Теплофизика и аэромеханика, *2012*, *том 19*, *№ 2*

УДК 536.24: 532

Эволюция кинематической структуры потока за поперечным выступом в канале на переходных режимах течения*

О.А. Душина, В.М. Молочников, Н.И. Михеев, А.А. Паерелий

Исследовательский центр проблем энергетики КазНЦ РАН, *Казань*

E-mail: vmolochnikov@mail.ru

Представлены результаты визуализации отрывного течения за поперечными выступами двух форм в канале в диапазоне чисел Рейнольдса, включающем различные этапы перехода к турбулентности. Получены данные о динамике кинематической структуры течения и эволюции крупномасштабных поперечных вихревых структур, формирующихся в слое смешения на поздних стадиях ламинарно-турбулентного перехода. Выполнена количественная оценка частоты формирования вихрей и скорости их конвективного переноса. Выявлены особенности структуры течения для выступов исследуемых форм.

Ключевые слова: визуализация течения, ламинарно-турбулентный переход, крупномасштабные вихревые структуры, динамика кинематической структуры потока, поперечный выступ.

Введение

Отрыв потока является одним из наиболее сложных явлений, присущих течению вязкой жидкости. Изучению отрывных течений посвящено значительное количество экспериментальных и теоретических работ. Самостоятельным направлением подобных исследований является проблема ламинарно-турбулентного перехода в области отрыва потока. Известно, что при достижении некоторого числа Рейнольдса отрыв ламинарного потока сопровождается потерей устойчивости течения и переходом к турбулентности. На поздних стадиях перехода в слое смешения могут формироваться крупномасштабные поперечные вихревые структуры, которые выносятся из отрывной области [1–3]. Чаще всего образование поперечных вихрей наблюдается при отрыве потока за препятствиями [1]. Именно эта стадия перехода является наименее изученной. Так, на сегодняшний день нет единого мнения, связан ли механизм возникновения вихревых структур с конвективной неустойчивостью сдвигового слоя за точкой отрыва или формирование вихрей обусловлено глобальной неустойчивостью всей отрывной зоны (так называемая «неустойчивость к сходу вихря») [4, 5].

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 10-08-00428, № 10-08-00426) и ФЦП “Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007-2013 гг.” (ГК № 16.518.11.7015).

© Душина О.А., Молочников В.М., Михеев Н.И., Паерелий А.А., 2012

Большинство исследований ламинарно-турбулентного перехода при отрыве потока относится к внешним течениям. В частности, установлено, что переход к турбулентности в области отрыва ламинарного пограничного слоя является следствием пространственного усиления возмущений первоначально малой амплитуды [1], а начальная стадия перехода может быть описана на основе линейной теории устойчивости. Получены результаты теоретического, экспериментального и численного изучения характеристик возмущений на линейной и нелинейной стадиях их развития.

Переход к турбулентности при обтекании препятствий изучался, главным образом, на примере обращенного назад уступа [4–15]. Можно выделить расчетно-экспериментальную работу [15], в которой представлены результаты термоанемометрических измерений скорости потока за обратным уступом в диапазоне чисел Рейнольдса, включающем как ламинарный характер течения в рециркуляционной области, так и некоторые стадии потери устойчивости оторвавшегося сдвигового слоя и переход к турбулентности, а также экспериментальную работу [10], в которой впервые предпринята попытка определения структуры потока в рециркуляционной области за обратным уступом при низких числах Рейнольдса (порядка 1000) при помощи высокоскоростного метода PIV (Particle Image Velocimetry). Отрыв потока за единичным поперечным выступом (ребром) на переходных режимах изучался крайне редко [16–19] и преимущественно посредством численного моделирования.

Переход к турбулентности при отрыве потока за препятствиями в каналах имеет ряд особенностей: отрывная область развивается в условиях продольного градиента давления, величина которого зависит от формы препятствия и соотношения высот препятствия и канала; течение перед препятствиями, как правило, отличается от двумерного, что вызвано влиянием боковых стенок канала и т. д. Эти течения изучены в меньшей степени, тем не менее, ламинарно-турбулентный переход при отрыве потока в каналах имеет важные практические приложения. Более ранний, по сравнению с гладким каналом, переход к турбулентности, вызванный отрывным обтеканием расположенных на теплообменной поверхности элементов дискретной шероховатости (выступов), приводит к существенной интенсификации теплоотдачи, что может использоваться при разработке современных теплообменных устройств и систем охлаждения. Однако для ламинарных и переходных режимов полная картина течения отсутствует и, соответственно, не до конца ясны механизмы интенсификации теплообмена.

