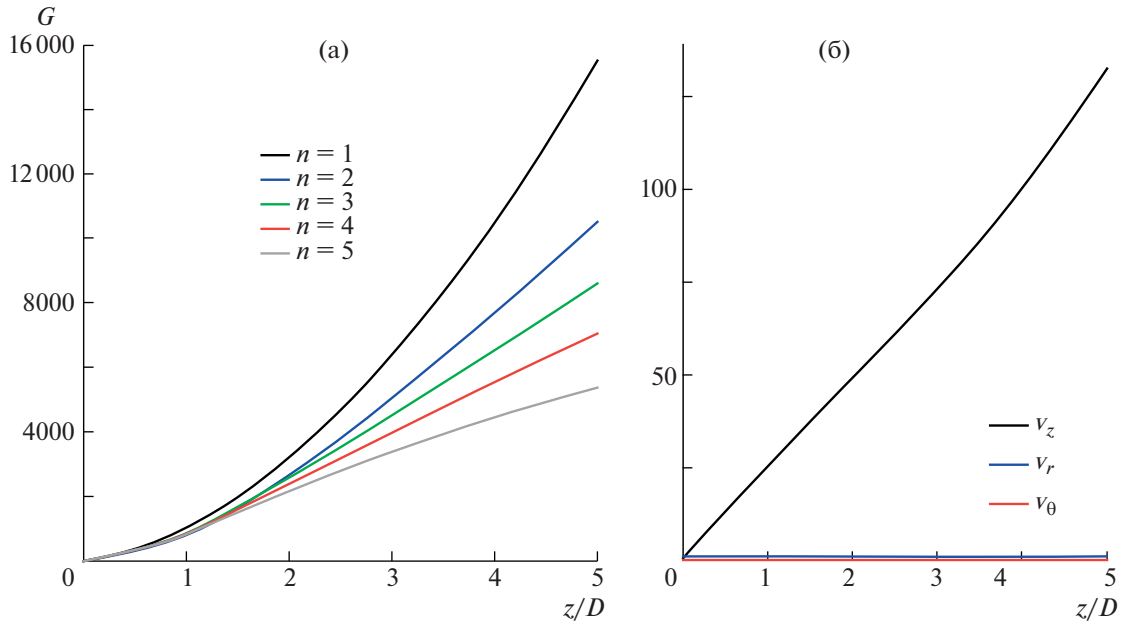
Для стационарных возмущений рассматривается предел указанного выражения при  $\omega \rightarrow 0$ . Кинетическая энергия возмущения является квадратичной функцией коэффициентов разложения возмущения по собственным модам. Таким образом, задача об оптимальных возмущениях, т.е. о возмущениях, выросших быстрее других при данной продольной координате  $z$ , сводится к задаче условной оптимизации:

$$\gamma^\dagger \mathbf{E}(z) \gamma \rightarrow \max, \quad (4)$$

при условии  $\gamma^\dagger \mathbf{E}(0) \gamma = 1$ ,

где  $\gamma$  – вектор-столбец коэффициентов спектрального разложения,  $E(z)$  – матрица, порождаемая функционалом (3),  $\dagger$  – оператор эрмитова сопряжения.

В [8] показано, что для нескольких типов струйных течений наибольший немодальный рост демонстрируют стационарные возмущения (т.е. возмущения с  $\omega \rightarrow 0$ ). Для рассматриваемого профиля также оказалось, что стационарные возмущения наиболее оптимальны. Были найдены зависимости относительной кинетической энергии оптимальных возмущения от расстояния вниз по потоку (рис. 2а) для различных азимутальных чисел  $n = 1$ ,



**Рис. 2.** Рост энергии стационарных оптимальных возмущений вниз по потоку для различных азимутальных чисел  $n$  (а). Компоненты скорости оптимального возмущения для  $n = 2$  (б).

2, 3, 4, 5. Каждая кривая на рис. 2 изображает огибающую семейства кривых относительной кинетической энергии всех возможных стационарных возмущений для заданного  $n$ :

$$G(z) = \max \frac{E(z)}{E(0)},$$

где максимум берется среди всех возмущений с данным  $n$ . Можно видеть, что при малых значениях  $z$  возмущения с разными  $n$  растут с близкими скоростями, но при увеличении  $z$  видно, что наибольшую кинетическую энергию имеет возмущение с  $n = 1$ , с ростом  $n$  кинетическая энергия оптимальных возмущений падает.

В силу осесимметричности невозмущенного профиля, для каждого  $n \neq 0$  существует закрученное против часовой стрелки оптимальное возмущение и аналогичное возмущение, закрученное в обратную сторону, для  $-n$ . Для того чтобы получить оптимальное решение без закрутки, проведем следующие действия:

$$\tilde{\mathbf{q}}^n(r, \theta, z) = \frac{\mathbf{q}^n(r, \theta, z)e^{in\theta} + \mathbf{q}^{-n}(r, \theta, z)e^{-in\theta}}{2}, \quad (5)$$

