

УДК 532.525

ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕЧЕНИЯ В СЛЕДЕ ЗА ТРЕУГОЛЬНЫМИ ПРИЗМАМИ

© 2019 г. Чжу Жуй^a, Ли Шан^a, Цзян Цзянхуа^a, Бао Фэн^a, Лю Чжижун^{a,*}

^a School of Aerospace Engineering, Xiamen University, Xiamen, China

* E-mail: 19122919@qq.com

Поступила в редакцию 21.01.2019 г.

После доработки 06.02.2019 г.

Принята к публикации 20.03.2019 г.

Влияние числа Рейнольдса и геометрии треугольной призмы на характеристики течения в следе за телом исследованы путем визуализации течения при помощи пузырьков водорода, посредством численного моделирования и путем измерений скорости по изображениям частиц (Particle Image Velocimetry (PIV)). Основная информация о течении, включая распределения завихренности, осредненные по времени поля течения и данные по турбулентным напряжениям, получена обработкой поля скоростей; на этой основе изучена динамика течения. Результаты моделирования и экспериментов показывают, что отрыв потока происходит только с верхней или нижней вершины донной части тела. С увеличением числа Рейнольдса при фиксированном значении угла при вершине призмы период срыва вихрей уменьшается, а сам срыв вихрей становится более интенсивным. При увеличении угла при вершине тела и фиксированном числе Рейнольдса возрастают период и интенсивность срыва вихрей, а также размеры области следа; это приводит к уменьшению числа Струхала и росту неустойчивости течения в следе. Увеличение угла при вершине тела приводит к более быстрому росту компоненты скорости U_y , в результате чего замедляется зарождение обратного течения и растет время одного цикла срыва вихря. Ускорение в обратном течении превышает рост компоненты скорости U_x ; поэтому время зарождения обратного течения уменьшается с ростом числа Рейнольдса. Основная доля кинетической энергии турбулентности производится за счет величин E_{tk1} и E_{tk4} . Наибольшая степень турбулизации в поперечном направлении достигается для треугольной призмы с углом 75° , что приводит к наибольшему сопротивлению течения в следе.

Ключевые слова: геометрия тела, метод PIV, треугольные призмы, число Рейнольдса, кинетическая энергия турбулентности

DOI: 10.1134/S0568528119060136

Обтекание затупленного тела представляет собой классическую задачу гидромеханики, находящую широкое применение в авиационно-космической технике, строительной промышленности, транспорте и охране водных ресурсов [1]. Треугольная призма является типичным примером затупленного тела; характеристики отрыва за таким телом могут быть отличны от параметров отрыва за классическими неудобообтекаемыми телами [2, 3]. На перепад давлений в течении перед треугольной призмой и в следе за ней, сопротивление следа и частоту срыва вихрей могут влиять скорость потока (число Рейнольдса) и удлинение тела [4–6]. Треугольные призмы обладают большим потенциалом в технических приложениях, таких как измерения потоков, эффективное создание тяги и уменьшение сопротивления воздуха для малоразмерных самолетов [7, 8].

В настоящее время стоит задача экспериментального исследования динамических характеристик течения в следе за треугольной призмой и определения влияния числа Рейнольдса и геометрии тела на структурные преобразования течения в следе. В данной работе структуры и параметры течения в следе за треугольными призмами исследуются посредством численного моделирования и измерениями скоростей методом PIV при различных удлинениях призмы и числах Рейнольдса. Полученные результаты объясняют механизм течения в следе за призмами и намекают возможные технические применения этих течений.

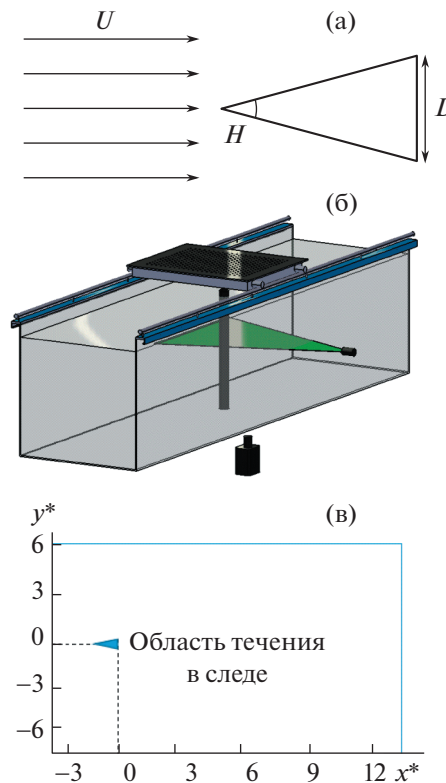


Рис. 1. Схематическое изображение эксперимента. (а) Поперечное сечение треугольной призмы; (б) измерения методом PIV; (в) область, охваченная фотокамерой

1. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальная модель, показанная на рис. 1а, изготовлена из смолы. Длина ее дна $D = 12$ мм, а удлинение ее треугольного поперечного сечения определяется углом H ; скорость потока равна U [9]. Структурные параметры экспериментальных моделей указаны в табл. 1. Поверхность треугольной призмы натерта воском для уменьшения отражения лазерного луча [10]. Скорость набегающего потока варьировалась в пределах от 0.01 до 0.2 м/с. Числа Рейнольдса, соответствующие различным скоростям, составляют 200, 300, 400, 500 и 800.

Схема измерений методом PIV представлена на рис. 1б. Верхний конец треугольной призмы установлен на тележке. На противоположной стороне лазерного устройства помещено зеркало с целью увеличения освещенности [11]. Плоскость лазера вертикальна по отношению к треугольной призме, которая находится на расстоянии 250 мм от дна гидродинамической трубы. Фотографическая съемка течения ведется скоростной камерой со стороны дна [12]. Начало координат области течения в следе принято в центре основания призмы (рис. 1в).

В табл. 2 приведены параметры PIV-устройства.