В настоящей работе представлены результаты дымовой визуализации течения за препятствиями двух форм в канале — тонким поперечным выступом (ребром) и поперечным полуцилиндрическим выступом. Получена качественная и количественная информация о динамике кинематической структуры потока и эволюции вихревых структур на различных этапах перехода к турбулентности.

Экспериментальное оборудование и методика выполнения исследований

Исследования проводились в рабочем участке (рис. 1) специализированной экспериментальной установки, который представлял собой прямоугольный канал шириной $B = 50$ мм и высотой $H = 20$ мм со светопрозрачными стенками, выполненными из оргстекла. Длина канала составляла 250 мм. Расход воздуха в тракте установки обеспечивался вакуумными насосами и поддерживался постоянным на одном режиме измерений при помощи набора поверенных критических сопел, расположенных ниже по потоку от рабочего участка. Погрешность поддержания расхода не превышала 0,25 %.

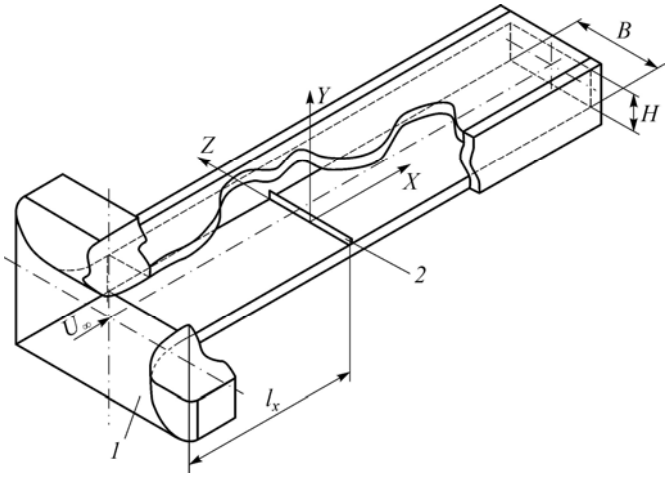

Рис. 1. Схема рабочего участка: *1* — плавный вход, *2* — выступ.

На широкой стенке рабочего участка на расстоянии 100 мм от входа устанавливалось препятствие, занимающее всю ширину канала: тонкий поперечный выступ (ребро) высотой $h = 4$ мм с острой кромкой (рис. 2, *a*) или поперечный полуцилиндрический выступ радиусом 3 мм ($h = 3$ мм) (рис. 2, *b*).

Для визуализации течения использовался метод дымящейся проволочки. Нихромовые проволочки с нанесенным на них слоем масла устанавливались вдоль образующей плавного входа в рабочий участок. При пропускании тока через проволочки масло испарялось, создавая концентрированный дымовой след. Съемка картины течения выполнялась в световом ноже в плоскости симметрии канала $x0y$ (см. рис. 1) с помощью скоростной камеры Fastec HiSpec с частотой съемки 500 кадр/с при разрешении кадра 1280×1024 пикселя. Диапазон исследованных чисел Рейнольдса составлял $\mathrm{Re}_H = U_0 H/\nu = 372–8536$, при этом для тонкого поперечного выступа $\mathrm{Re}_h = U_1 h/\nu = 93–2134$, а для полуцилиндрического выступа $\mathrm{Re}_h = 66–1514$. Здесь U_0 — среднерасходная скорость невозмущенного потока, U_1 — среднерасходная скорость потока в зазоре между выступом и противоположной стенкой канала, ν — кинематическая вязкость рабочей среды (воздуха).

