

УДК 532.525.2

ПЕРЕХОД К ТУРБУЛЕНТНОСТИ ЧЕРЕЗ ПЕРЕМЕЖАЕМОСТЬ В ИНЕРТНЫХ И РЕАГИРУЮЩИХ СТРУЯХ

© 2020 г. В. В. Леманов^{a,*}, В. В. Лукашов^a, К. А. Шаров^a

^a Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск, Россия

*E-mail: lemanov@itp.nsc.ru

Поступила в редакцию 03.02.2020 г.

После доработки 05.03.2020 г.

Принята к публикации 12.03.2020 г.

Выполнено экспериментальное исследование дозвуковых течений различных газов в ближнем поле инертных и реагирующих струй. Струи истекали из длинных трубок диаметром 2–8 мм в воздушное пространство при низких числах Рейнольдса 400–5000. В качестве рабочего тела использовались: для инертных изотермических струй – воздух, двуокись углерода, пропан, фреон-22; для реагирующих струй – пропан в смеси с инертным разбавителем (CO_2). В инструментарий входили гильберт-визуализация, PIV, термоанемометрия и зондовая термометрия. Впервые обнаружен сценарий перехода к турбулентности через механизм перемежаемости в инертных и реагирующих струях. Он реализуется в диапазоне чисел Рейнольдса 1900–3500, когда внутри источника струи – в трубке происходит ламинарно-турбулентный переход в отсутствие искусственных возмущений. Турбулентные пятна, образующиеся в трубе в переходном режиме, имеют статистический характер и достаточно устойчивы в ближнем поле струи. Распространяясь вниз по течению, они оказывают существенное воздействие на динамику свободной струи и диффузионного факела.

Ключевые слова: дозвуковые газовые струи, ламинарно-турбулентный переход, перемежаемость, вихревые структуры, диффузионное горение

DOI: 10.31857/S0568528120060080

Процесс ламинарно-турбулентного перехода в дозвуковых струях изучен достаточно подробно как с теоретической, так и с экспериментальной точки зрения [1–8]. В основном изучалась неустойчивость струй, истекающих из профилированных сопел конфузорного типа, при больших числах Рейнольдса ($\text{Re} > 10^4$). Такая постановка задачи обусловлена большим практическим значением струй, истекающих из сопел. Начальный профиль скорости в этом случае – “ударный”, с тонкими пограничными слоями. Ламинарно-турбулентный переход в таких течениях осуществляется в пределах начального участка струи в слое смешения ($x/d = 4–8$). В этой зоне линейный механизм роста возмущений, связанный с неустойчивостью Кельвина–Гельмгольца, быстро переходит к нелинейной стадии, которая связана с явлением парного слияния вихрей. В спектральном представлении это интерпретируется как появление субгармонических частот [3, 9]. В то же время на практике часто встречается истечение струй из длинных каналов, например, в горелках [10]. Известно, что для развития дозвуковых струйных течений существенную роль играют начальные условия [1–6, 11–14].

Неустойчивость струй, истекающих из длинных каналов, изучена недостаточно, особенно на нелинейных стадиях развития. В работах [11, 12] показано, что координата перехода к турбулентности в таких струях может достигать больших значений $x/d = 200–500$. Обнаружено, что в области чисел Рейнольдса 2000–3000 эта координата может существенно снижаться [12]. Известно, что при таких числах Рейнольдса в длинных цилиндрических каналах возможен переход к турбулентности с образованием вихревых структур типа порывов и пробок [15–17].

При рассмотрении струйного диффузионного горения существуют разные варианты течения: присоединенное и отсоединенное пламя, ламинарное и турбулентное течение, режимы со срывом пламени [10]. Эксперименты с горением для истечения из длинных трубок показали, что процессы перехода в канале существенно влияют роль на динамику факела [18, 19]. В связи с этим возникла задача изучения перехода в инертных и реагирующих струях в условиях развития

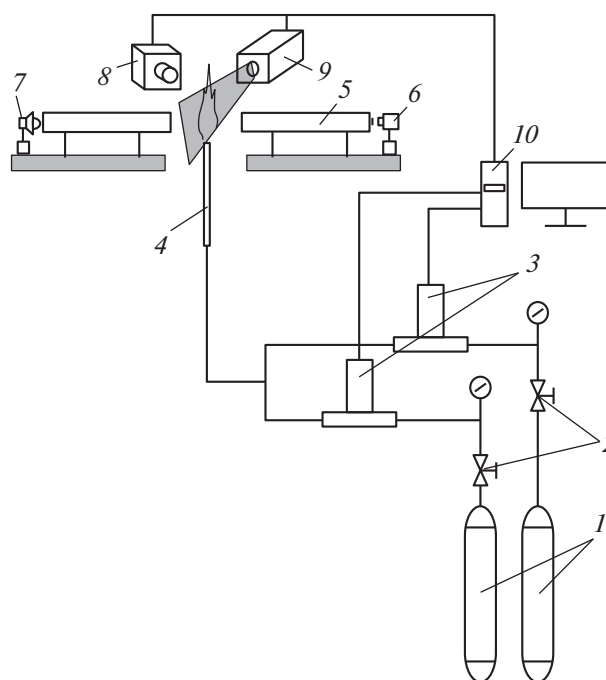


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – газовые баллоны; 2 – газовые редукторы; 3 – цифровые расходомеры; 4 – трубка; 5 – теньевой прибор, оснащенный гильберт-оптикой; 6 – цифровая камера; 7 – источник света; 8 – скоростная цифровая камера; 9 – импульсный скоростной лазер; 10 – компьютер.