2. ВИЗУАЛИЗАЦИЯ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ В СЛЕДЕ

2.1. Визуализация течения

На рис. 2 показана визуализация отрывного течения в следе при помощи пузырьков водорода для различных треугольных призм при $Re = 500$. Видно, что течение в следе за треугольной приз-

Таблица 1. Структурные параметры

Параметр	Величина
Длина основания D	12 мм
Угол при вершине H	15°, 30°, 45°, 60°, 75°
Скорость потока U	0.01~0.2 м/с

Таблица 2. Параметры PIV-устройства

Устройство	Модель	Параметр
Лазер	Nd:YAG	15 Вт
CCD	SpeedSense 9040	1632×1200 пикселей
Объектив	Micro-Nikkor	$f = 55$ мм
Матобеспечение	Dynamic Studio	V3.31
Частицы	PSP	20 мкм

мой обладает типичной структурой (вихревая дорожка Кармана) и что визуализация позволяет точно установить положение отрыва. Для рассматриваемого течения точка отрыва всегда фиксирована в верхней либо нижней вершине основания призмы, откуда и происходит срыв вихрей.

2.2. Мгновенное течение в следе

Численное моделирование течения в следе за треугольной призмой было выполнено при помощи пакета *Fluent* с целью выявления деталей структуры течения в следе. На рис. 3а–3в мгновенные картины течения приведены в моменты времени $T/6$, $T/2$ и $2T/3$, где T – полный период трансформирования течения в следе за треугольной призмой с углом 60° при числе Рейнольдса $Re = 500$. Сам период равен 3.2 с; хорошо видны вихревая дорожка Кармана за телом и отрыв потока в след. В первой половине цикла жидкость в верхней части донной области отрывается из пограничного слоя, образуя вихрь в направлении по часовой стрелке. Во второй половине цикла жидкость в нижней части донной области отрывается из пограничного слоя, образуя вихрь в на-

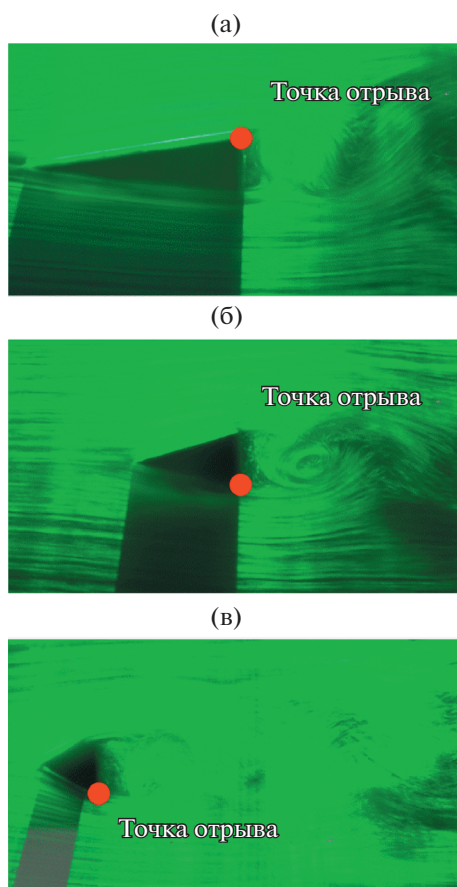


Рис. 2. Точка отрыва потока ($Re = 500$) (а) 15° ; (б) 30° ; (в) 60°

правлении против часовой стрелки. Чередующиеся отрывы потока в следе согласуются со срывами вихрей с тела. Результаты численного моделирования при различных числах Рейнольдса показывают, что с ростом числа Рейнольдса при фиксированном удлинении треугольной призмы период трансформирования течения в следе убывает, а интенсивность срыва вихрей усиливается. Результаты моделирования показывают также, что точка отрыва потока может располагаться лишь в верхней или нижней вершине основания призмы, что согласуется с результатами визуализации.

На рис. 3г представлено мгновенное поле течения в следе при $T/2$ (полный период равен 1.71 с) в случае треугольной призмы с углом 30° при $Re = 500$. Можно видеть, что трансформации течения в следе аналогичны тем, что имеют место при угле 60° , но период и интенсивность срыва вихрей убывают по сравнению со случаем треугольной призмы с 60° при одном и том же числе Рейнольдса. Результаты численного моделирования показывают, что период и интенсивность срыва вихрей возрастают с увеличением угла при вершине призмы при фиксированном числе Рейнольдса.

2.3. Осредненное течение в следе

Осредненное во времени течение в следе характеризует течение в целом и дает представление о преобладающем направлении скорости течения и ее величине [13]. Осредненное поле течения в следе за треугольной призмой рассчитывалось при помощи пакета *Fluent* при различных значениях угла при вершине тела и числах Рейнольдса; результаты расчетов представлены на рис. 3д–3з [14]. На рис. 3д, 3е видно, что интенсивность вихревой дорожки Кармана (ВДК) усиливается, т.е. ее длина и ширина растут с ростом угла при вершине призмы и фиксированном числе Рейнольдса. Эти изменения в ВДК показывают, что при обтекании верхней и нижней кромок треугольной призмы с большим углом при вершине потери энергии оказываются меньше. Данные на рис. 3ж, 3з показывают, что увеличение числа Рейнольдса приводит к интенсификации ВДК за треугольной призмой, ибо увеличение скорости потока порождает большую энергию. Из данных на рис. 3ж, 3з также следует, что рост угла при вершине тела ($60^\circ > 30^\circ$) приводит к интенсификации ВДК при фиксированных числах Рейнольдса Re (200 и 800).

3. ОБЩАЯ ДИНАМИКА ТЕЧЕНИЯ В СЛЕДЕ

Из рис. 3а видно, что когда вихрь зарождается на верхней кромке основания призмы, линии тока, перпендикулярные основанию, обтекают нижнюю кромку. Когда вихрь зарождается на нижней кромке основания, линии тока обтекают верхнюю кромку треугольной призмы (рис. 3б). Согласно теореме Томсона, вихрь, сходящий с верхней стороны основания с вращением по часовой стрелке, при отрицательном значении циркуляции должен породить направленное против часовой стрелки течение вокруг призмы с положительной циркуляцией (рис. 4а) [15].

Образование окружного течения приводит к изменениям в местной скорости вследствие взаимодействия скорости набегающего потока U и скорости окружного течения U_0 . В вершине основания треугольной призмы направление скорости потока противоположно скорости окружного течения, а местная скорость $V_1 = U_1 - U_0$ (рис. 4а). Местная скорость $V_2 = U_2 + U_0$ в донной части выше, чем V_1 ($U_1 \approx U_2$). Следовательно, жидкость стремится, согласно теореме Бернулли, течь из верхней области высокого давления в нижнюю область низкого давления [16]. В следе всегда имеет место отрыв потока с донной части тела, где уравнение Бернулли неприменимо, так что жидкость течет вверх, образуя непрерывное окружное течение. Опускное течение объединяется с основным течением, генерируя сильный вихрь, сходящий с нижней стороны тела и направленный против часовой стрелки (рис. 3в); он создает сильное окружное течение, заставляя его вращаться по часовой стрелке. Аналогичным образом, окружное течение, направленное по часовой стрелке, создает противонаправленное течение, в результате чего весь цикл повторяется (рис. 4б).