Результаты исследований

Динамику структуры отрывного течения за выступами исследуемых форм на различных этапах ламинарно-турбулентного перехода можно проследить по результатам дымовой визуализации течения. Анализ полученных видеороликов с исполь-

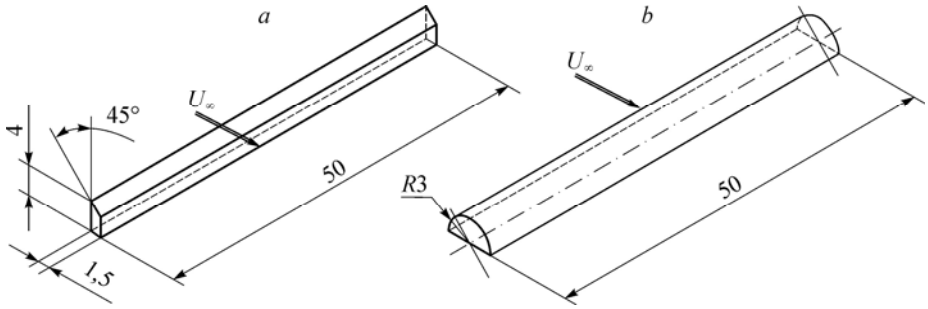

Рис. 2. Схема тонкого (*a*) и полуцилиндрического (*b*) выступов.

зованием режима замедленного просмотра (с частотой кадров 25 кадр/с), а также их покадровой разбивки показал, что при $\mathrm{Re}_H < 500$ обтекание ***тонкого поперечного выступа (ребра)*** имеет ламинарный характер (рис. 3, *a*): за выступом отчетливо видна характерная для этого режима картина течения с замкнутой рециркуляционной областью. При увеличении числа Рейнольдса до $\mathrm{Re}_H \approx 510$ ($\mathrm{Re}_h \approx 130$) в слое смешения вниз по потоку от выступа начинается формирование крупномасштабных поперечных вихревых структур (рис. 3, *b*), которые сносятся в направлении внешнего потока. При этом расстояние от выступа до области начала формирования вихрей x_r колеблется в продольном направлении в диапазоне $x_r = 7{,}7h–11h$ с низкой (порядка единиц Гц) частотой и эти колебания не являются регулярными. На этом режиме вихри в области присоединения потока не взаимодействуют со стенкой, а процесс вихреобразования является квазипериодическим. Частота формирования вихрей, полученная по данным визуализации, составляет порядка $f_в = 12–13$ Гц.

При увеличении числа Рейнольдса до $\mathrm{Re}_H = 604$ ($\mathrm{Re}_h \approx 150$) размер поперечных вихрей увеличивается, область начала их формирования смещается в сторону выступа ($x_r = 6{,}8h–9{,}4h$), а частота вихреобразования возрастает до $f_в \approx 15–16$ Гц.

При $\mathrm{Re}_H = 798$ начало образования вихрей смещается еще ближе к выступу и находится в пределах $x_r = 3{,}6h–5{,}7h$, сами вихри увеличиваются в размере. Частота их формирования повышается до $f_в \approx 23$ Гц. Начиная с этого режима, поперечные вихри за областью присоединения могут следовать на разной высоте, в отдельные моменты времени практически достигая оси канала ниже по потоку за областью присоединения. При дальнейшем увеличении числа Рейнольдса область начала вихреобразования продолжает смещаться в сторону выступа, а частота образования вихрей возрастает: на режиме $\mathrm{Re}_H = 922$ $x_r = 3{,}4h–5{,}5h$, а $f_в \approx 28$ Гц, при $\mathrm{Re}_H = 1111$ $x_r = 2{,}6h–5{,}4h$ и $f_в \approx 40$ Гц.

При $\mathrm{Re}_H = 1298$ (рис. 3, *c*) $f_в \approx 60$ Гц и впервые становятся заметными процессы попарного слияния крупномасштабных вихревых структур, хотя они еще достаточно редки. Начиная с $\mathrm{Re}_H = 2954$, эти процессы происходят значительно чаще,