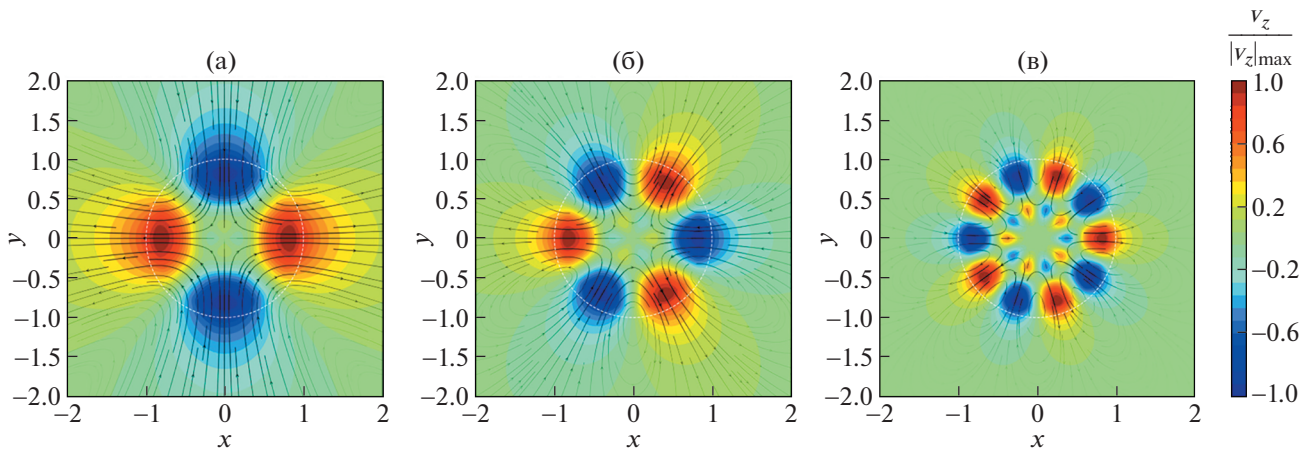
где  $\mathbf{q}^n$  — оптимальное возмущение для заданного  $n$ . Три оптимальных возмущения — два с закруткой в противоположные стороны и одно без закрутки — эквивалентны и имеют одинаковую скорость роста кинетической энергии.

Визуализации полученных оптимальных возмущений без закрутки, на которых достигается максимум  $G(z)$ , представлены на рис. 3, где цве-

том изображено возмущение продольной скорости, линии тока нарисованы для поперечных скоростей (большее значение поперечной скорости соответствует более жирным участкам линий тока), а белая окружность — невозмущенная граница струи. Как можно видеть, в случае  $n \geq 1$  оптимальное возмущение представляет из себя несколько вихревых структур (количество которых равно  $2n$ ), осуществляющих формирование зон ускорения и замедления струи за счет замещения быстрых слоев медленными, и наоборот. Такая структура напоминает “lift-up”-механизм в пограничном слое.

На рис. 2б на примере  $n = 2$  изображены графики среднеквадратичных значений пульсаций продольных и поперечных скоростей глобально-оптимального возмущения (т.е. возмущения, на котором достигается  $\max_z G(z)$  при  $\omega \rightarrow 0$ ) как функций продольной координаты  $z$  при  $2r/D = 0.75$  и  $\theta = 0$ . Можно видеть, что продольная скорость возрастает приблизительно линейно, тогда как поперечные скорости практически не изменяются вниз по потоку. Это свойство — развитие возмущений продольной скорости с сохранением продольных вихрей — характерно для немодального “lift-up”-механизма роста возмущений.

Как видно, для рассматриваемого профиля оптимальные возмущения имеют сложную трехмерную структуру и, соответственно, сложны в их экспериментальной реализации. В описываемых далее экспериментах при помощи специальных



**Рис. 3.** Распределение продольной компоненты скорости оптимального возмущения и линии тока в поперечном сечении струи для  $n = 2$  (а),  $n = 3$  (б),  $n = 5$  (в). Выбрана координата  $z$  сечения, в которой достигается глобальный максимум энергии.

дефлекторов предпринимается попытка создания возмущений, качественно приближенных к теоретически оптимальным.

чения диффузора), невозмущенной кромкой вверх (входное сечение дефлектора – окружность).

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

#### 3.1. Метод внесения возмущений в струю

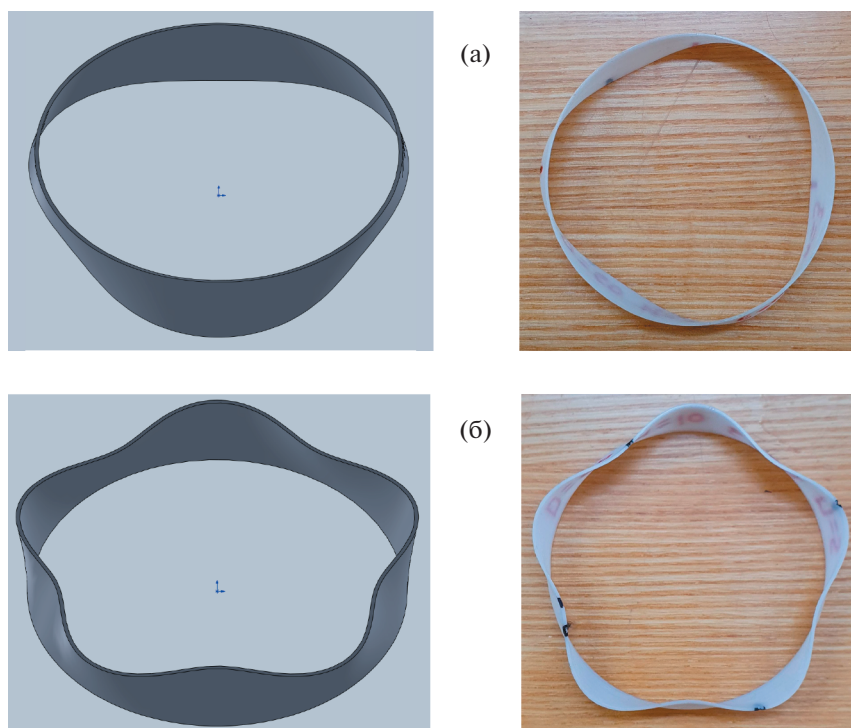
Теория показывает, что стационарные возмущения более “оптимальны” по отношению к нестационарным, т.е. их относительная кинетическая энергия растет быстрее. В связи с этим возмущения в струю вносились при помощи неподвижных тонких волнообразных конструкций – дефлекторов (рис. 4). Верхняя кромка дефлекторов задавалась в виде окружности радиуса  $r_0 = d_0/2$ , а нижняя в виде возмущенной окружности с заданным азимутальным числом  $n$  и радиусом  $r = r_0(1 + \varepsilon \cdot \sin(n\theta))$ , где величина  $\varepsilon$  задает безразмерную амплитуду отклонения от окружности. Высота дефлектора между верхней и нижней кромкой равна  $h$ . Между кромками выполнен плавный переход (точки верхней и нижней кромки с одинаковой азимутальной координатой  $\theta$  соединялись прямолинейными отрезками). Модели проектировались в CAD-программе и затем печатались на 3D-принтере из PLA-пластика. Представленные ниже результаты получены с дефлекторами с  $h = 10$  мм,  $d_0 = D/2 = 60$  мм,  $\varepsilon = 0.05, 0.1$ .