На рис. 4в показан отрыв пограничного слоя вслед за треугольной призмой. Когда жидкость течет вдоль поверхности призмы, скорость постепенно возрастает, а давление уменьшается, что приводит к утолщению пограничного слоя. Когда поток достигает точки отрыва 2, скорость жидкости достигает максимума, а давление — минимума [17]. В то же время скорость жидкости вне пограничного слоя примерно равна скорости набегающего потока, которая меньше, чем скорость жидкости в точке отрыва. Таким образом, жидкость в пограничном слое подвергается действию давления сверху и начинает движение вниз. Поток замедляется и останавливается под

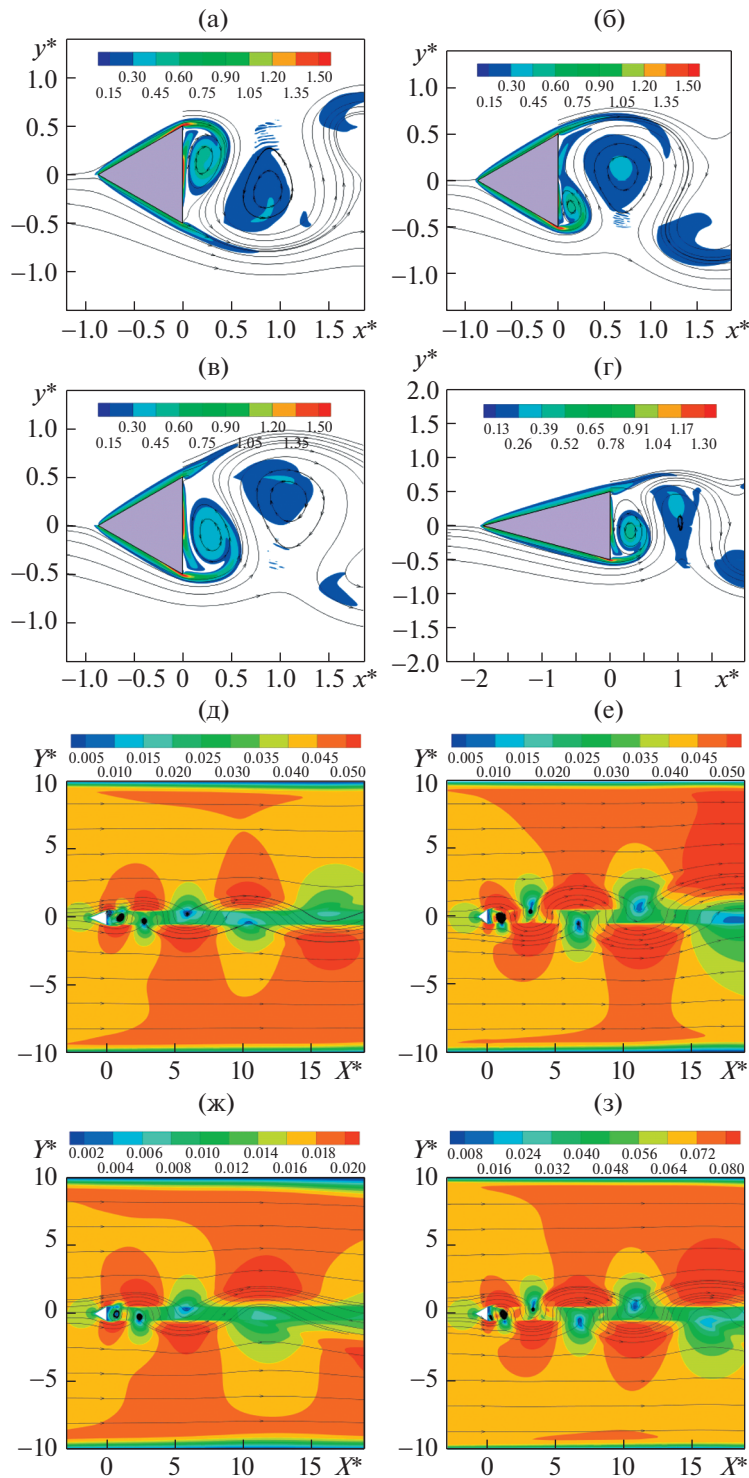


Рис. 3. Мгновенное и осредненное по времени течение в следе (а) $T/6$, 60° , $Re = 500$; (б) $T/2$, 60° , $Re = 500$; (в) $2T/3$, 60° , $Re = 500$; (г) $T/2$, 30° , $Re = 500$; (д) 45° , $Re = 500$; (е) 75° , $Re = 500$; (ж) 60° , $Re = 200$; (з) 60° , $Re = 800$

действием высокого давления в задней части тела, а затем начинает двигаться назад, достигнув точки 4. Жидкость над пограничным слоем продолжает движение вниз под действием перепада давлений и сливается с обратным течением, образуя сходящийся вихрь с направлением вращения по часовой стрелке.

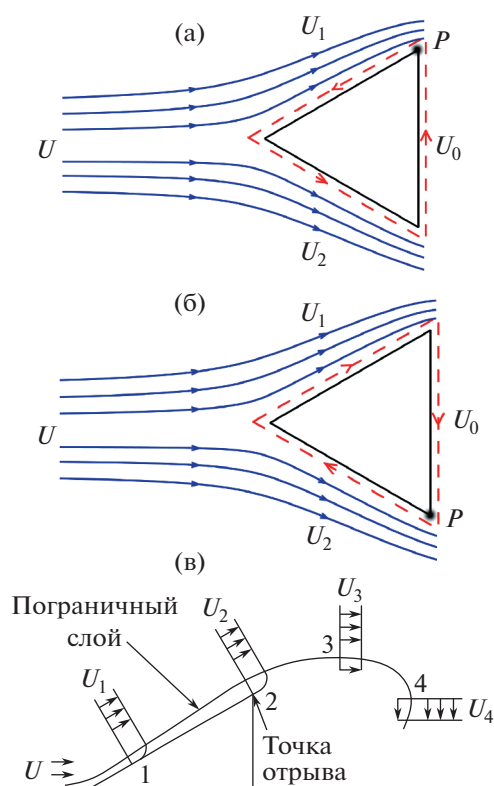


Рис. 4. Образование окружного течения и отрыв пограничного слоя: (а) против часовой стрелки; (б) по часовой стрелке; (в) отрыв пограничного слоя