ламинарно-турбулентного перехода в струйном источнике. Также значительное внимание в настоящей работе уделяется большим вихревым структурам, существующим на этих режимах в ближнем поле струи.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

В работе использовано несколько экспериментальных методов: визуализация с помощью гильбертовой оптики, высокоскоростной PIV (Particle Image Velocimetry), термоанемометрия и измерения температурным зондом в пламени. Исследовались как изотермические потоки (воздух, фреон-22 (CHF_2Cl), CO_2 , пропан C_3H_8), так и диффузионные пламена (C_3H_8 в смеси с CO_2). Истечение струи смеси газов осуществлялось в открытое воздушное пространство при атмосферном давлении.

Экспериментальная установка (рис. 1) состояла из газовых резервуаров (1), газовых редукторов (2), двух цифровых расходомеров (3) и струйного источника (4). Расход газа и состав топливной смеси устанавливались с помощью цифровых расходомеров El-Flow Bronkhorst и УФПГС-2. Необходимая для расчетов вязкость газовой смеси оценивалась по модели Сазерленда в аппроксимации Вильке [20]. Для проведения экспериментальных исследований реагирующих потоков, возмущенных вихревыми структурами, использовалась гильберт-оптика [21, 22], высокочувствительный метод визуализации полей оптической плотности. Для этого применялся серийный теньевой прибор ИАБ-463М (5), дополнительно оснащенный оптикой Гильберта. Сдвиговые интерферограммы [21] и визуализация струйного пламени были записаны с использованием цифровой фотокамеры Canon 650D (6) с частотой съемки 50 кадров в секунду.

Система измерения полей скорости PIV включала в себя камеру Photron SA5 (8) с частотой видеосъемки 7 кГц. Засев потока светорассеивающими частицами осуществлялся с помощью генератора аэрозоля (на схеме не обозначен), включенного в подводящую магистраль после расходомеров (6). Аэрозоль представляет собой взвесь капель глицерина размером порядка 1–2 мкм. Лазерный нож формировался с помощью скоростного импульсного Nd:YAG лазера (9) DM-532-50 с частотой следования вспышек до 10 кГц и мощностью 10 мДж в импульсе. Для сбора данных использовался компьютер (10). Отснятые высокоскоростной камерой изображения светорассеивающих частиц обрабатывались с использованием алгоритмов программы ActualFlow [23]. Это

позволило получать поля мгновенных значений осевой и радиальной компонент скорости в области 80×70 мм.

Динамические характеристики измеряли с помощью термоанемометра постоянной температуры DISA 55M. В качестве датчика применялся миниатюрный зонд DISA 55P11 (золоченый вольфрам, диаметр нити 5 мкм, длина нити 0.6 мм).

Температура газа на входе в рабочий участок измерялась цифровым термометром Ebro TFX392L. Для измерения температуры в факеле применялась Pt/Pt-Rh-термопара ТПР-0392-01 с диаметром проводов 120 мкм. В данной работе какой-либо коррекции измерений температуры не проводилось. Для сбора термоанемометрических и температурных данных и сохранения их на жестком диске компьютера применялся 24-разрядный АЦП LTR114, имеющий максимальную частоту дискретизации 4 кГц.

Для формирования струйного течения использовались круглые трубки с внутренним диаметром $d = 2\text{--}8$ мм и длиной $l/d = 200\text{--}300$. При измерениях термоанемометром струя истекала в пространство, ограниченное проточным каналом из оргстекла размером $150 \times 150 \times 300$ мм. В случае измерений динамических характеристик потока с помощью PIV истечение происходило в аналогичный канал размером $400 \times 400 \times 400$ мм. Искусственные возмущения в поток не вносились (как внутри трубки, так и в струе).

2. НЕРЕАГИРУЮЩИЕ СТРУИ

Так как начальные условия играют существенную роль, то при изучении инертных свободных струй большое внимание уделялось условию на выходе из цилиндрического канала. На рис. 2а представлена зависимость соотношения скоростей U_0/U_m и степени турбулентности ($Tu = u/U_0 \times 100\%$) на оси канала от числа Рейнольдса для $x = 0.3$ мм. Здесь U_0 – скорость газа в выходном сечении трубки на оси, U_m – среднерасходная скорость газа через трубку, u – среднеквадратичное значение пульсаций скорости, x – продольная координата, отсчитывается от конца трубки. Как видно из рисунка, соотношение скоростей изменяется от $U_0/U_m = 2$, соответствующего ламинарному профилю Пуазейля, до значения $U_0/U_m = 1.25$, характерному для заполненного профиля турбулентного течения в трубе. Такое изменение связано с ламинарно-турбулентным переходом газового потока в трубке в диапазоне $Re = U_m d/\nu = 2511\text{--}2625$. Для степени турбулентности Tu в области перехода наблюдается локальный экстремум при $Re = 2620$, при этом достигается максимальный уровень пульсаций $Tu = 15.2\%$. В опытах наблюдается режим с перемежаемостью, т.е. чередование ламинарных и турбулентных участков потока.