Для внесения возмущения в струю нижняя кромка дефлекторов располагалась на тонких натянутых лесках (диаметр лески 0.05 мм). Дефлекторы устанавливались в струю соосно ей на расстоянии  $z = 20$  мм, т.е. при  $z/D = 1/6$  (здесь и далее расстояние  $z$  отсчитывается вниз от выходного се-

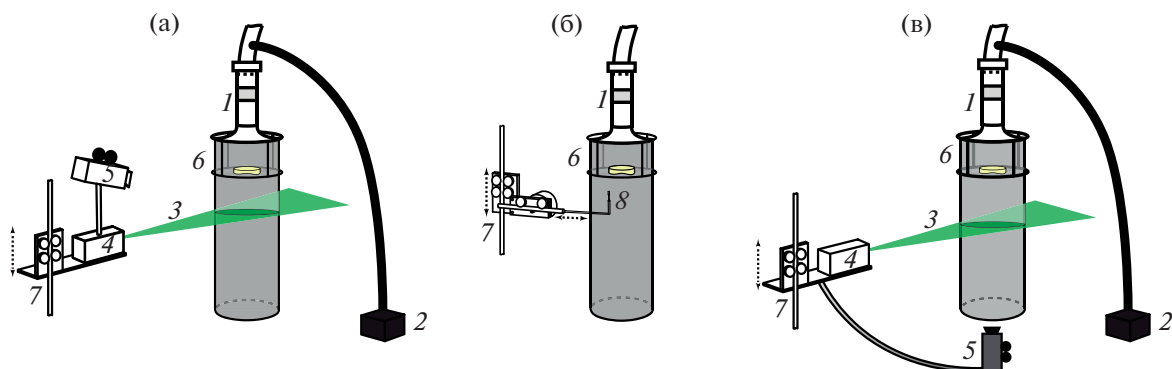
#### 3.2. Визуализация развития возмущения

Визуализация течения (рис. 5а) производилась методом лазерного ножа. В магистраль перед формирующим устройством добавлялись мелкие частицы глицерина (диаметр частиц 1–3 мкм), а непрерывный зеленый лазер с длиной волны излучения 532 нм, снабженный цилиндрической линзой для создания плоскости, подсвечивал поперечный срез струи. Видеокамера находилась вне потока и крепилась на однокоординатное перемещающее устройство вместе с лазером и, соответственно, перемещалась синхронно вместе с подсвеченным поперечным срезом струи для обеспечения одинакового масштаба кадров для каждой из высот съемки. Все кадры поперечного сечения на расстояниях  $z/D = 0.5...3.5$  были получены под углом к оси струи, в связи с этим впоследствии проводилось линейное преобразование плоскости кадра для устранения его искажения.

Возмущения от дефлекторов на малых расстояниях от диффузора практически не деформируют поперечный срез, но с развитием стационарного возмущения вниз по потоку поперечный срез меняется, приобретая форму выходной части дефлекторов (рис. 6). Происходит нарастание “лепестков”, вытягивание их в радиальном направлении от оси струи и образование “шейки” – узкого участка сечения струи, связывающего “лепесток” с ядром струи. Вскоре после формирования “шеек” наблюдаются сильный рост нестационарности и разрушение струи на расстояниях  $z/D \sim 3$ .



**Рис. 4.** 3D-модель (слева) и изготовленный дефлектор (справа) с азимутальными числами  $n = 3$  (а) и  $n = 5$  (б), с параметрами:  $\varepsilon = 0.1$ ,  $h = 10$  мм,  $d_0 = 60$  мм.