Как показано выше, увеличение угла при вершине тела приводит к росту энергии течения в следе при фиксированном числе Рейнольдса. Это связано с тем, что с увеличением указанного угла длина боковой стороны тела, вдоль которой происходит окружное течение, уменьшается, что приводит к меньшим потерям энергии и росту силы, создающей большую скорость потока в точке отрыва 2. Скорость потока U может быть разложена на компоненту U_x , параллельную набегающему потоку, и U_y , перпендикулярную ему. Увеличение угла призмы приводит к более быстрому росту скорости U_y . Поскольку разность скоростей течения между жидкостью над пограничным слоем и за основанием призмы (отрыв потока) почти постоянна, ускорение опускающего течения, вызванного перепадом давлений, также не меняется. Таким образом, путь жидкости, текущей вниз, оказывается длиннее, что приводит к расширению области обратного течения и увеличивает время одного цикла срыва вихрей.

Как показано на рис. 3ж, 3з, с ростом числа Рейнольдса общее поле течения, включающее течение в следе и окружное течение, обладает большей энергией при сохранении геометрических характеристик призмы; поэтому окружное течение обладает большей интенсивностью и создает большую скорость U_x в точке отрыва 2. Поскольку скорость течения за кромкой основания призмы менее зависима от числа Рейнольдса вследствие отрыва потока, рост перепада скоростей в точке отрыва и за кромкой основания тела приблизительно таков же, что и увеличение U_x . Согласно уравнению Бернулли, величина изменения квадрата скорости равна изменению давления, так что ускорение обратного течения, вызванное перепадом давления, больше увеличения U_x . Следовательно, время, требуемое для зарождения обратного течения, убывает с увеличением числа Рейнольдса, так же как и время одного цикла срыва вихрей. Анализ динамики течения в следе за треугольной призмой хорошо объясняет результаты визуализации течения и численного моделирования. Поскольку влияние числа Рейнольдса на период срыва вихрей носит экспоненциальный характер, влияние числа Рейнольдса на трансформирование течения в следе больше, чем влияние геометрии тела (угла H).

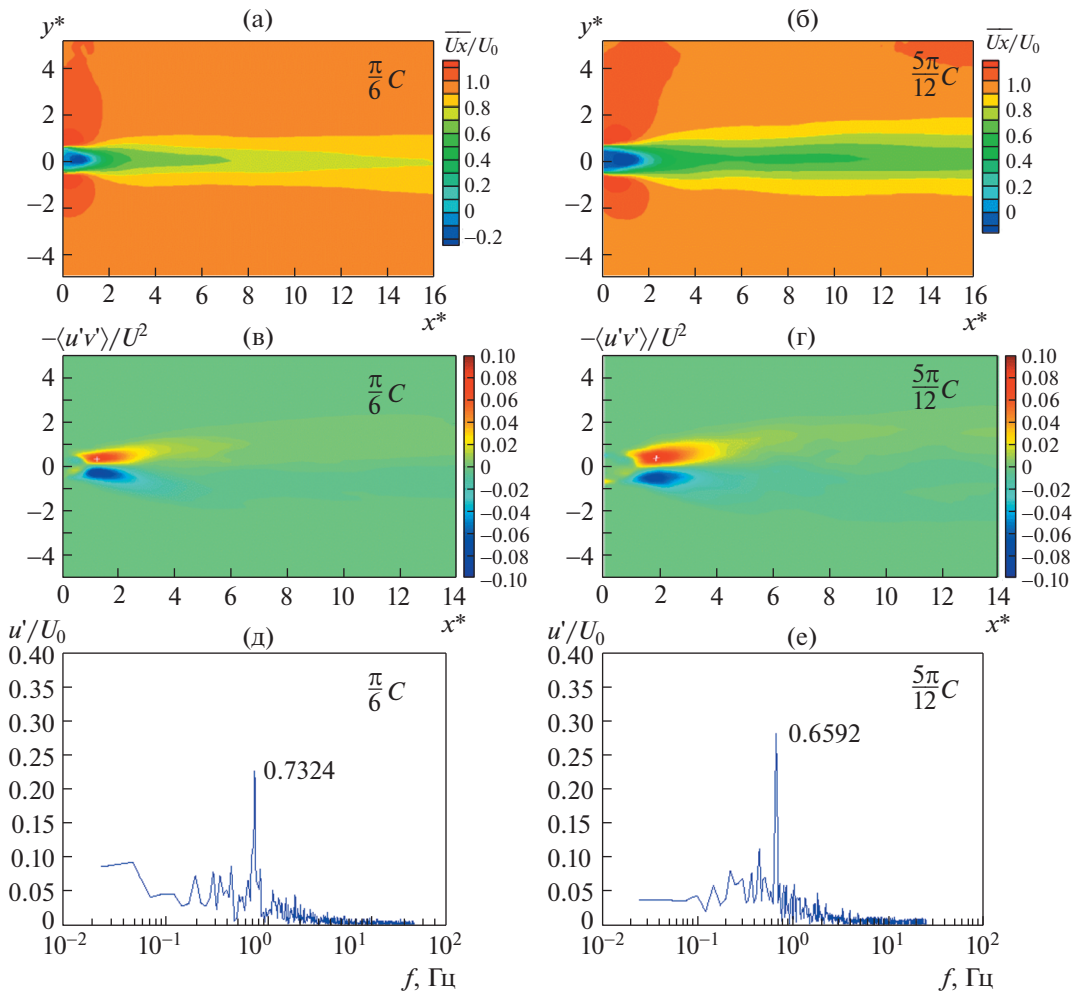


Рис. 5. Динамические характеристики течения в следе ($Re = 500$) (а) продольная скорость, 30° ; (б) продольная скорость, 75° ; (в) распределение напряжений, 30° ; (г) распределение напряжений, 75° ; (д) спектр амплитуд, 30° ; (е) спектр амплитуд, 75°

4. ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕЧЕНИЯ В СЛЕДЕ

4.1. Осредненная продольная скорость

Измерения методом PIV проведены для изучения динамических характеристик течения в следе за треугольной призмой. Данные по скорости течения в следе импортируются программным продуктом *DynamicStudio*; их дальнейшая обработка позволяет построить нефограммы осредненной во времени, безразмерной продольной скорости при различных значениях угла при вершине призмы H и $Re = 500$. Как следует из рис. 5а, 5б, эти нефограммы показывают, что ширина следа D^* и длина хвостового вихря l^* в обратном течении растут с увеличением угла H . Длина хвостового вихря l^* определяется горизонтальными координатами пересечения изоклины продольной осредненной скорости ($\bar{U}_x^* = 0$) и центральной линии следа [18]. Ширина следа D^* определяется расстоянием между максимумом пульсаций скорости в вертикальном направлении по длине хвостового вихря l^* . Размеры следа при различных значениях угла H приведены в табл. 3. Наибольшие скорости достигаются на верхней и нижней сторонах зоны обратного течения, где обмен импульсом между приходящим потоком и отрывным течением в следе наиболее интенсивен.

4.2. Турбулентное напряжение и частота схода вихрей

Напряжение Рейнольдса или турбулентное напряжение представляет собой дополнительное напряжение, обусловленное обменом импульсом в уравнении Рейнольдса, в том числе дополни-

Таблица 3. Размеры течения в следе

Угол при вершине призмы H	15°	30°	45°	60°	75°
Длина следа (l^*/D)	0.72	1.24	1.26	1.47	1.47
Ширина следа (D^*/D)	0.64	0.67	0.83	0.84	0.84

Таблица 4. Динамические параметры течения в следе

H	15°	30°	45°	60°	75°
f	0.759	0.732	0.732	0.684	0.659
St	0.217	0.210	0.210	0.196	0.189
R/U_∞	0.842	0.828	0.803	0.776	0.695

тельные нормальное и касательное напряжения. Касательное напряжение Рейнольдса ($\overline{U'V'}$) отражает флуктуационную природу обмена импульсом между высокоскоростным и низкоскоростным слоями в потоке. На рис. 5в, 5г представлены распределения безразмерного касательного напряжения Рейнольдса $-(u'v')/U_0^2$ для различных геометрий тела и $Re = 500$ [19]. Ширина распределения касательных напряжений Рейнольдса и пульсации скорости увеличиваются с ростом угла H . Пиковое значение напряжения Рейнольдса (отмеченное знаком “+” на фигурах) характеризует наиболее сильное действие сдвига, приводящее к образованию вихря. С ростом угла H положение пика напряжения Рейнольдса смещается назад в продольном направлении и вверх в поперечном направлении, что соответствует изменениям длины хвостового вихря и ширины следа.

Влияние геометрии тела (угла H) на образование, срыв и перенос вихревой дорожки Кармана в следе может быть прослежено по зависимости скорости течения в точке пикового напряжения Рейнольдса (x_s, y_s), выбранной за пробную точку. Частота схода вихрей f определяется спектральным анализом в точке ($x_0 = 2, y_0 = 0.3$) как опорной точке. Амплитудные спектры в пробной точке (x_s, y_s) при различных значениях угла H получены быстрым преобразованием Фурье, как показано на рис. 5д, 5е. [20]. Так как спектр сигнала в выбранной пробной точке тесно связан со сходом вихрей, частота достижения пиковой амплитуды в пробной точке является также и частотой трансформирования крупномасштабных вихревых структур в следе, так же как и частота схода вихревой дорожки Кармана. В табл. 4 представлены динамические параметры течения в следе для различных значений угла H при $Re = 500$. С увеличением угла H частота схода вихрей уменьшается, что указывает на увеличение времени, потребного для образования срывающегося вихря и времени одного цикла срыва вихрей.

4.3. Динамические параметры течения в следе

Число Струхалиа St представляет собой отношение местной силы инерции к подвижности среды и является характеристикой подобия нестационарных движений. В случае периодических нестационарных движений величина St характеризует периодическое подобие. Основываясь на характерной частоте f , число Струхалиа для различных геометрий можно определить как $St = fD/U$, где D – длина основания призмы, а U – скорость потока. Данные табл. 4 показывают, что с увеличением угла H величина St убывает, а поле течения в следе становится более нестационарным.

Временные и пространственные распределения нормальной пульсационной скорости при различных значениях угла H в точке ($x_0 = 2, y_0 = 0.3$) как опорной точке представлены на рис. 6. Если коэффициент корреляции между сигналами нормальной пульсационной скорости в опорной точке и любой пробной точке ниже заранее установленного порога, равного 10^{-4} [21], то между этими двумя точками не существует корреляции между структурами течения в следе. В качестве пороговой линии можно рассматривать красную пунктирную линию $\text{cov}(u'v') \approx 0$ на рис. 6г, 6д; область под ней представляет собой зону высокой корреляции, а область над ней – зону низкой корреляции. Как показывает рис. 6, для значений углов призмы 15°~45° пороговой линии не существует ни во временных, ни в пространственных распределениях, что указывает на большую стабильность течения в следе. Однако пороговая линия имеет место для углов 60° и 75°, т.е. с ростом угла H устойчивость течения в следе ослабевает. Течение в области ($x^* = 0 \sim 11, y^* = 0.3$)