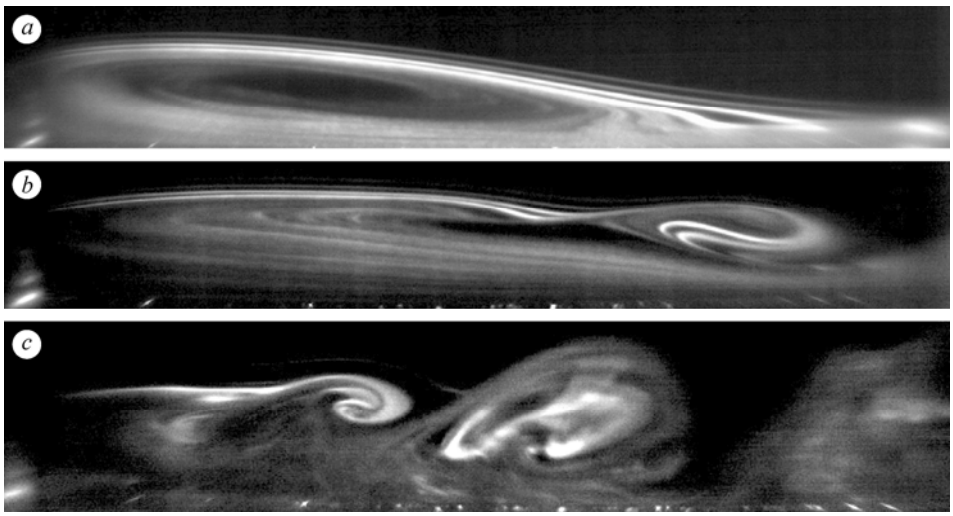

Рис. 3. Визуализация отрывного течения за тонким поперечным выступом на различных этапах ламинарно-турбулентного перехода.

$\mathrm{Re}_H = 372$ (*a*), 511 (*b*), 1298 (*c*). Направление потока слева направо.

что, по-видимому, является следствием усиления взаимодействия между последовательно движущимися вихрями. Продолжается рост частоты вихреобразования, а область начала формирования вихрей смещается до расстояния $x_r = 2{,}1h$–$3{,}5h$ от выступа.

При дальнейшем увеличении числа Рейнольдса среднее положение области начала формирования крупных вихрей в слое смешения располагается еще ближе к выступу ($\approx 1h$–$2h$), а при $\mathrm{Re}_H \geq 6620$ оно стабилизируется в непосредственной близости от выступа.

По результатам визуализации была выполнена приближенная оценка скорости переноса $U_к$ крупномасштабных вихревых структур. Установлено, что в интервале $\mathrm{Re}_H \approx 511$–$604$ во всей области наблюдений $U_к$ практически неизменна и составляет $U_к \approx 0{,}6U_0$–$0{,}65U_0$. В интервале $\mathrm{Re}_H \approx 798$–$1298$ на начальных этапах формирования вихрей ($x/h = 5$–6) $U_к \approx 0{,}6U_0$–$0{,}65U_0$ и увеличивается вниз по потоку до $U_к \approx 0{,}9U_0$–$0{,}95U_0$ на расстоянии $x/h = 7$–8. При $\mathrm{Re}_H \geq 2954$ в области $x/h = 1{,}5U_к$–2 $U_к \approx 0{,}75U_0$ и увеличивается вниз по потоку до $U_к \approx 0{,}9U_0$.

Анализ данных визуализации показал, что начиная с $\mathrm{Re}_H = 604$ эволюция крупных вихрей в области присоединения потока может происходить по двум основным сценариям. Согласно первому из них, крупные вихри, сформированные в слое смешения, сносятся в направлении внешнего течения, двигаясь на некотором удалении от стенки и практически не взаимодействуя друг с другом (рис. 4). При развитии второго сценария (рис. 5) один из сформированных в слое смешения вихрей приближается к стенке, теряет скорость и под действием движущегося над ним следующего вихря вытягивается в направлении потока, а затем разделяется на две части меньших размеров (пропорции могут быть различны), одна из которых продолжает движение с внешним потоком, а вторая попадает в область возвратного течения и перемещается вблизи стенки в сторону выступа (рис. 5, *d*, *e*). Такое поведение поперечных вихревых структур наблюдается до $\mathrm{Re}_H \approx 1300$. Отметим, что основная масса жидкости, заключенной в движущейся в сторону выступа части вихря, достигает выступа и вновь попадает в сдвиговой слой, где участвует в формировании новых поперечных вихревых структур, а меньшая масса этой жидкости при движении к выступу захватывается соседними с разрушившимся вихрями и уносится ими вниз по потоку.

При обтекании ***полуцилиндрического выступа*** ламинарный характер течения в рециркуляционной области сохраняется до $\mathrm{Re}_H = 798$ ($\mathrm{Re}_h = 106$) (рис. 6, *a*). В диапазоне $\mathrm{Re}_H = 922$–1111 ($\mathrm{Re}_h = 122$–147) на некотором расстоянии от выступа наблюдаются периодические возмущения в струйках дыма, свидетельствующие о начале потери устойчивости сдвигового слоя (рис. 6, *b*). С ростом числа Рейнольдса в указанном диапазоне амплитуда возмущений нарастает, струйки дыма приобретают характерную «грибообразную» форму (рис. 6, *c*), однако характер этих возмущений не позволяет диагностировать их как поперечные вихревые образования.