На втором этапе выполнены измерения термоанемометром на оси газовой струи вниз по потоку при вариации числа Рейнольдса $Re = 460\text{--}4092$. На рис. 2б представлена зависимость степени турбулентности от безразмерного расстояния x/d . В соответствии с начальными данными, представленными на рис. 2а, можно выделить три группы характерных кривых: 1–3 соответствуют числам Рейнольдса $Re = 460\text{--}1970$ – ламинарный режим в источнике струи – трубке, 4 – $Re = 2620$ – режим ламинарно-турбулентного перехода в трубке, 5, 6 соответствуют числам Рейнольдса $Re = 2810\text{--}4092$ – режим турбулентного течения в трубке. Можно выделить несколько характерных режимов распространения струи, в зависимости от характера течения в трубке. Режим А – ламинарное течение в трубке. Для струй с низкими числами Рейнольдса ($Re = 460$) характерна протяженная зона ламинарного течения (до $x/d = 30$) с низким уровнем пульсаций скорости. Далее следует область ламинарно-турбулентного перехода, в которой пульсации растут, и затем зона турбулентного течения, где пульсации уменьшаются. С увеличением числа Рейнольдса длина ламинарного участка струи сокращается, а максимум пульсаций в области перехода возрастает. При $Re = 1970$ длина ламинарной зоны $x/d = 12$, пульсации достигают значения $Tu = 21\%$. Режим Б – в трубке ламинарно-турбулентный переход. При $Re = 2620$ уровень флуктуаций скорости в начальном сечении струи на оси резко возрастает и достигает максимума $Tu = 15.2\%$. В результате этого резко увеличиваются пульсации в ближнем поле струи (при $x/d = 7$ до значения $Tu = 30\%$). Режим В – турбулентное течение в трубке. При дальнейшем увеличении числа Рейнольдса ($Re = 2810\text{--}4092$) начальный уровень пульсаций снижается до $Tu = 3.3\%$, при этом максимум при $x/d = 7$ уменьшается до $Tu = 10\%$. Ниже по течению ($x/d > 10$) наблюдается существенное снижение пульсаций скорости, что свидетельствует о сильной диссипации турбулентной энергии в этой области.

Визуализация течения в инертной струе проводилась для воздуха, фреона-22 и пропана. Для режима Б – в трубке и в ближней области газовых струй наблюдается режим с перемежаемостью, т.е. чередование ламинарных и турбулентных участков потока. На рис. 3 приведена гильберт ви-

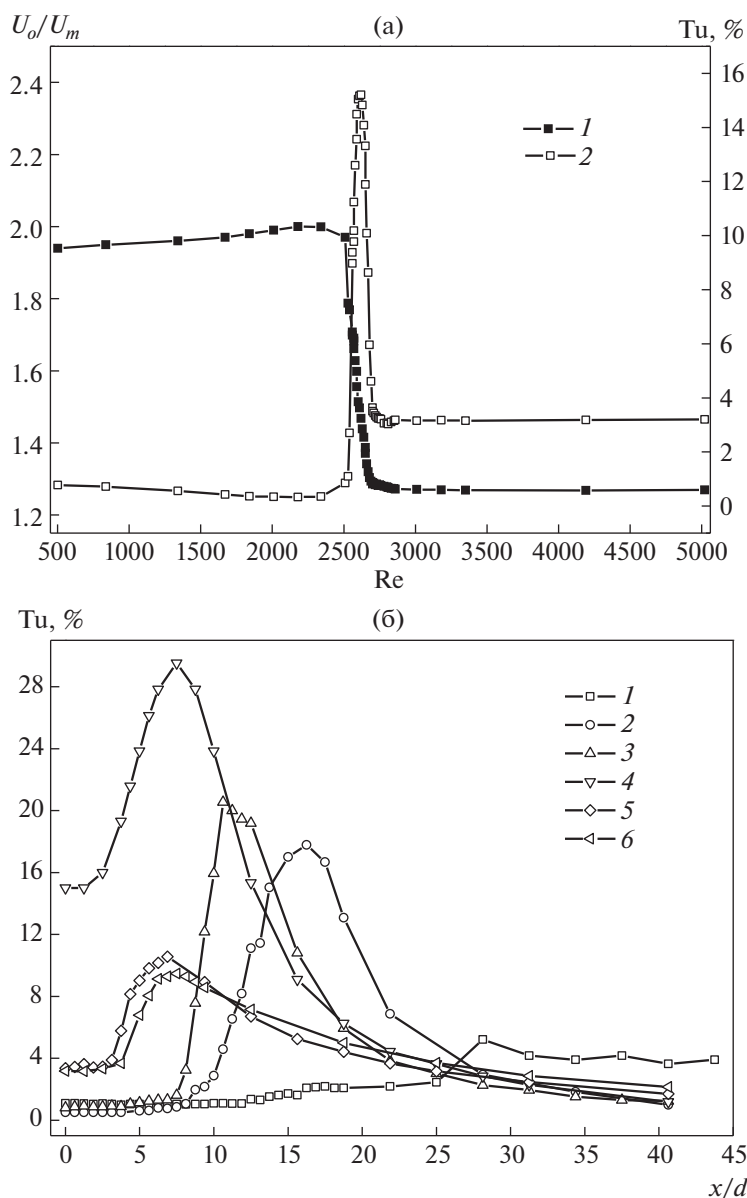


Рис. 2. Распределение параметров в струе воздуха $d = 3$ мм. (а) Зависимость соотношения скоростей и степени турбулентности от числа Рейнольдса на выходе из трубки: 1 – U_o/U_m ; 2 – Tu . (б) Распределение уровня турбулентности вдоль оси струи: 1–6 – $Re = 460, 1180, 1970, 2620, 2810, 4092$.

зуализация струи фреона-22 в воздухе, течение сверху вниз. Начало струи соответствует концу трубки. Изображены два последовательных кадра из видеофильма, снятого с частотой съемки 50 к/с. Число Рейнольдса $Re = 2853$, что соответствует диапазону ламинарно-турбулентного перехода в трубке. На рис. За наблюдаются протяженный ламинарный участок и в конце кадра – переход к турбулентному течению. Это ламинарная фаза течения в ближней области струи. На рис. 3б представлена турбулентная фаза течения. В первой (верхней) половине кадра наблюдается локальное турбулентное образование – порыв, которое имеет протяженность порядка $20d$ и занимает весь поперечный размер струи. Такой перемежаемый характер течения получен для всех исследованных газов: воздуха, фреона-22 и пропана.

