

УДК 533.06.011

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕХОДА ЛАМИНАРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ В ТУРБУЛЕНТНЫЙ НА СТРЕЛОВИДНОЙ ПЛАСТИНЕ ПРИ ПЕРЕМЕННОМ ЧИСЛЕ РЕЙНОЛЬДСА

© 2022 г. X. G. Lu^{a,*,**}, S. H. Yi^a, L. He^a, D. D. Gang^a, and H. L. Ding^a

^a National University of Defense Technology, College of Aerospace Science and Engineering, Changsha, Hunan, China

*E-mail: luxiaoge18@163.com

**E-mail: luxiaoge11@nudt.edu.cn

Поступила в редакцию 23.11.2021 г.

После доработки 21.12.2021 г.

Принята к публикации 21.12.2021 г.

Экспериментальное исследование процесса перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный проведено на плоской пластине с углом стреловидности передней кромки 45° в гиперзвуковой $M = 6.0$ малозумной аэродинамической трубе. Исследованы мгновенные тонкие структуры течения в пограничном слое на стреловидной пластине при различных числах Рейнольдса в плоскостях поперек потока (по размаху пластины) с использованием метода рассеяния на наночастицах лазерным ножом (Nano-tracer Planar Laser Scattering, NPLS). В эксперименте число Рейнольдса на единицу длины (единичное число Рейнольдса) изменялось от 1.04×10^7 до $2.61 \times 10^7 \text{ м}^{-1}$. Проанализированы характеристики пространственно-временной эволюции пограничного слоя, переходящего из ламинарного в турбулентный. Полученные результаты показывают, что с ростом числа Рейнольдса передний фронт ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое на наветренной стороне стреловидной пластины “опережает расписание”, а плоскость перехода в общем случае параллельна передней кромке пластины с углом стреловидности 45° . Основная причина того, что турбулентность в пограничном слое развивается на коротком расстоянии, состоит во влиянии поперечного течения. Вместе с исследованием полосчатой структуры поперечного течения в изображениях, полученных при визуализации течения методом рассеяния на наночастицах лазерным ножом, изучены характеристики волны поперечного течения и проанализировано влияние волны поперечного течения в пограничном слое на ламинарно-турбулентный переход.

Ключевые слова: гиперзвуковые течения, ламинарно-турбулентный переход в пограничном слое, стреловидная плоская пластина, визуализация потока, поперечное течение

DOI: 10.31857/S0568528122030100

Проблема ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое является классической проблемой, которая долгие годы преследовала исследователей, и до сих пор остается горячей темой в области гидродинамики. Исследования ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое при условиях гиперзвукового течения имеют большое общенаучное и прикладное инженерное значение. Они широко используются во многих инженерных приложениях, таких как течение в двигателях гиперзвуковых летательных аппаратов и обтекание руля направления гиперзвуковых самолетов. Такие исследования оказывают важное влияние на ключевые темы аэродинамики, аэродинамический нагрев и запуск двигателя гиперзвуковых летательных аппаратов. В [1] было указано, что при переходе пограничного слоя из ламинарного в турбулентный сопротивление из-за поверхностного трения и величина теплового потока на поверхности самолета обычно увеличиваются, значения коэффициента трения и коэффициента теплопередачи в турбулентном потоке намного превышают соответствующие значения в ламинарном течении. В общем случае считается, что состояние развития течения в пограничном слое на поверхности летательного аппарата непосредственно влияет на сопротивление поверхностного трения и тепловую защиту самолета. Для гиперзвукового, особенно для плоского летательного аппарата, имеются многочисленные разновидности поверхностей руля направления или крыльев с раз-

личными структурами и функциями, которые могут обеспечить самолету высокое аэродинамическое качество, высокую маневренность, оптимальную схему управления и т.д. Когда самолет летит на большой скорости, после прохождения набегающего гиперзвукового поля течения, характеристики развития потока в пограничном слое на фюзеляже и крыльях самолета и разделение взаимодействия между ударной волной и пограничным слоем непосредственно влияют на поверхностные тепловые и аэродинамические характеристики поверхностей руля направления или крыльев. В теоретических и экспериментальных исследованиях руль направления и другие элементы самолета часто упрощаются до стреловидных плоских пластин для их анализа и исследования.