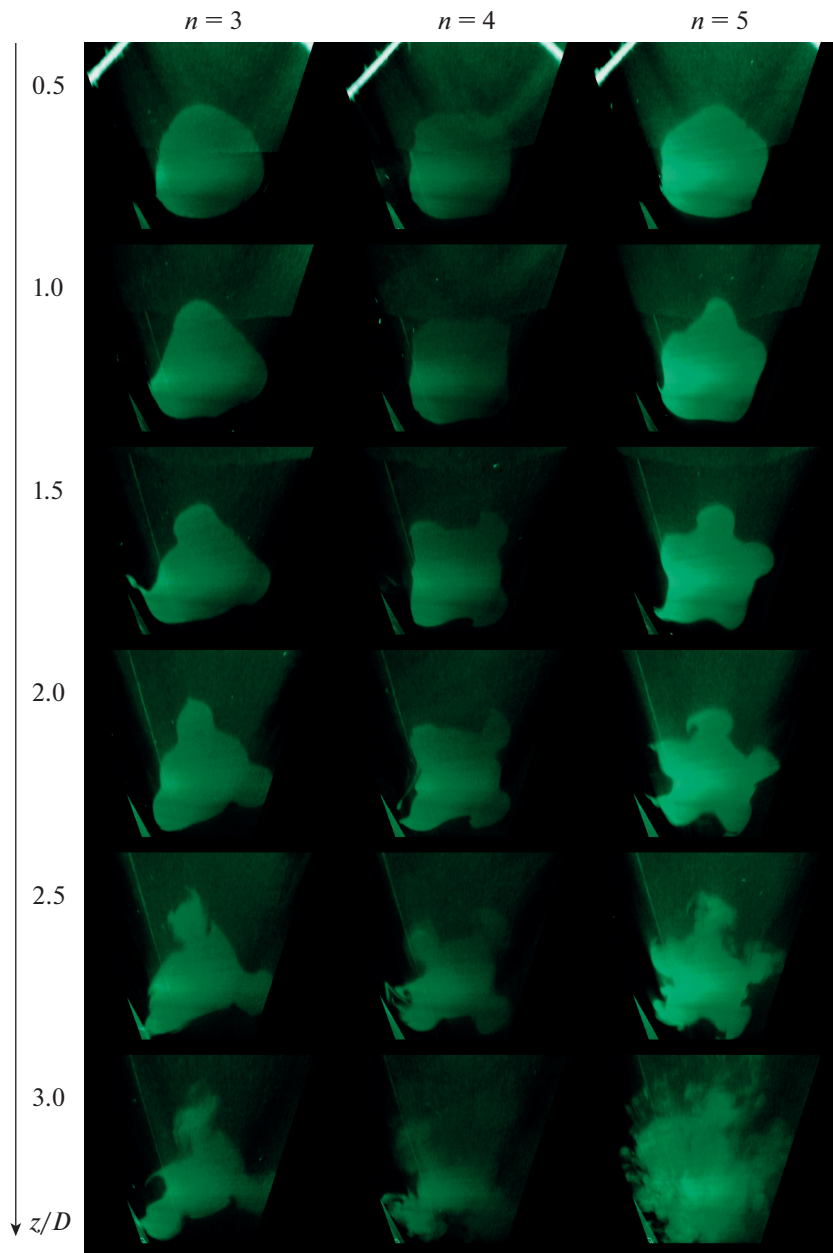
**Рис. 5.** Схема визуализации течения в поперечной плоскости (а), измерений термоанемометром (б), PIV-измерений в поперечной плоскости (в). 1 – диффузор, 2 – генератор глициринового аэрозоля, 3 – лазерный нож, 4 – лазер, 5 – видеокамера, 6 – крепеж с дефлектором, 7 – перемещающее устройство, 8 – датчик термоанемометра.

Из поперечных срезов струи с внесенными в нее возмущениями от дефлекторов с  $n = 3, 4, 5$  были получены зависимости радиуса “лепестка” от расстояния вниз по потоку  $z$ , как показано на рис. 7. По полученным экспериментальным зависимостям, приведенным на рис. 8, видно, что удлинение лепестков происходит линейно, следовательно, скорость возмущения в радиальном направлении постоянна. У стационарных возмущений, оптимальных для рассматриваемой струи, ра-

диальная скорость вниз по потоку также сохраняет свое значение (см. раздел 2).

### 3.3. Измерения развития продольной компоненты скорости

Чтобы убедиться в том, что развитие возмущений, вносимых дефлекторами, качественно соответствует развитию оптимальных возмущений для рассматриваемого профиля струи, необходимо понять характер изменения продольной ско-



**Рис. 6.** Эволюция стационарных возмущений, вносимых дефлекторами с азимутальными числами  $n = 3, 4, 5$  и  $\varepsilon = 0.1$  в фотографиях поперечного среза.

рости течения вниз по потоку. С этой целью была проведена серия экспериментов по определению термоанемометром средней скорости в узкой области вне ядра течения с дефлекторами  $n = 3, 4, 5$ . Измерение производилось при помощи термоанемометра DISA STA BRIDGE 56C17. Датчик термоанемометра располагается на конце Г-образной державки (рис. 5б), движение которой в поперечном и продольном направлениях течения струи контролируется с ПК при помощи специально разработанной программы в среде LabView.

Результаты измерений показаны на рис. 9 для дефлекторов с  $\varepsilon = 0.05$  и точек с фиксированными радиальными и азимутальными координатами (так, чтобы в полученных зависимостях отсутствовало влияние следа от дефлектора). На графиках приведены зависимости относительной амплитуды стационарных возмущений от  $z/D$  в точках, соответствующих “лепесткам” сечения струи, — на графиках в левых столбцах, и в точках, соответствующих “впадинам”, — на графиках в правых столбцах. По этим зависимостям можно сказать, что в местах поджатия и расширения потока про-

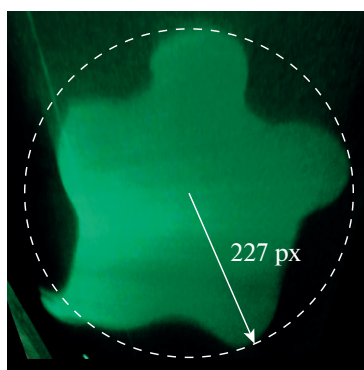


Рис. 7. Пример нахождения радиуса “лепестка” по возмущенному поперечному сечению струи. В струю установлен дефлектор с  $n = 5$ ,  $\varepsilon = 0.1$ . Расстояние вниз по потоку  $z = 1.5D$ .