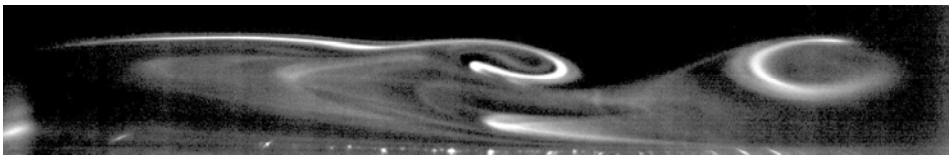

Рис. 4. Реализация первого сценария эволюции поперечных вихрей при обтекании тонкого поперечного выступа на режиме $\mathrm{Re}_H = 604$.

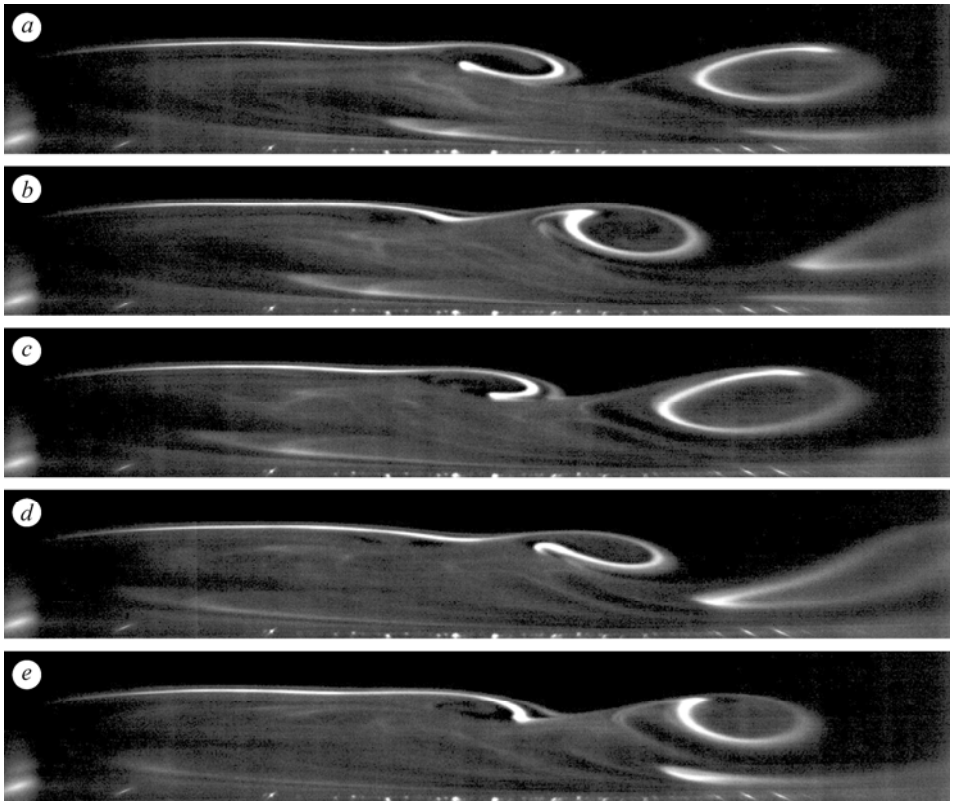

Рис. 5. Визуализация обтекания выступа с острой кромкой при $\mathrm{Re}_H = 604$. Реализация второго сценария эволюции поперечных вихрей. Временная задержка между кадрами: $\Delta t = 30$ мс.

Формирование поперечных вихрей в слое смешения начинается при $\mathrm{Re}_H \approx 1300$ (рис. 6, *d*). Частота формирования, определенная по данным визуализации потока, составляет $f_в \approx 50–55$ Гц. Как и в случае с тонким выступом, область начала вихреобразования совершает колебательные движения в продольном направлении и для данного режима $x_г = 6{,}6h–12{,}3h$. Формирование вихрей также является квазипериодическим. Кроме того, начиная с данного режима, в слое смешения наблюдаются описанные выше для случая с тонким выступом сценарии эволюции поперечных вихрей в области присоединения потока, которые реализуются до $\mathrm{Re}_H = 4240$ ($\mathrm{Re}_h = 560$) включительно. Отметим, что при $\mathrm{Re}_H = 1298$ за полуцилиндрическим выступом было впервые зафиксировано слияние пар поперечных вихрей в сдвиговом слое.