Как известно, на ламинарно-турбулентный переход в пограничном слое воздействуют многие факторы. В [2] были подытожены специфические факторы такого рода, которые включают в себя уровень свободного шума, затупление передней кромки объекта, перетоки, число Маха, число Рейнольдса на единицу длины набегающего потока, температуру стенок, угол атаки, шероховатость поверхности объекта и т.д. Модели, такие как стреловидное крыло и стреловидная пластинка, позволили достичь определенных результатов исследований при условиях небольших скоростей. В [3] были выполнены исследования трехмерного пограничного слоя на плоской пластине с углом обратной стреловидности в 45° при наличии искусственных возмущений. Начальный рост возмущений был измерен с помощью термоанемометрии. Было представлено экспериментальное исследование взаимодействия в потоке, индуцированном стреловидным затупленным килем. Однако в случае течения на большой скорости характеристики пограничного слоя сильно изменяются из-за существования эффекта сжимаемости и физические величины, такие как скорость, температура и плотность, имеют большие градиенты и сложные пульсации, которые увеличивают нелинейность и случайность рассматриваемого течения. В [4] измерения интенсивности поверхностного теплопереноса и фотосъемка шлирен-методом были использованы для изучения турбулентного интерференционного поля течения при условиях гиперзвукового ламинарного и турбулентного пограничного слоя. Было представлено экспериментальное исследование интерференционного течения, индуцированного стреловидным затупленным килем. В [5, 6] было проведено детальное экспериментальное исследование эффекта линии перехода и угла атаки на устойчивость пограничного слоя на конусе и затупленном конусе в гиперзвуковой аэродинамической трубе. Однако по мере развития исследований было найдено, что турбулентность не является полностью случайной. Открытие квазиупорядоченной структуры турбулентности дает возможность изучения ее механизма [7]. Однако такие исследования главным образом все еще фокусируются на условиях несжимаемого течения, тогда как в условиях сжимаемого потока структура турбулентности, характерный масштаб, перемежаемость и мода ламинарно-турбулентного перехода иные, по этой причине необходимо выполнить еще много соответствующих исследований [8, 9]. Для гиперзвукового пограничного слоя в [10] были выполнены экспериментальные исследования с использованием метода рэлеевского рассеяния при числе Маха, равном 8.0, и проанализировано влияние чисел Рейнольдса и Маха на структуру турбулентного пограничного слоя. Было найдено, что основным фактором, который влияет на турбулентную фрактальную структуру и перемежаемость, является скорее число Рейнольдса, чем число Маха. В сравнительно небольшом количестве экспериментальных исследований, например, в [11, 12], было указано, что основная исследовательская работа в последние годы была сфокусирована на развитии и использовании метода прямого численного моделирования применительно к течению в гиперзвуковом пограничном слое.

Гиперзвуковой пограничный слой на стреловидной плоской пластине характеризуется большими числами Рейнольдса и Маха и сильной сжимаемостью. По этой причине выдвигаются более высокие требования к техническому обеспечению экспериментальных исследований и для дальнейших исследований требуется экспериментальное оборудование с более высоким пространственно-временным разрешением. В [13] экспериментальное изучение взаимодействия между рулем направления и плоской пластиной проведено с помощью измерения распределения давления на стенках модели и с использованием метода шлирен-фотографии. В [14] изучена неустойчивость турбулентного отрыва, индуцированного затупленной передней кромкой, и были проанализированы характеристики низкочастотных колебаний крупномасштабных структур в области отрыва. В [15] плоская лазерно-индуцированная флуоресценция (planar laser induced fluorescence (PLIF)) использована для исследования поля отрывного течения перед задней частью пластины с затупленной передней кромкой и структура поля течения и получены характеристики распределения потока тепла вблизи поверхности руля направления. В [16] проведены экспериментальные и численные исследования на руле направления с обратной стреловидностью на плоской пластине, распределение потока тепла на поверхности плоской пластины изме-

рено с использованием технологии жидкокристаллического термического формирования изображений и получены экспериментальные данные с высоким пространственным разрешением. Одновременно с помощью визуализации методом масляной пленки и методом полос были получены результаты по распределению линий тока и основного течения на стенке, при этом результаты экспериментов хорошо согласуются с результатами численного моделирования.