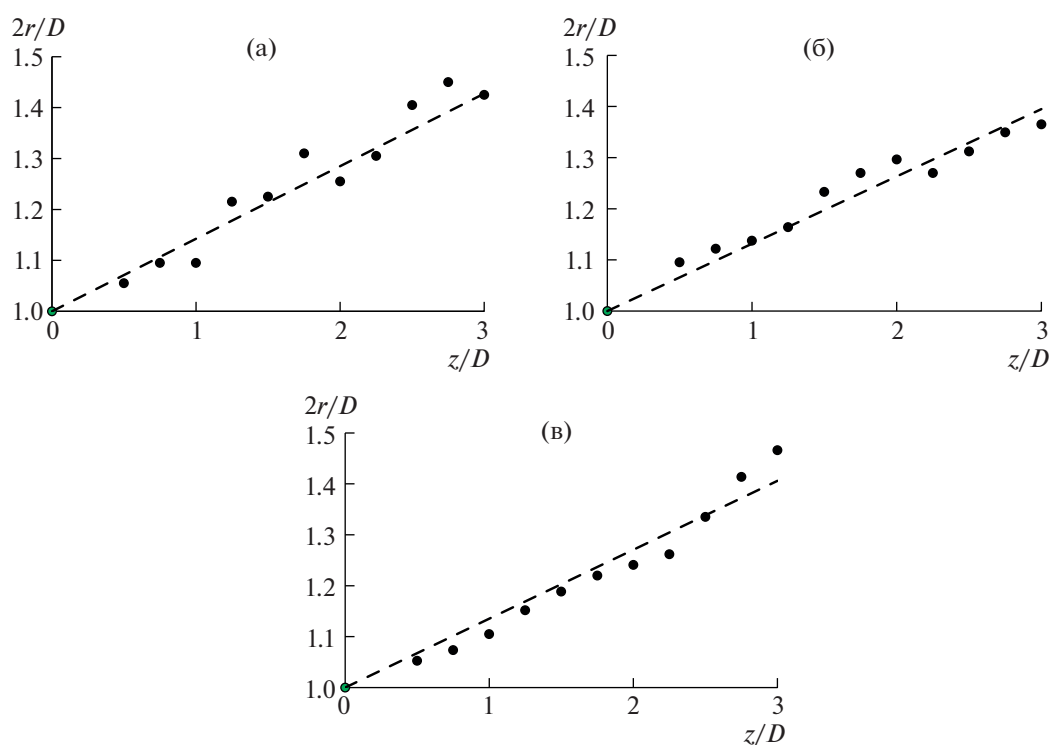


Рис. 8. Зависимость длины “лепестка” от расстояния  $z$  вниз по потоку при  $n = 3$  (а),  $n = 4$  (б),  $n = 5$  (в).

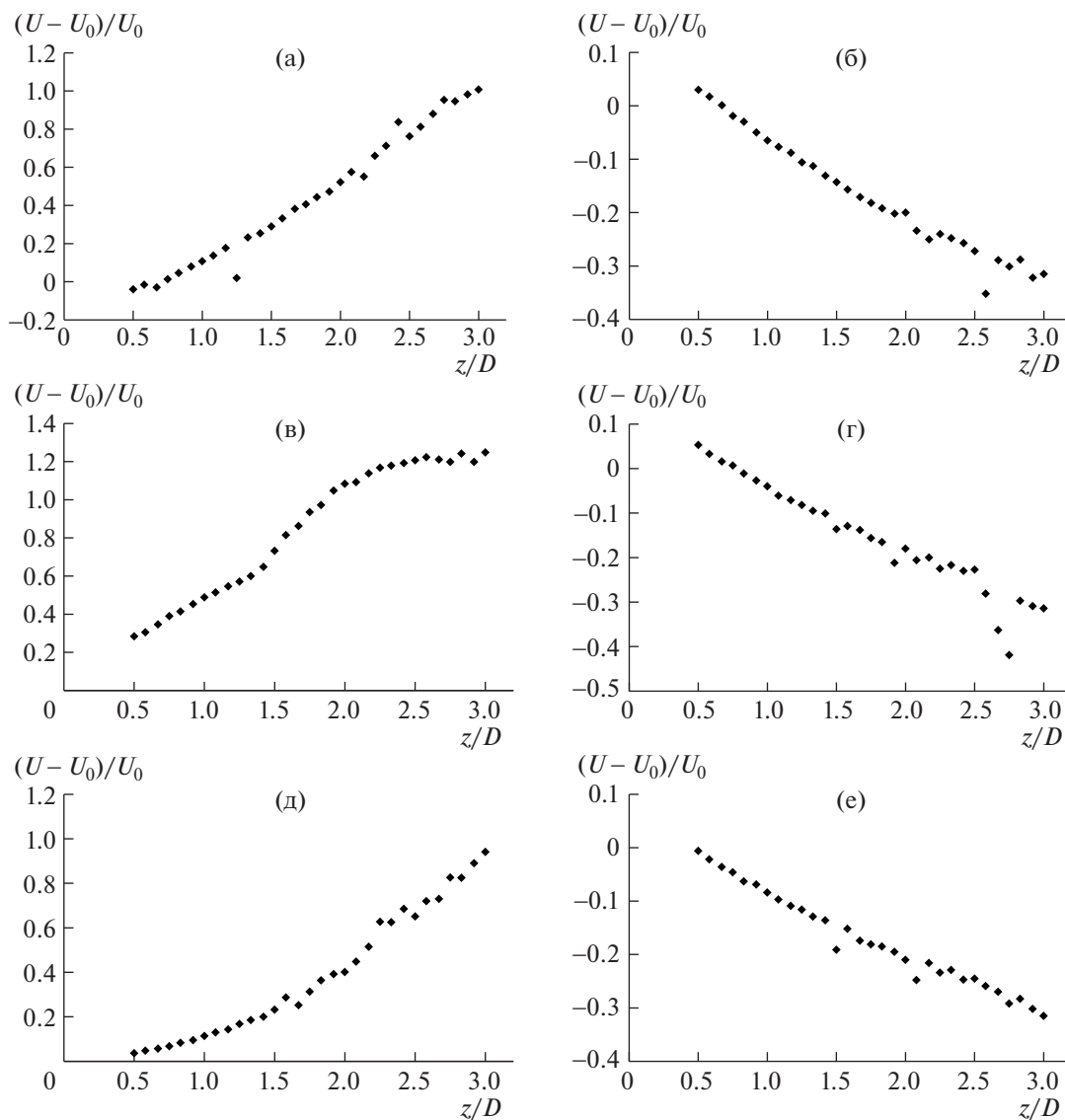
дольная скорость меняется близко к линейному закону.