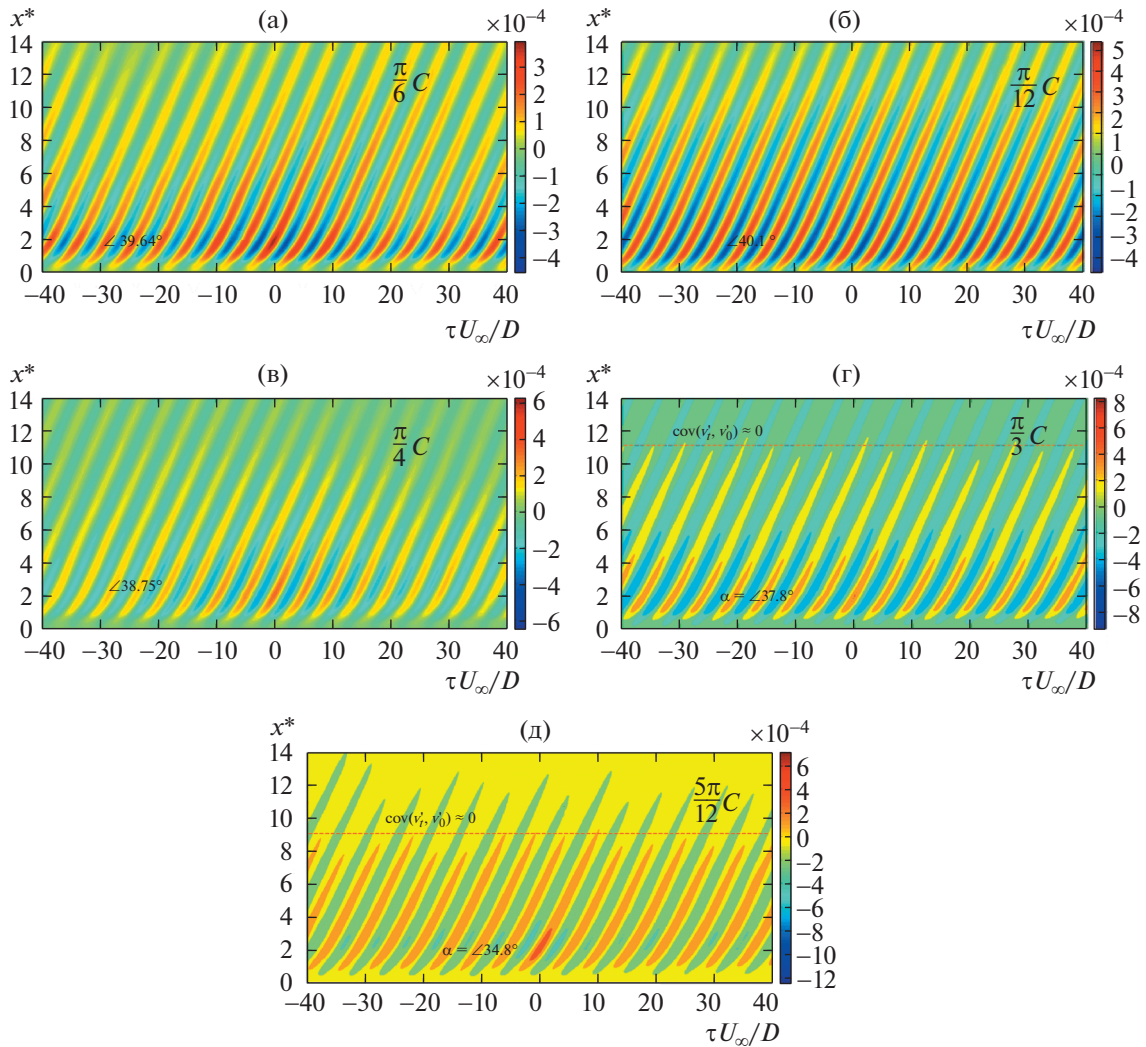


Рис. 6. Распределения нормальной пульсационной скорости ($Re = 500$) (а) 15° ; (б) 30° ; (в) 45° (г) 60° ; (д) 75°

имеет большую степень корреляции при $H = 60^\circ$, а в области ($x^* = 0 \sim 9$, $y^* = 0.3$) при $H = 75^\circ$. Течение в следе за треугольной призмой становится более неустойчивым с ростом угла призмы H , при этом энергия вихря становится нелокализованной и размывается в поперечном направлении, что усиливает взаимодействие между вихрями и препятствует устойчивому, регулярному развитию вихревой дорожки вниз по потоку. Вычисляя наклоны ярких полос с более высокими коэффициентами корреляции (значения тангенсов угла α приведены на фигурах), можно определить среднюю скорость переноса вихрей вниз по потоку R в устойчивой зоне вихревой дорожки Кармана (см. табл. 4).

4.4. Кинетическая энергия турбулентности

Распределения безразмерной завихренности при различных значениях угла H и $Re = 500$ приведены на рис. 7. Очевидно, что с ростом угла H течение в следе становится более неустойчивым. При значениях угла призмы $15^\circ \sim 45^\circ$ вихревые структуры сравнительно однородны в области $x^* = 0 \sim 14$. Однако при 60° вихревые структуры остаются сравнительно однородными лишь в области $x^* = 0 \sim 11$ и $x^* = 0 \sim 9$ соответственно, и становятся нерегулярными при дальнейшем развитии следа, когда завихренность уже не является локализованной и распространяется в поперечном направлении. Это приводит к общему уширению следа и возрастанию его сопротивления.