Как и в случае тонкого выступа, с увеличением числа Рейнольдса область начала формирования поперечных вихрей в сдвиговом слое смещается в сторону выступа. Зависимость изменения положения этой области от числа Рейнольдса, полученная по данным визуализации обтекания тонкого и полуцилиндрического поперечных выступов, показана на рис. 7. Каждому режиму соответствуют два предельных значения этого положения (границы области). Отметим, что в случае обтекания полуцилиндрического выступа при $\mathrm{Re}_H \geq 750$ результаты оценки являются приближенными, поскольку на этих режимах рассматриваемая область располагается достаточно близко к выступу, а положение точки отрыва на самом полуцилин-

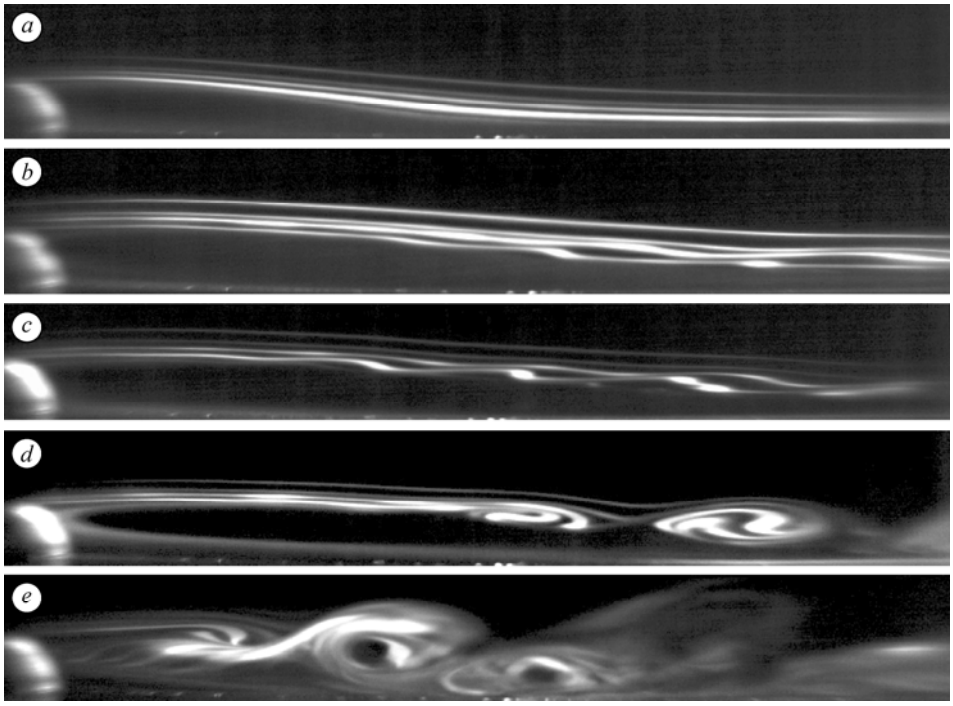

Рис. 6. Визуализация отрывного течения за поперечным полуцилиндрическим выступом на различных этапах ламинарно-турбулентного перехода.
Re_H = 604 (*a*), 922 (*b*), 1111 (*c*), 1298 (*d*), 1839 (*e*).

дрическом выступе определить весьма сложно, при числах Рейнольдса $\mathrm{Re}_H \geq 4240$ диагностирование положения области начала формирования вихрей затруднено из-за быстрого размывания струек дыма. Частота образования вихрей с ростом числа Рейнольдса увеличивается (см. табл.).

Приближенная оценка скорости переноса крупномасштабных вихревых структур на начальных этапах их формирования показала, что при Re_H = 1298 $U_к \approx 0{,}5U_1$–$0{,}55U_1$ повышается вниз по потоку до $U_к \approx 0{,}7U_1$–$0{,}75U_1$ и при $\mathrm{Re}_H \geq 1839$ стабилизируется на этих значениях.