Бликий к линейному рост продольной скорости находится в соответствии с характером роста теоретических оптимальных возмущений, в которых продольная скорость тоже нарастает линейно (см. раздел 2).

### 3.4. PIV-измерения поперечной скорости

Метод засева потока для PIV-измерений был тот же, что при визуализации течения. Засветка

потока осуществлялась высокочастотным импульсным NG:Yag-лазером Beamtech Vlite-Ni-100, установленным на координатно-перемещающее устройство, к нему крепилась штанга с высокоскоростной PIV-камерой Allied Vision Bonito CL-400B. При измерении поперечного сечения камера помещалась непосредственно в струю на расстоянии 720 мм ниже измеряемого сечения (рис. 5в). Съемка двойных кадров велась преимущественно с частотой 20 Гц. Поле средней скорости находилось путем осреднения 3000 мгновенных полей скорости. Каждый эксперимент для отдельного дефлектора состоял в постановке его в



**Рис. 9.** Зависимость продольной скорости потока от расстояния  $z$  вниз по потоку. (а)  $n = 3, 2r/D = 0.78$ ; (б)  $n = 3, 2r/D = 0.58$ , (в)  $n = 4, 2r/D = 0.73$ , (г)  $n = 4, 2r/D = 0.58$ , (д)  $n = 5, 2r/D = 0.78$ , (е)  $n = 5, 2r/D = 0.58$ . В левом столбце представлены графики для точек в “лепестках”, в правом – во “впадинах”.

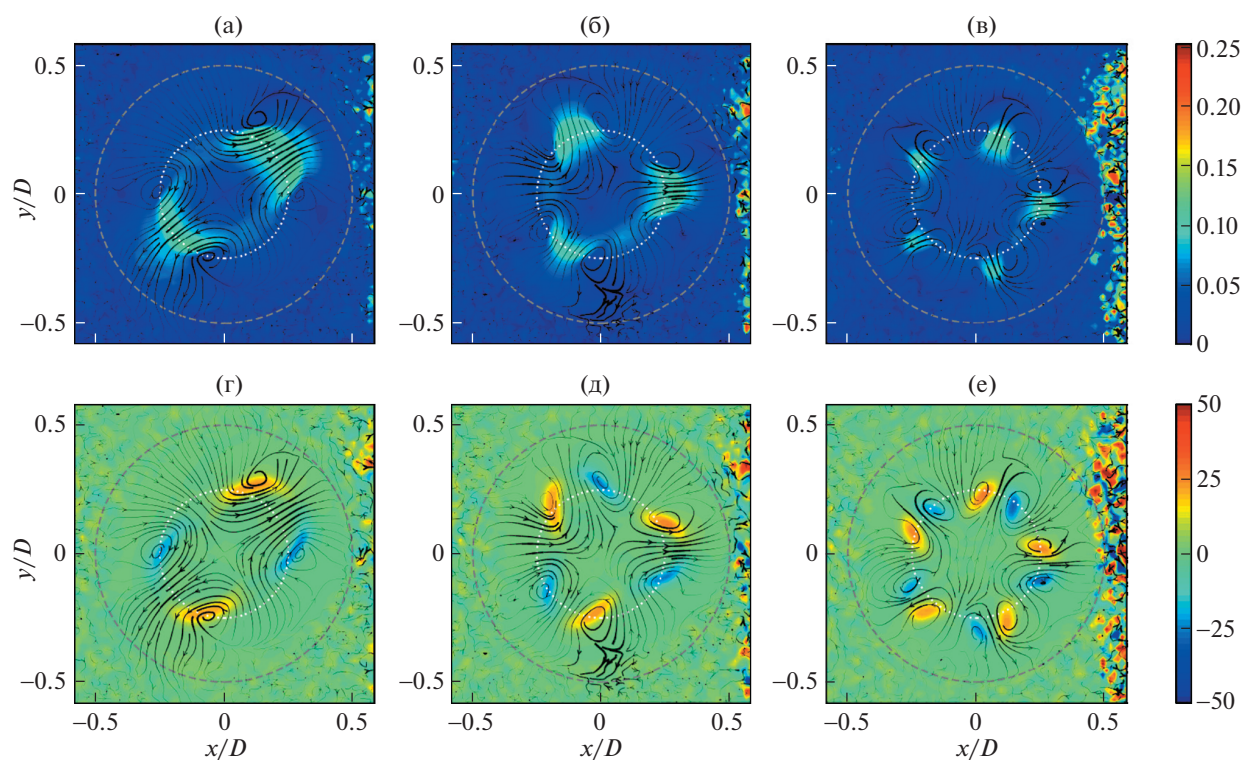
поток и измерениях средней поперечной скорости.