Опыты показали, что внутренняя структура турбулентного пятна в струе достаточно сложна. В современной литературе механизм формирования этих локальных образований в трубах освещен достаточно подробно [15–17]. Различают два вида структур: порывы и пробки. Первые об-

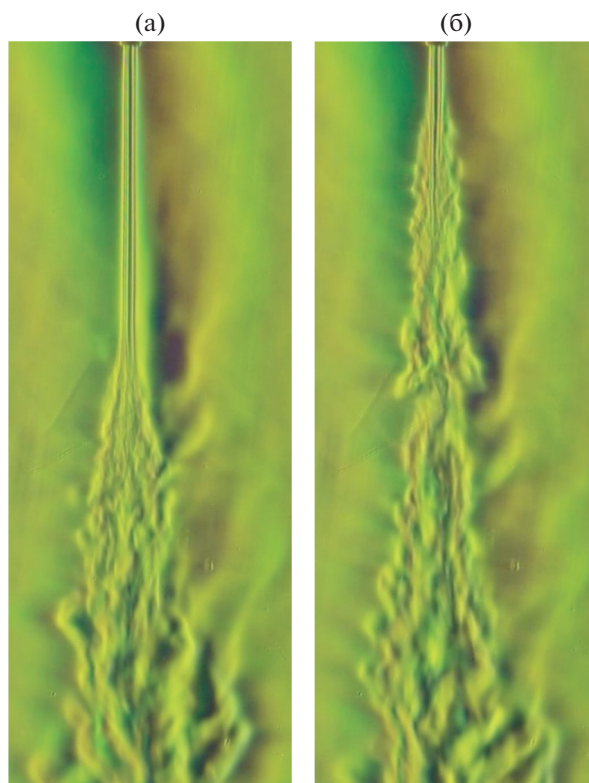


Рис. 3. Гильберт-визуализация истечения струи фреона-22 (CHF_2Cl) в воздух ($d = 2$ мм, $\text{Re} = 2853$): (а) – струя в отсутствие турбулентной структуры; (б) – струя при наличии турбулентного порыва.

разуются при числах Рейнольдса, характерных для ламинарно-турбулентного перехода, вторые при более высоких числах Рейнольдса. Порывы характеризуются плавным передним и крутым задним фронтом скорости, в отличие от пробок, у которых оба фронта крутые. Пример структуры типа порыв представлен на рис. 4а. Эти данные получены скоростным PIV с частотой видеосъемки 7 кГц для истечения двуокиси углерода в воздух (движение потока снизу вверх). Значение $\text{Re} = 2462$ соответствует режиму Б. Как видно из распределения продольной компоненты скорости на оси от времени, во всей области порыва наблюдается пониженная скорость. При этом в струе, как и на выходе из трубки зарегистрирован порыв с плавным передним и крутым задним фронтом скорости, что согласуется с данными для течения в трубе [15]. Из рис. 4а также видно, что порыв в струе имеет сложную мелкомасштабную структуру. Длина турбулентного пятна и частота его образования зависят от числа Рейнольдса и предыстории развития внутри трубы.

Как известно, ламинарно-турбулентный переход в цилиндрических каналах происходит через механизм перемежаемости [15–17]. В связи с этим проводилось измерение коэффициента перемежаемости γ в ближнем поле струи, истекающей из трубки. Под коэффициентом перемежаемости понималась доля времени, в течение которого флуктуации скорости превышали пороговое значение. Использовалась методика оценки γ на основе временного ряда, предложенная в [24]. На рис. 4б представлена зависимость коэффициента γ от числа Рейнольдса для двух газов – пропана (1) и воздуха (2) при $x/d = 5$. Как следует из рисунка, $\gamma = 0$ для режима А, т.е. течение в трубе ламинарное; $\gamma = 1$ для режима В, когда течение в трубе турбулентное. Диапазон чисел Рейнольдса, где коэффициент перемежаемости находится в диапазоне $\gamma = 0–1$, – это режим Б, т.е. при ламинарно-турбулентном переходе в трубе. Значение $\gamma = 0.5$ соответствует варианту, когда половину времени течение ламинарное, а другую – турбулентное. Как следует из рис. 4б, характер изменения коэффициента γ в режиме Б примерно одинаков для пропана и воздуха, и согласуется с изменением данного параметра для течения в трубах [15]. Однако минимальное число Re_1 , при котором коэффициент перемежаемости становится отличным от нуля, а также Re_2 , когда $\gamma = 1$, для двух газов отличаются. Это объясняется тем, что критическое число Рейнольдса при течении в трубах зависит от многих параметров, в том числе Re_1 чувствительно к уровню началь-