Следует отметить, что по данным визуализации течения интегральный масштаб поперечных вихрей, которые формируются в слое смешения за полуцилиндрическим выступом, меньше, чем в случае тонкого поперечного выступа.

Результаты визуализации течения позволяют сделать вывод, что зарождение крупномасштабных вихревых структур в слое смешения на поздней стадии ламинарно-турбулентного перехода в отрывном течении за выступами связано с потерей устойчивости сдвигового слоя, которая начинает проявляться в области присоединения потока, что особенно отчетливо видно

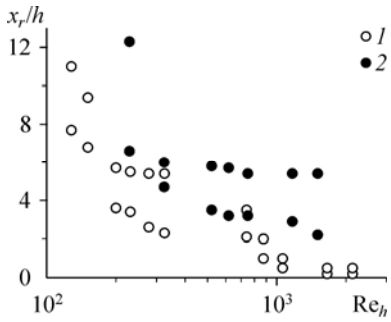

Рис. 7. Зависимость положения области начала формирования вихрей в слое смешения за выступом от числа Рейнольдса.
1 — тонкий поперечный выступ, *2* — полуцилиндрический выступ.

Таблица

Частота вихреобразования за полуцилиндрическим выступом

Re_H	1298	1839	2954	3500	4240	6620	8535
$f_в$	50…55	60	120	238	363	370	370

на картинах визуализации течения за полуцилиндрическим выступом. Однако дальнейшая эволюция крупномасштабных квазипериодических структур определяется все же глобальной неустойчивостью всей отрывной области. В пользу этого предположения свидетельствуют обнаруженные в экспериментах существенные продольные колебания области начала формирования вихрей, взаимосвязанные, по-видимому, с колебаниями всей отрывной области. Иначе говоря, нарастающие при потере устойчивости колебания сдвигового слоя могут являться своеобразным «спусковым механизмом» формирования вихрей. Дальнейшая эволюция вихревых структур является достаточно сложной и включает уже описанные выше сценарии поведения вихрей в области присоединения потока, а также обнаруженные явления слияния (объединения) соседних вихрей в некотором диапазоне чисел Рейнольдса, который определяется в том числе и формой препятствия.

Заключение

В результате визуальных экспериментальных исследований получены данные о динамике кинематической структуры потока за полуцилиндрическим и тонким поперечным выступами в канале в диапазоне чисел Рейнольдса, включающем различные стадии перехода к турбулентности.

Установлено влияние формы поперечного выступа на критическое значение числа Рейнольдса, соответствующее началу ламинарно-турбулентного перехода в канале. Для тонкого выступа это значение составляет $\mathrm{Re}_H \approx 500$ ($\mathrm{Re}_h \approx 130$), а для полуцилиндрического выступа $\mathrm{Re}_H \approx 1300$ ($\mathrm{Re}_h \approx 230$).

Выявлены два наиболее вероятных сценария эволюции крупных вихрей в области присоединения потока. Для каждой формы выступа определен диапазон чисел Рейнольдса, в пределах которого реализуются эти сценарии. Обнаружен эффект попарного слияния вихрей в области присоединения потока при $\mathrm{Re}_H > 1300$ для выступов обеих форм.

Выполнена оценка частоты формирования вихревых структур в слое смешения. Получена зависимость этой частоты от числа Рейнольдса.

Установлено, что область начала формирования крупномасштабных вихрей в слое смешения совершает низкочастотные колебания в продольном направлении. Амплитуда этих колебаний на режиме начала формирования вихрей составляет $3{,}3h$–$5{,}7h$ и уменьшается с ростом числа Рейнольдса.

Выполнена оценка скорости U_k переноса крупномасштабных вихревых структур, формирующихся в слое смешения на различных этапах ламинарно-турбулентного перехода. Показано, что на начальной стадии формирования вихрей $U_k = 0{,}5U_1$–$0{,}6U_1$ и увеличивается вниз по потоку до $0{,}7U_1$–$0{,}9U_1$.

Показано, что начало формирования крупномасштабных вихревых структур в области присоединения за выступами на поздних стадиях перехода к турбулентности является следствием развития неустойчивости сдвигового слоя. Предполагается, что дальнейшая эволюция вихрей определятся глобальной динамикой течения в канале.