Для анализа особенностей возмущения ниже даются осредненные поля возмущения, т.е. возмущенного течения за вычетом основного течения, на которые наложены линии тока, построенные по поперечной скорости возмущения. На рис. 10 даны картины течений за дефлекторами с  $n = 2, 3, 5$  и  $\varepsilon = 0.05$ , снятые при  $z/D = 1$ , с нанесенными линиями тока. Сверху даны картины для поперечной скорости (заливка соответствует модулю скорости), снизу – для продольной компоненты завихренности  $\omega_z$ . Более жирные участки линий тока соответствуют большему модулю

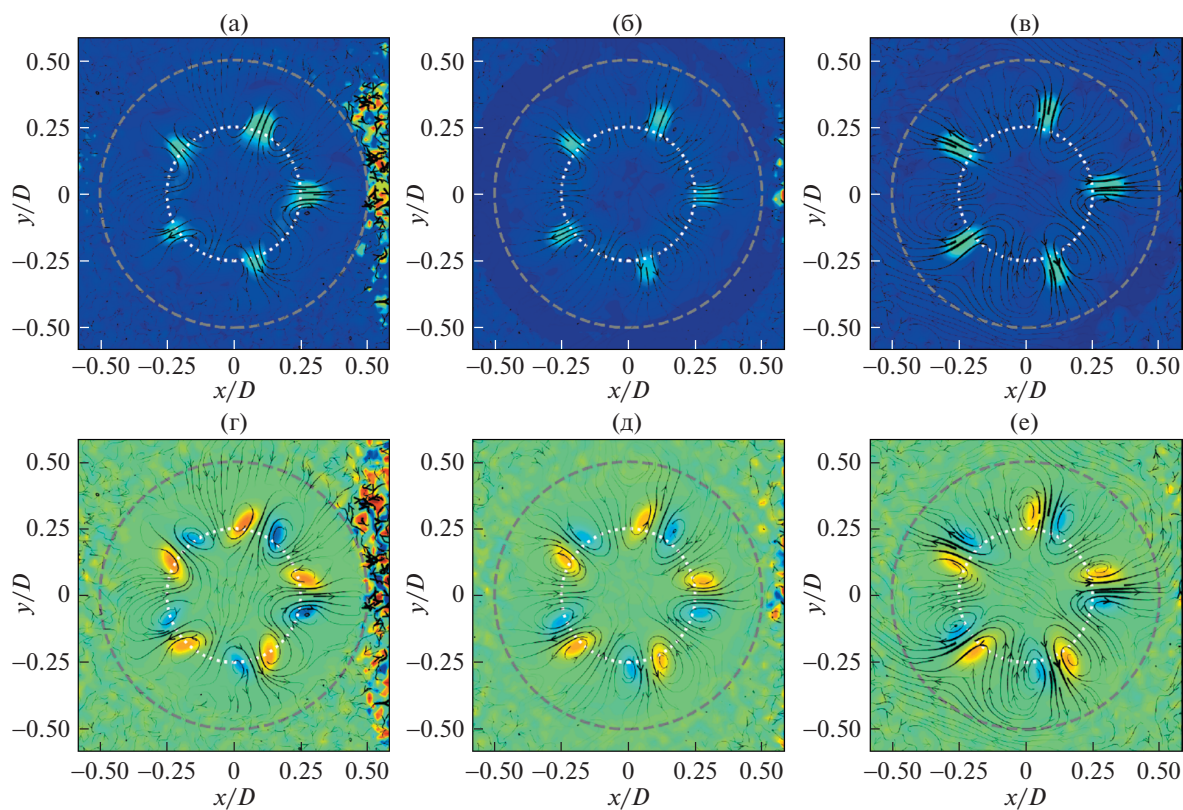
поперечной скорости. Большое серое пунктирное кольцо имеет диаметр 120 мм и соответствует границам невозмущенной струи, малое точечное кольцо диаметром 60 мм – расположению дефлектора.

Выходной срез дефлектора при  $n = 2$  характеризуется двумя минимумами и двумя максимумами, что находит отражение и в картинах возмущения (рис. 10а, г). В направлении пучностей-максимумов, соответствующих максимальному радиусу дефлектора, наблюдается отчетливое течение от оси к периферии, для пучностей-минимумов – в сторону оси. Между этими областями наблюдаются вихри, обнаруживаемые по максимумам и минимумам завихренности на рис. 10г.





**Рис. 10.** Поперечная скорость (м/с) (а, б, в) и завихренность (1/с) (г, д, е) с нанесенными линиями тока для возмущения  $n = 2$  (а, г),  $3$  (б, д),  $5$  (в, е) при  $z/D = 1$ .



**Рис. 11.** Эволюция возмущения вниз по потоку для  $n = 5$ . Сверху – модуль скорости, снизу – завихренность:  $z/D = 1$  (а, г);  $-z/D = 1.5$  (б, д);  $-z/D = 2$  (в, е).

При  $n = 3$  картина течения (рис. 10б, д) аналогична: каждый из трех “лепестков” возмущения дает по два окаймляющих их вихря, которые захватывают область малой продольной скорости, находящейся на периферии, и переносят ее в сторону оси струи, а область высокой продольной скорости, находящейся у оси, переносят на периферию.

На рис. 10в, е приведены картины течения для  $n = 5$ . С увеличением  $n$  видна тенденция на изменение угла наклона вихревых областей — они все более прижимаются к радиальным направлениям, проходящим через центр лепестка.