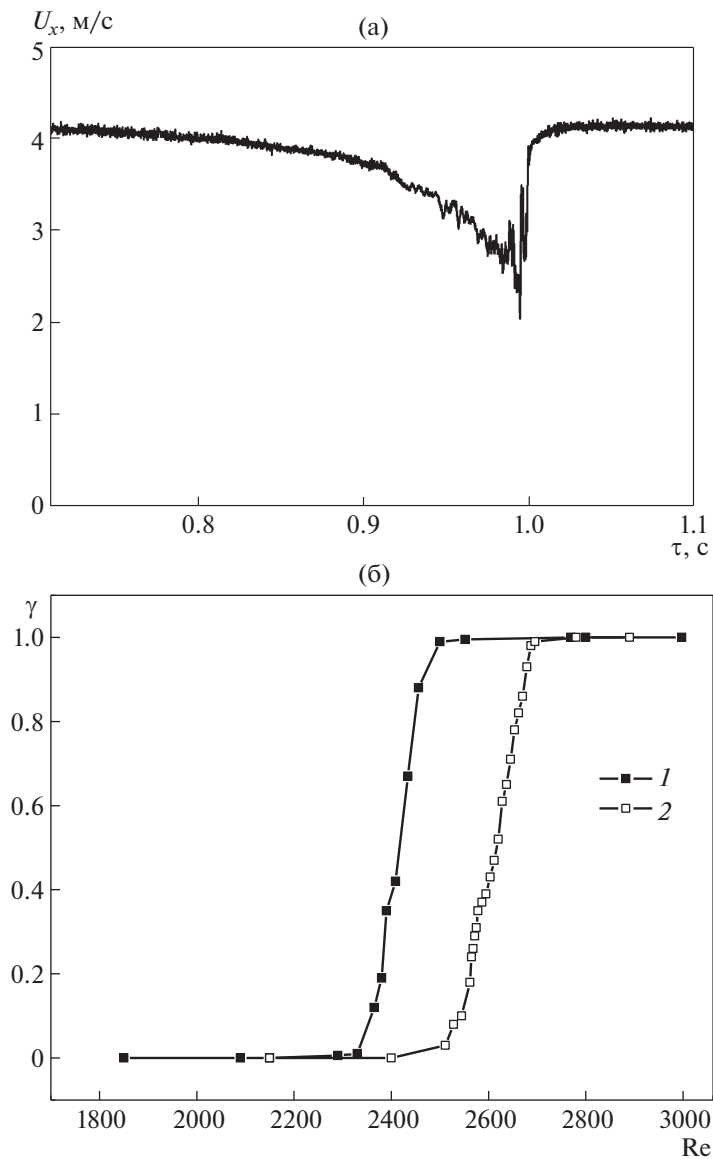


Рис. 4. Перемежаемость в струе при переходе к турбулентности: (а) – PIV-измерения продольной компоненты скорости в турбулентном порыве на оси струи ($d = 8$ мм, $x/d = 0.8$, $Re = 2462$, рабочий газ CO_2); (б) – распределение коэффициента перемежаемости в струе газа ($d = 3$ мм, $x/d = 5$): 1 – пропан, 2 – воздух.

ных возмущений [15]. Предельное число, которое указывается в литературе, составляет $Re_1 = 10^5$ [15]. В данных опытах использовались подводящие газовые магистрали (от источника газа до входа в трубку) разной конструкции для пропана и воздуха, при этом уровень возмущений на входе в трубку не контролировался.

По результатам измерений в ближнем поле струи ($x/d < 40$) при $Re \sim 1900$ – 3500 можно условно выделить две пространственные зоны: приосевую и периферийную. В приосевой области ламинарные участки с низким уровнем пульсаций скорости хаотически чередуются с турбулентными пятнами с высоким уровнем флуктуаций. Перемежаемый характер течения наблюдается во всем ближнем поле. Общая картина перемежаемости качественно соответствует процессу перехода к турбулентности, наблюдаемому в цилиндрических каналах [15]. В периферийной зоне вниз по течению на ламинарной фазе течения наблюдалась неустойчивость Кельвина–Гельмгольца, аналогичная той, которая развивается в слое смешения струй, истекающих из профилированных конфузоров [3–6]. На турбулентной фазе течения в этой зоне зарегистрированы области с порывами. Эти две зоны смыкаются вблизи координаты, примерно соответствующей мак-

симуму пульсаций скорости на оси струи — см. рис. 26. Полученные опытные данные в этой зоне демонстрируют: остатки турбулентных пятен, растущую неустойчивость волн Кельвина—Гельмгольца и общий рост широкополосного шума. Диагностика вихревых структур в этой области крайне затруднена и требует отдельного исследования.

Таким образом, при истечении газовых струй из длинных осесимметричных каналов зарегистрирован переход к турбулентности через механизм перемежаемости. Этот сценарий ламинарно-турбулентного перехода подтвержден путем вариации различных газов, диаметра канала, экспериментальных методов исследования. Первопричиной такого механизма является ламинарно-турбулентный переход в источнике струи. Основной структурной единицей данного процесса являются локализованные турбулентные структуры типа порывов. Они образуются в трубах, являются структурно устойчивыми в ближнем поле струи и разрушаются в области перехода к турбулентности. Этот сценарий принципиально отличается от известного субгармонического сценария [3, 9], связанного с явлением спаривания вихрей, который широко известен для истечения струй из профилированных сопел (конфузоров).

3. РЕАГИРУЮЩИЕ СТРУИ

Опыты с нереагирующей струей позволяют выдвинуть новые возможности управления процессами смешения и горения в реагирующих струйных течениях при низких числах Рейнольдса ($Re < 4000$). Поскольку механизм возникновения турбулентности в длинной трубе не зависит от течения в струе, то данный сценарий перехода к турбулентности через перемежаемость, по-видимому, существует и для реагирующих струй с химическими реакциями, в частности в диффузионных пламенах.