Список литературы

1. **Бойко А.В., Грек Г.Р., Довгаль А.В., Козлов В.В.** Возникновение турбулентности в пристенных течениях. Новосибирск: Наука. Сиб. предприятие РАН. 1999. 328 с.
2. **Kiya M.** Separation bubbles // Theoretical and Applied Mechanics / Eds. P. Germain, M. Piau, D. Caillerie. Elsevier Sci. Pub. B.V., 1989. P. 173–191.
3. **Denham M.K., Patrick M.A.** Laminar flow over a downstream facing step in a two-dimensional channel // Transactions of the Institute of Chemical Engineers. 1974. Vol. 52. P. 361–367.
4. **Довгаль А.В., Сорокин А.М.** Неустойчивость течения в зоне отрыва ламинарного пограничного слоя к сходу периодических вихрей // Теплофизика и аэромеханика. 2001. Т. 8, № 2. С. 189–197.
5. **Довгаль А.В., Сорокин А.М.** Экспериментальное моделирование периодического вихреобразования при отрыве течения за уступом поверхности // Теплофизика и аэромеханика. 2002. Т. 9, № 2. С. 193–200.
6. **Синха С.Х., Гупта А.К., Оберай М.М.** Ламинарное отрывное обтекание уступов и каверн. Ч. I. Течение за уступом // Ракетная техника и космонавтика. 1981. Т. 19, № 12. С. 33–37.
7. **Wee D., Yi T., Annaswamy A., Ghoniem A.** Self-sustained oscillations and vortex shedding in backward-facing step flows: simulation and linear instability analysis // Physics of Fluids. 2004. Vol. 16. P. 3361–3373.
8. **Iwai H., Nakabe K., Suzuki K.** Flow and heat transfer characteristics of backward-facing step laminar flow in a rectangular duct // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2000. Vol. 43, No. 3. P. 457–471.
9. **Tylli N., Kaiktis L., Ineichen B.** Sidewall effects in flow over a backward-facing step: Experiments and numerical simulations // Physics of Fluids. 2002. Vol. 14. P. 3835–3845.
10. **Boiko A., Dovgal A., Hein S., Henning A.** Particle image velocimetry of a low-Reynolds-number separation bubble // Exp. Fluids. 2011. Vol. 50, No. 1. P. 13–21.
11. **Yanase S., Kawahara G., Kiyama H.** Three-dimensional vortical structures of a backward-facing step flow at moderate Reynolds numbers // J. Phys. Soc. Jap. 2001. Vol. 70, No. 12. P. 3550–3555.
12. **Rani H.P., Sheu T.W.H., Tsai E.S.F.** Eddy structures in a transitional backward-facing step flow // J. Fluid Mech. 2007. Vol. 588. P. 43–58.
13. **Chiang T.P., Sheu T.W.H.** A numerical revisit of backward-facing step flow problem // Phys. Fluids. 1999. Vol. 11, No. 4. P. 862–874.
14. **Gresho P.M., Gartling D.K., Torczynski J.R., Cliffe K.A., Winters K.H., Garratt T.J., Spence A. I.** Is the steady viscous incompressible two-dimensional flow over a backward-facing step at Re = 800 stable? // Int. J. Numer. Meth. in Fluids. 1993. Vol. 17. P. 501–541.
15. **Lee T., Mateescu D.** Experimental and numerical investigation of 2-D backward-facing step flow // J. Fluids Struct. 1998. Vol. 12, No. 6. P. 703–716.
16. **Yanaoka H., Inamura T., Kobayashi R.** Numerical simulation of separated flow transition and heat transfer around a two-dimensional rib // Heat Transfer — Asian Research. 2007. Vol. 36, Iss. 8. P. 513–528.
17. **Хун, Се, Ши.** Численный расчет отрыва и присоединения потока при ламинарном обтекании установленного на плоской поверхности ребра // Современное машиностроение. Сер. А. 1991. № 9. С. 43–51.
18. **Pauley L.L., Moin P., Reynolds W.C.** The structure of two-dimensional separation // J. Fluid Mech. 1990. Vol. 220. P. 397–411.
19. **Alam M., Sandham N.D.** Direct numerical simulation of “short” laminar separation bubbles with turbulent reattachment // J. Fluid Mech. 2000. Vol. 410. P. 1–28.

Статья поступила в редакцию 17 мая 2011 г.