Проследим изменение картины течения вниз по потоку на примере  $n = 5$  (в остальных случаях картина качественно аналогична). На рис. 11 даны картины возмущений при  $z/D = 1, 1.5, 2$ . Возмущение претерпевает определенную деформацию, но структура течения не меняется. Зоны повышенной скорости постепенно смещаются на периферию, в зону меньших скоростей основного течения, что соответствует вытягиванию лепестков, наблюдавшемуся при визуализации течения (см. раздел 3.2). Значения поперечной скорости практически не изменяются вниз по потоку. Вихри, разделяющие лепестки, постепенно ослабевают, модули максимальной завихренности уменьшаются.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данном исследовании впервые экспериментально зафиксирован немодальный механизм роста стационарных возмущений в струйном течении — аналог “lift-up”-механизма роста в пограничном слое. Подтверждены следующие характерные признаки “lift-up”-механизма:

1. Поперечная скорость остается примерно постоянной вниз по потоку;
2. Продольная скорость растет вниз по потоку приблизительно линейно;
3. Поперечное движение имеет вид “валикообразных” движений, переносящих внешние слои жидкости внутрь, а внутренние — наружу. Данное движение вызывает локальный рост возмущения продольной скорости — аналог полосчатых структур в пограничных слоях.

Прослежено развитие струи до перехода к турбулентности, которому предшествует отдаление “лепестков” струи от основного потока и образование “шеек”, в след за чем происходит быстрый рост нестационарности и турбулиизация струи.

Таким образом, подавление модального роста волн Кельвина–Гельмгольца и возбуждение немодального “lift-up”-механизма роста, продемонстрированное в настоящей работе, приводят к bypass-сценарию перехода к турбулентности, не

наблюдавшемуся ранее в струйных течениях. Дальнейшее исследование этого сценария перехода, в том числе перехода, вызванного комбинацией модального и немодального механизмов линейного роста возмущений, может найти применение в различных технических устройствах для интенсификации перемешивания и теплообмена.

### ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 20-19-00404.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Зайко Ю.С., Решмин А.И., Тепловодский С.Х., Чичерина А.Д.* Исследование затопленных струй с увеличенной длиной начального ламинарного участка // Изв. РАН. МЖГ. 2018. № 1. С. 97–106.
2. *Zayko J., Teplovodskii S., Chicherina A., Vedeneev V., Reshmin A.* Formation of free round jets with long laminar regions at large Reynolds numbers // Phys. Fluids. 2018. V. 30. 043603.
3. *Зайко Ю.С., Гареев Л.Р., Чичерина А.Д., Трифонов В.В., Веденеев В.В., Решмин А.И.* Экспериментальное обоснование применимости линейной теории устойчивости к затопленной струе // Доклады РАН. Физика, технические науки. 2021. Т. 497. С. 44–48.
4. *Gareev L.R., Zayko J.S., Chicherina A.D., Trifonov V.V., Reshmin A.I., Vedeneev V.V.* Experimental validation of inviscid linear stability theory applied to an axisymmetric jet // J. Fluid Mech. 2022. V. 934. A3.
5. *Farrell B.F., Ioannou P.J.* Optimal excitation of three-dimensional perturbations in viscous constant shear flow // Phys. Fluids A. 1993. V. 5. P. 1390–1400.
6. *Andersson P., Berggren M., Henningson D.S.* Optimal disturbances and bypass transition in boundary layers // Phys. Fluids. 1999. V. 11. № 1. P. 134–150.
7. *Matsubara M., Alfredsson P. H.* Disturbance growth in boundary layers subjected to free-stream turbulence // J. Fluid Mech. 2001. V. 430. P. 149–168.
8. *Boronin S.A., Healey J.J., Sazhin S.S.* Non-modal stability of round viscous jets // J. Fluid Mech. 2013. V. 716. P. 96–119.
9. *Jimenez-Gonzalez J.I., Brancher P., Martinez-Bazan C.* Modal and non-modal evolution of perturbations for parallel round jets // Physics of Fluids. 2015. V. 27. № 4. 044105.
10. *Jimenez-Gonzalez J.I., Brancher P.* Transient energy growth of optimal streaks in parallel round jets // Physics of Fluids. 2017. V. 29. № 11. 114101.
11. *Canuto C., Hussaini M.Y., Quarteroni A., Zang T.A.* Spectral Methods. Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, 2007. 581 p.

## EXPERIMENTAL STUDY OF THE NON-MODAL PERTURBATION GROWTH MECHANISM IN A LAMINAR SUBMERGED JET

**D. A. Ashurov<sup>a</sup>, V. V. Vedeneev<sup>a</sup>, L. R. Gareev<sup>a</sup>, and O. O. Ivanov<sup>a</sup>**

<sup>a</sup> *Institute of Mechanics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

Presented by Academician of the RAS A.G. Kulikovskii

It is known that in wall-bounded flows, along with the growth of instability modes, the non-modal (algebraic) mechanism of linear growth plays an important role. In open flows, including submerged jets, the non-modal growth mechanism is theoretically studied only in the last decade; this mechanism has not yet been identified in experiments. In the present work, experiments on excitation of a non-modal “lift-up” growth mechanism are conducted. Special wavy structures (deflectors) are introduced into a laminar submerged jet of circular cross section, which excites a roller-like transverse movement. The data obtained unambiguously identify the non-modal “lift-up” growth of introduced disturbances. The development of perturbations in the experiment qualitatively corresponds to the theoretically calculated optimal perturbations. The features of the transition to turbulence caused by non-modal growth are considered.

*Keywords:* submerged jet, optimal perturbations, non-modal growth, laminar-turbulent transition