На рис. 5 представлены изображения Гильберт-визуализации, полученные при горении струи пропана (течение снизу вверх). Мольная доля пропана в смеси с CO_2 $Y = 20–25\%$, что существенно больше верхнего концентрационного предела горения гомогенных пропано-воздушных смесей (10.9%). Это соотношение обеспечило условия диффузионного режима горения с формированием фронта пламени, характерной для области локального тепловыделения. На рис. 5а изображено присоединенное пламя для $Y = 25\%$, а на рис. 5б, отсоединенное пламя, которое получено при $Y = 20\%$. В обоих вариантах изображены последовательные кадры. Для случая присоединенного пламени (рис. 5а) на левом кадре в приосевой области локализованных структур не наблюдается. В то же время на правом кадре (рис. 5а), в приосевой области, зафиксирована вихревая крупномасштабная структура протяженностью порядка $20d$. В [18] также замечены структуры в приосевой области пламени, однако идентификация их затруднена в силу низкого пространственного разрешения изображения. Во всем рассмотренном диапазоне скоростей $U_m = 0.8–9$ м/с истечения затопленной струи чистого пропана горение сопровождается низкочастотными фликер-колебаниями факела, которые связаны с действием сил плавучести. Эти колебания внешней границы факела заметны на верхней части кадров. Однако существенного влияния порывов на фликер — частоту факела не наблюдалось, хотя их воздействие на фазовые характеристики колебаний наружного фронта пламени отмечено. Отметим, что возмущения практически не распространяются в поперечном направлении за пределы фронта пламени (внешняя граница факела).

При увеличении доли воздуха в топливной смеси передний фронт пламени отсоединяется от кромки трубки (четыре кадра рис. 5б). На первом и четвертом кадре (отсчет слева направо) наблюдается протяженный ламинарный участок без горения. На втором и третьем кадре зарегистрировано прохождение порыва. При движении вниз по потоку порыв идентифицируется как на участке без горения, так и в зоне горения. Как следует из рис. 5б, на участке струи от среза трубки до передней кромки пламени воздействие структур, так же как и в нереагирующем потоке, приводит к турбулизации струйного течения. При движении порывов в зоне горения происходит существенная деформация переднего фронта пламени. По-видимому, крупномасштабные структуры оказывают воздействие на условия стабилизации фронта пламени, приводя к изменению пространственной топологии факела.

Важной характеристикой отсоединенного пламени, определяющей, в частности, условия погасания факела, является положение фронта пламени x_L . Пространственная динамика отсоединенного пламени в виде зависимости x_L/d от безразмерного времени $\tau U_m/d$ представлена на рис. 6. Появлению возмущения в струе (вертикальные линии на рис. 6) предшествует понижение скорости, что приводит к смещению переднего края пламени вверх по потоку. После прохождения возмущения скорость в струе значительно возрастает, и фронт пламени перемещается суще-

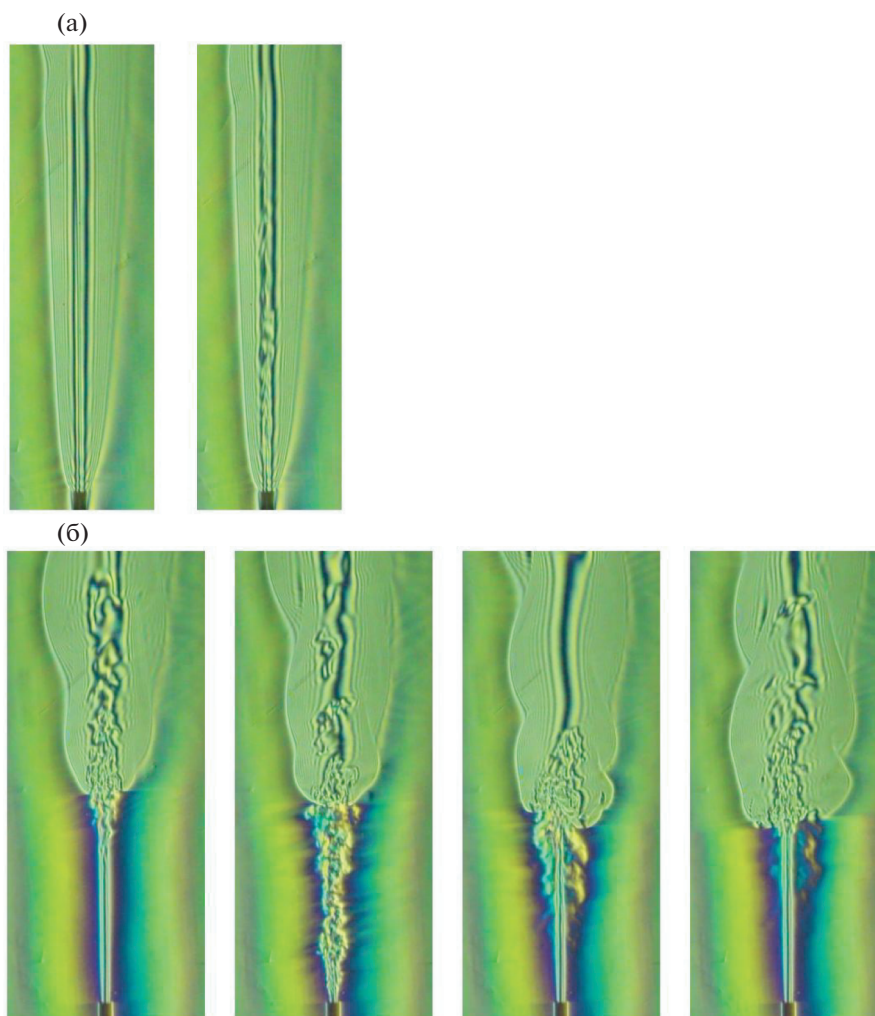


Рис. 5. Визуализация течения при диффузионном горении с помощью гильберт-оптики, $d = 2.3$ мм, смесь C_3H_8/CO_2 , $Re = 1980$: (а) – присоединенное пламя, $Y = 25\%$; (б) – отсоединенное пламя, $Y = 20\%$.