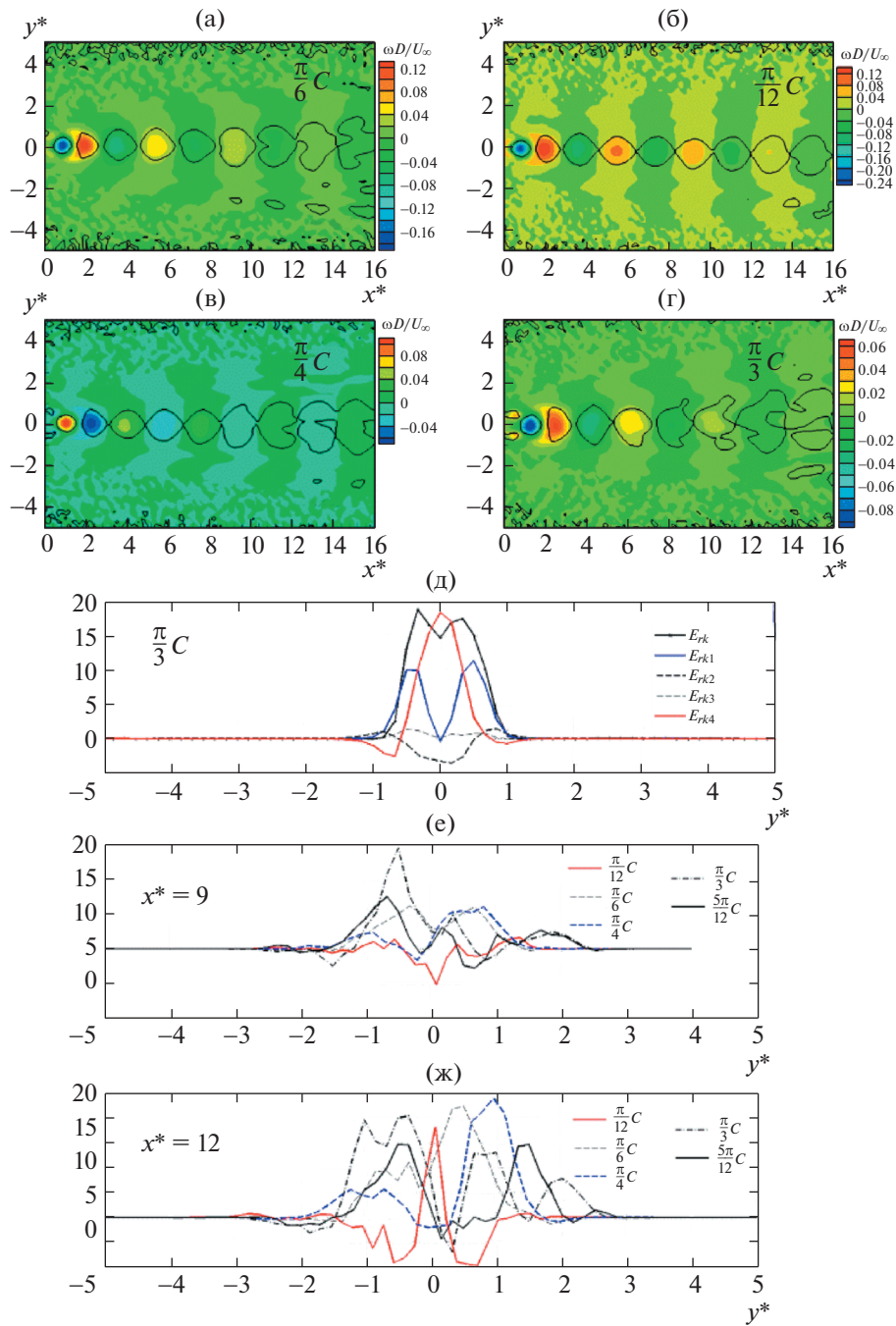


Рис. 7. Кинетическая энергия турбулентности ($Re = 500$) (а) завихренность, 15° ; (б) завихренность, 30° ; (в) завихренность, 45° ; (г) завихренность, 60° ; (д) скорость производства КЭТ ($x^* = 2$, 60°); (е) скорость производства, $x^* = 9$; (ж) скорость производства, $x^* = 12$

$$E_{tk} = \left[-\langle u'v' \rangle \frac{\partial U}{\partial y} - \langle u'^2 \rangle \frac{\partial U}{\partial x} - \langle u'v' \rangle \frac{\partial V}{\partial x} - \langle v'^2 \rangle \frac{\partial V}{\partial y} \right] \frac{D}{U_\infty^3}$$

$$E_{tk1} = -\langle u'v' \rangle \frac{\partial U}{\partial y} \frac{D}{U_\infty^3}, \quad E_{tk2} = -\langle u'^2 \rangle \frac{\partial U}{\partial x} \frac{D}{U_\infty^3}$$

$$E_{tk3} = -\langle u'v' \rangle \frac{\partial V}{\partial x} \frac{D}{U_\infty^3}, \quad E_{tk4} = -\langle v'^2 \rangle \frac{\partial V}{\partial y} \frac{D}{U_\infty^3}$$

С целью исследования влияния угла H на устойчивость течения в следе на рис. 7д–7ж приведены поперечные распределения общей скорости производства кинетической энергии турбулентности (КЭТ) и скоростей производства отдельных компонентов в уравнении баланса КЭТ. На рис. 7д эти распределения построены для точки $x^* = 2$ и угла 60° ; E_{tk1} характеризует величину касательного напряжения ($\partial U/\partial y$) и местного напряжения Рейнольдса $-(u'v')$, а E_{tk4} представляет собой величину нормальной пульсационной скорости ($\partial V/\partial y$), так что именно эти два члена в основном отвечают за производство КЭТ, тогда как вклад членов E_{tk2} и E_{tk3} меньше.

С образованием и распространением вниз по потоку вихревой дорожки в ней постоянно происходит обмен импульсом и энергией со свободным сдвиговым слоем, в результате чего производство КЭТ при $x^* = 9$ и $x^* = 12$ значительно меньше, чем при $x^* = 2$ (рис. 7е, 7ж). При $x^* = 2$ и различных значениях угла H производство КЭТ ограничено в области $y^* = -1 \sim 1$; однако при $x^* = 12$ эта область расширяется до $y^* \approx -4 \sim 4$. Ширина следа достигает максимума при угле 75° (рис. 7ж). Однако при угле 15° производство КЭТ по-прежнему ограничено областью $y^* = -1 \sim 1$ и при $x^* = 12$. Таким образом, угол 15° соответствует наименьшему развитию турбулентности в поперечном направлении, а угол 75° – наибольшему развитию и соответственно наибольшему сопротивлению следа.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнена визуализация течения в следе за треугольной призмой при помощи пузырьков водорода, а также численное моделирование течения и измерения при помощи метода PIV. Исследование имело целью выявить влияние числа Рейнольдса Re и геометрии тела на динамические характеристики рассматриваемого течения. Основные выводы таковы.

Точка отрыва потока всегда фиксирована в верхней или нижней вершине основания призмы, откуда происходит сход вихрей в след. С ростом числа Рейнольдса при фиксированной геометрии тела период трансформации течения в следе уменьшается, а срыв вихрей усиливается. Величина периода и интенсивность схода вихрей возрастают при увеличении угла призмы H при фиксированном числе Рейнольдса.

Образование окружного течения вокруг тела приводит к изменениям в местной скорости в результате взаимодействия между скоростью набегающего потока U и скоростью окружного течения U_0 . Увеличение угла призмы H приводит к более быстрому росту скорости U_y . В результате опускное движение жидкости занимает больше времени и создается более широкая область обратного течения, а частота схода вихрей уменьшается. Ускорение обратного течения, порождаемое перепадом давления, больше, чем увеличение скорости U_x , так что время образования обратного течения убывает с ростом числа Рейнольдса, так же как и время одного цикла срыва вихрей.

С увеличением угла призмы H убывает число Струхалия и поле течения в следе становится более нестационарным; энергия вихрей не локализована и размывается в поперечном направлении, что усиливает взаимодействие между вихрями и препятствует устойчивому, регулярному развитию вихревой дорожки вниз по потоку. За производство кинетической энергии турбулентности в основном ответственны члены E_{tk1} и E_{tk4} в уравнении баланса энергии, а члены E_{tk2} и E_{tk3} вносят в это производство меньший вклад. Наибольшее развитие турбулентности в поперечном направлении достигается для треугольной призмы с углом 75° и этому соответствует наибольшее сопротивление следа.