ственно вниз по течению. Такое поведение x_L объясняется характером изменения продольной скорости в структуре порыва (см. рис. 4а). Известно, что часть естественных возмущений затухает внутри трубки, порождая небольшое снижение скорости [15]. Координата x_L также реагирует на это возмущение (локальный максимум при $\tau U_m/d = 3636$), однако при визуализации такого возмущения структуры типа порыв не наблюдается. По временному ряду для координаты x_L можно определить коэффициент перемежаемости для струйного факела, в частности для условий эксперимента, представленных на рис. 6, он составляет $\gamma = 0.07$.

Сравнивая динамику течения в ближнем поле реагирующей и нереагирующей струи, можно констатировать следующее. Начальные условия в дозвуковых струях обусловлены динамикой развития течения в осесимметричных каналах. И здесь основными параметрами являются число Рейнольдса и условия на входе в трубу. В частности, в режиме ламинарно-турбулентного перехода в длинной трубе, в конечном сечении канала реализуется процесс перемежаемости со структурами типа puff. Эти локализованные турбулентные образования устойчивы в ближней зоне как инертных, так и реагирующих струй, что приводит к механизму перемежаемости в струйных течениях. Далее вниз по течению эти вихревые образования разрушаются и осуществляется переход к развитому турбулентному струйному течению. Для реагирующих диффузионных факелов (предварительно неперемешанных смесей) есть существенная особенность в этом сценарии. Это связано с наличием химических реакций и неизотермичностью течения. В качестве дополнительных параметров выступают состав топливной смеси и их соотношение. Однако начальные условия в виде перемежаемости и структур типа puff также проявляют себя и в течениях с реакциями.

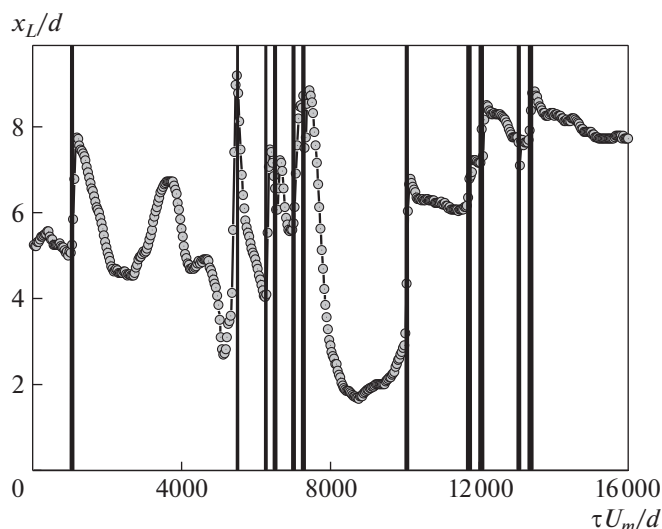


Рис. 6. Положение переднего фронта пламени в зависимости от времени в смеси C_3H_8/CO_2 , $Y = 46\%$, $Re = 2966$, $d = 3$ мм.

Использование горелок при относительно низких числах Рейнольдса ($Re < 4000$) на практике означает малые значения скоростей и расходов горючего. Струйное истечение из длинных трубок позволяет получать струи с большой длиной ламинарной зоны [11, 12]. Таким образом, можно получать в камере сгорания дальнобойные струи с меньшим расходом топлива. Другим практически важным режимом является использование диапазона чисел Рейнольдса, характерных для ламинарно-турбулентного перехода в длинных трубках $Re = 1900–3500$. В этом случае за счет введения контролируемых возмущений на входе в трубу [25] возможно управление струйным факелом, в частности переключением его из присоединенного состояния в отсоединенное и обратно [19].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При истечении инертных и реагирующих струй из длинных осесимметричных каналов впервые обнаружен сценарий перехода к турбулентности через механизм перемежаемости. Числа Рейнольдса $Re = 1900–3500$, при которых в ближнем поле струи возникает такой сценарий, соответствуют ламинарно-турбулентному переходу течения газа внутри канала.

Показано, что причиной перемежаемости являются турбулентные пятна типа порывов. Эти локализованные турбулентные структуры имеют статистический характер, образуются внутри длинной трубы в отсутствие искусственных возмущений. В ближнем поле струи эти структуры имеют длину порядка 20–30 диаметров трубы и занимают весь поперечный размер струйного течения. На начальном участке струи вихревые образования достаточно устойчивы и разрушаются в области перехода к турбулентности.

Выявленный сценарий существенно отличается от широко известного механизма ламинарно-турбулентного перехода для струй, истекающих из сопел конфузорного типа, где в основном реализуется субгармонический волновой механизм, связанный с явлением спаривания вихрей в слое смешения струи. Турбулентные пятна, образующиеся в трубе в переходном режиме, оказывают существенное воздействие на динамику свободной струи и диффузионного факела. Так как механизм возникновения турбулентности в трубе не зависит от течения в струе, то данный сценарий перехода к турбулентности через перемежаемость, по-видимому, существует и для жидких струй и для низкотемпературной плазмы.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН (Гос. рег. AAAA-A17-117030310010-9).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Абрамович Г.Н.* Турбулентное смешение газовых струй. М.: Наука, 1974. 272 с.
2. *Навознов О.И., Павельев А.А., Яценко А.В.* О переходе к турбулентности в затопленных и спутных струях // Изв. РАН. МЖГ. 1972. № 4. С.148–154.

3. *Ho C.M., Huerre P.* Perturbed free shear layers // *Ann. Rev. Fluid Mech.* 1984. V. 16. P. 356–424.
<https://doi.org/10.1146/annurev.fl.16.010184.002053>
4. *Michalke A.* Survey on jet instability theory // *Prog. Aerosp. Sci.* 1984. V. 21. № 3. P. 159–199.
[https://doi.org/10.1016/0376-0421\(84\)90005-8](https://doi.org/10.1016/0376-0421(84)90005-8)
5. *Гиневский А.С., Власов Е.В., Каравосов Р.К.* Акустическое управление турбулентными струями. М.: Физматлит, 2001. 240 с.
6. *Грек Г.Р., Козлов В.В., Литвиненко Ю.А.* Устойчивость дозвуковых струйных течений. Новосибирск: Новосиб. гос. ун-т. 2012. 208 с.
<https://doi.org/10.15593/2224-9982/2016.45.09>
7. *Ball C.G., Fellouah H., Pollard A.* The flow field in turbulent round free jets // *Prog. Aerosp. Sci.* 2012. V. 50. P. 1–26.
<https://doi.org/10.1016/j.paerosci.2011.10.002>
8. *Беляев И.В., Бычков О.П., Зайцев М.Ю., Копьев В.А., Копьев В.Ф., Остриков Н.Н., Фараносов Г.А., Чернышев С.А.* Разработка стратегии активного управления волнами неустойчивости в невозбужденных турбулентных струях // *Изв. РАН. МЖГ.* 2018. № 3. С. 14–27.
<https://doi.org/10.7868/S0568528118030027>
9. *Hussain A.F., Zaman K.* The preferred mode of the axisymmetric mode // *J. Fluid Mech.* 1981. V. 110. P. 39–71.
<https://doi.org/10.1017/S0022112081000608>
10. *Nathan G., Mi J., Alwahabi Z., Newbold G., Nobes D.* Impacts of a jet's exit flow pattern on mixing and combustion performance // *Prog. Energy Combust. Sci.* 2006. V. 32. P. 496–538.
<https://doi.org/10.1016/j.peecs.2006.07.002>
11. *Reynolds A.J.* Observations of a liquid-into-liquid jet // *J. Fluid Mech.* 1962. V. 14. P. 552–556.
<https://doi.org/10.1017/S0022112062001433>
12. *Леманов В.В., Терехов В.В., Шаров К.А., Шумейко А.А.* Экспериментальное исследование затопленных струй при низких числах Рейнольдса // *Письма ЖТФ.* 2013. Т. 39. В. 9. С. 34–40.
13. *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.
<https://doi.org/10.7868/S0568528118010103>
14. *Zayko J., Teplovodskii S., Chicherina A., Vedenev V., Reshmin A.* Formation of free round jets with long laminar regions at large Reynolds numbers // *Physics of Fluids.* 2018. V. 30. Art. № 043603.
<https://doi.org/10.1063/1.5021017>
15. *Mullin T.* Experimental studies of transition to turbulence in a pipe // *Ann. Rev. Fluid Mech.* 2011. V. 43. P. 1–24.
<https://doi.org/10.1146/annurev-fluid-122109-160652>
16. *Avila K., Moxey D., De Lozar A., Avila M., Barkley D., Hof B.* The onset of turbulence in pipe flow // *Science.* 2011. V. 333. P. 192–196.
<https://doi.org/10.1126/science.1203223>
17. *Никитин Н.В., Пиманов В.О.* О поддержании колебаний в локализованных турбулентных структурах в трубах // *Изв. РАН. МЖГ.* 2018. № 1. С. 68–76.
<https://doi.org/10.7868/S0568528118010073>
18. *Takahashi F., Mizomoto M., Ikai S.* Transition from laminar to turbulent free jet diffusion flame // *Combust. Flame.* 1982. V. 48. P. 85–95
[https://doi.org/10.1016/0010-2180\(82\)90117-1](https://doi.org/10.1016/0010-2180(82)90117-1)
19. *Леманов В.В., Лукашов В.В., Абдрахманов Р.Х., Арбузов В.А., Дубнищев Ю.Н., Шаров К.А.* Режимы неустойчивого истечения и диффузионного горения струи углеводородного горючего // *Физика горения и взрыва.* 2018. Т. 54. № 3. С. 3–12.
<https://doi.org/10.15372/FGV20180301>
20. *Рид Р., Шервуд Дж., Праусниц Т.* Свойства газов и жидкостей. Л.: Химия, 1982. 592 с.
21. *Дубнищев Ю.Н., Арбузов В.А., Белоусов П.П., Белоусов П.Я.* Оптические методы исследования потоков. Новосибирск: Сиб. унив. изд-во, 2003. 418 с.
22. *Дубнищев Ю.Н., Арбузов В.А., Лукашов В.В., Шаров К.А., Леманов В.В.* Исследование струйного горения водорода с помощью гильберт-диагностики // *Автометрия.* 2019. Т. 55. № 1. С. 21–25.
<https://doi.org/10.15372/AUT20190103>
23. *Ахметбеков Е.К., Бильский А.В., Ложкин Ю.А., Маркович Д.М., Токарев М.П., Тюрюшкин А.Н.* Система управления экспериментом и обработки данных, полученных методами цифровой трассерной визуализации (ActualFlow) // *Вычисл. методы и программирование.* 2006. Т. 7. С. 79–85.
24. *Kuan C.L., Wang T.* Investigation of the intermittent behavior of transitional boundary layer using a conditional averaging technique // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 1990. V. 3. № 2. P. 157–173.
[https://doi.org/10.1016/0894-1777\(90\)90084-K](https://doi.org/10.1016/0894-1777(90)90084-K)
25. *Lemanov V., Lukashov V., Sharov K., Nezavitin D.* Turbulent spots in the flame of a diffusion torch // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2019. V. 1382. Art. № 012058.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1382/1/0120>