Настоящая работа поддержана Общей программой Национального фонда естественных наук Китая (11072206) и Национальным научным фондом провинции Фуцзянь, Китай (2012J01023).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Heist D.K., Gouldin F.C. Turbulent flow normal to a triangular prism // J. Fluid Mech. 1997. V. 331. P. 107–125.
2. Seyed-Aghazadeh B., Carlson D.W., Modarres-Sadeghi Y. Vortex-induced vibration and galloping of prisms with triangular cross-sections // J. Fluid Mech. 2017. V. 817. P. 590–618.
3. Ro K.D., Han S.Y., Ju H.G., et al. Flow field experiments for a circular cylinder having a front triangular prism // Trans. Korean Soc. Mechanical Engineers. B. 2015. V. 39. № 9. P. 751–759.
4. Shinji Ito et al. Experimental study on flow and pressure fields over the roof of a cube by PIV measurements // JWE. The 4th Int. Sym. Computational Wind Engineering (CWE2006), Yokohama, July, Japan, 2006. P. 435–438.
5. Agrwal N., Dutta S., Gandhi B.K. Experimental investigation of flow field behind triangular prisms at intermediate Reynolds number with different apex angles // Exp. Thermal Fluid Sci. 2016. V. 72. P. 97–111.

6. Wang Z.J., Zhou Y., Huang J.F., Xu Y.L. Fluid dynamics around an inclined cylinder with running water rivulets // J. Fluids Structures. 2006. V. 21. № 1. P. 49–54.
7. He G.S., Li N., Wang J.J. Drag reduction of square cylinders with cut-corners at the front edges // Experiments Fluids. 2014. V. 56. № 6. P. 1–11.
8. Abbassi H., Turki S., Nasrallah S.B. Numerical investigation of forced convection in a plane channel with a built-in triangular prism // Intern. J. Thermal Sci. 2001. V. 40. № 7. P. 649–658.
9. Bao Y., Zhou D., Zhao Y.J. A two-step Taylor-characteristic-based Galerkin method for incompressible flows and its application to flow over triangular prism with different incidence angles // Intern. J. Numer. Methods in Fluids. 2010. V. 62. № 11. P. 1181–1208.
10. Iungo G.V., Buresti G. Experimental investigation on the aerodynamic loads and wake flow features of low aspect-ratio triangular prisms at different wind directions // J. Fluids Structures. 2009. V. 25. № 7. P. 1119–1135.
11. Ganga Prasath S., Sudharsan M., Vinodh Kumar V., et al. Effects of aspect ratio and orientation on the wake characteristics of low Reynolds number flow over a triangular prism // J. Fluids Structures. 2014. V. 46. № 2. P. 59–76.
12. Sciacchitano A., Scarano F., Wieneke B. Multi-frame pyramid correlation for time-resolved PIV // Experiments Fluids. 2012. V. 53. № 4. P. 1087–1105.
13. Srigrarom S., Koh A.K.G. Flow field of self-excited rotationally oscillating equilateral triangular prism // J. Fluids Structures. 2008. V. 24. № 5. P. 750–755.
14. Alam M.M., Zhou Y. Alternative drag coefficient in the wake of an isolated bluff body // Phys. Rev. E. 2008. V. 78. № 2. P. 036320.
15. Ahlborn B., Seto M.L., Noack B.R. On drag, Strouhal number and vortex-street structure // Fluid Dyn. Res. 2002. V. 30. № 6. P. 379–399.
16. Agarwal R., Dhiman A. Time-periodic non-Newtonian power-law flow across a triangular prism // J. Brazilian Soc. Mech. Sci. Eng. 2016. V. 38. № 1. P. 227–240.
17. Ro K.D. Experimental characterization of flow field around a square prism with a small triangular prism // J. Mech. Sci. Technol. 2015. V. 29. № 4. P. 1649–1656.
18. Aseyev A.S. Vortex identification in the wake of a wind turbine array // J. Turbulence. 2015. V. 17. P. 1–22.
19. Ordia L., Venugopal A., et al. Vortex shedding characteristics of a cylinder with a parallel slit placed in a circular pipe // J. Visualization. 2017. V. 20. № 2. P. 263–275.
20. Liu Z.R., Zou H., Liu J.S., et al. Effect of angle of slit on shedding vortex of slotted circular cylinder // J. Beijing Univ. Aeronautics Astronautics. 2017. V. 43. № 1. P. 128–135 (in Chinese).
21. Jia Y.P., Wang J.F., Zheng K.C., et al. Measurement of single phase flow in porous media using PIV technique // Acta Physica Sinica. 2016. V. 65. № 10. P. 106701–106701.

Перевод М.Г. Лебедева

Wake Flow Dynamic Characteristics of Triangular Prisms

Zhu Rui¹, Li Shang¹, Jiang Jianhua¹, Bao Feng¹, and Liu Zhirong^{1,*}

¹ School of Aerospace Engineering, Xiamen University, Xiamen, 361005 China,

Implement the hydrogen bubble flow visualization, the computational flow simulation and PIV (Particle Image Velocimetry) experiments to reveal the influence of Reynolds number (Re) and the aspect ratio on wake flow dynamic characteristics of triangular prisms. The key flow information such as vorticity distributions, time-averaged flow field and Reynolds stress are obtained by processing the velocity field and the overall flow dynamics is studied. The simulation and experimental results show that the flow separation point only exists at the upper or lower vertex of bottom edge; the period time of vortex shedding decreases and the vortex shedding is intensified as Reynolds number increases with the same aspect ratio; the period time and the strength of vortex shedding, and the wake flow size parameters all increase as the aspect ratio increases under the same Reynolds number leading to Strouhal Number (St) decreases and more unsteady wake flow field; the increase of aspect ratio makes U_y increase faster so it takes longer for the backflow generation and extends the single cycle time of vortex shedding; the backflow acceleration is larger than the U_x increase magnitude so the backflow generation time decreases as the Reynolds number increases; Etk1 and Etk4 are the main TKE (Turbulent Kinetic Energy) producers, and the spanwise turbulivity of the 75° triangular prism is highest resulting in greatest wake flow resistance.

Key words: aspect ratio, PIV, triangular prism, Reynolds number, TKE