Используя традиционные оптические методы, такие как метод полос и теневой метод, трудно провести тонкие измерения из-за интегральных характеристик этих методов. Хотя метод рэлеевского рассеяния в [17, 18] и плоская лазерно-индуцированная флуоресценция (PLIF technique) в [19, 20] имеют более высокое разрешение, но в них все еще имеются некоторые изъяны, такие как низкое отношение сигнала к уровню шума и усложненный метод градуирования. Метод маркёра частиц имеет характеристики полномасштабного измерения и высокое отношение сигнала к уровню шума. Трассировка наночастиц при хорошей способности к отслеживанию частиц позволяет реализовать измерения тонкой структуры. Метод рассеяния на наночастицах лазерным ножом (NPLS technique) представляет собой методику тонкого зондирования поля течения, независимо развиваемой исследовательской группой авторов настоящей работы. Ее пространственное разрешение достигает микрона, временное разрешение до 6 нс, разрешение корреляций по времени до 200 нс. Испытание было проведено для сверхзвукового поля течения. В [21, 22] были достигнуты плодотворные результаты исследования. В [23] получено тонкоструктурное изображение визуализации течения для области взаимодействия между рулем направления с обратной стреловидностью и турбулентным пограничным слоем в набегающем гиперзвуковом потоке при использовании метода рассеяния на наночастицах лазерным ножом (NPLS technique), и проанализировано влияние зависимости от угла обратной стреловидности, высоты прорези в руле направления и других факторов в поле течения перед рулем направления. Это обеспечило основу оптимального дизайна поверхности руля на правления летательного аппарата. В [24] проведено экспериментальное исследование плоской пластины в виде дельтаобразного крыла и получена тонкая структура пристеночного пограничного слоя для разных вертикальных расстояний от стенки с использованием метода рассеяния на наночастицах лазерным ножом (NPLS technique).

В настоящем эксперименте исследован процесс ламинарно-турбулентного перехода в гиперзвуковом пограничном слое на стреловидной плоской пластине и изучены характеристики волн поперечного течения в пограничном слое на основе изображений течения, полученных при его визуализации методом рассеяния на наночастицах лазерным ножом.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ И МЕТОДИКА ИСПЫТАНИЙ

1.1. Гиперзвуковая малошумная аэродинамическая труба и экспериментальная модель

Экспериментальное исследование ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое на стреловидной пластинке с затупленной передней кромкой с углом стреловидности 45° было проведено на базе гиперзвуковой $M = 6.0$ малошумной аэродинамической трубе (рис. 1) в Аэродинамической лаборатории Национального университета оборонных технологий [25]. Внешний размер сопла аэродинамической трубы составляет 260×260 мм. Длина экспериментальной секции равна 600 мм. Единичное число Рейнольдса диапазона рабочих режимов аэродинамической трубы лежит в интервале от 2.0×10^6 до $5.0 \times 10^7 \text{ м}^{-1}$. Эффективное время работы установки более 30 с, для калибровки турбулентности в свободном потоке в аэродинамической трубе используется высокочастотный датчик пульсационного давления KuliteXSE-062-30A, уровень пульсаций ниже 5%. Основные параметры поля течения в аэродинамической трубе приведены в табл. 1.

Экспериментальная модель представляет собой стреловидную плоскую пластину с углом стреловидности 45° , радиусом затупления передней кромки 5 мм и шероховатостью поверхности 15 мкм. Размеры модели показаны на рис. 2.

1.2. Система рассеяния на наночастицах лазерным ножом (NPLS) для гиперзвуковых аэродинамических труб

На рис. 3 приведена схема системы рассеяния на наночастицах лазерным ножом [25–27]. Ее основные компоненты включают в себя CCD-камеру с междустрочной передачей, синхронный контроллер, лазер с двойной полостью на алюмоиттриевом гранате, легированном неодимом, генератор наночастиц и компьютерную систему. Разрешение CCD-камеры составляет 2048×2048 пиксел, уровень яркости выходного изображения равен 4096, и минимальный временной

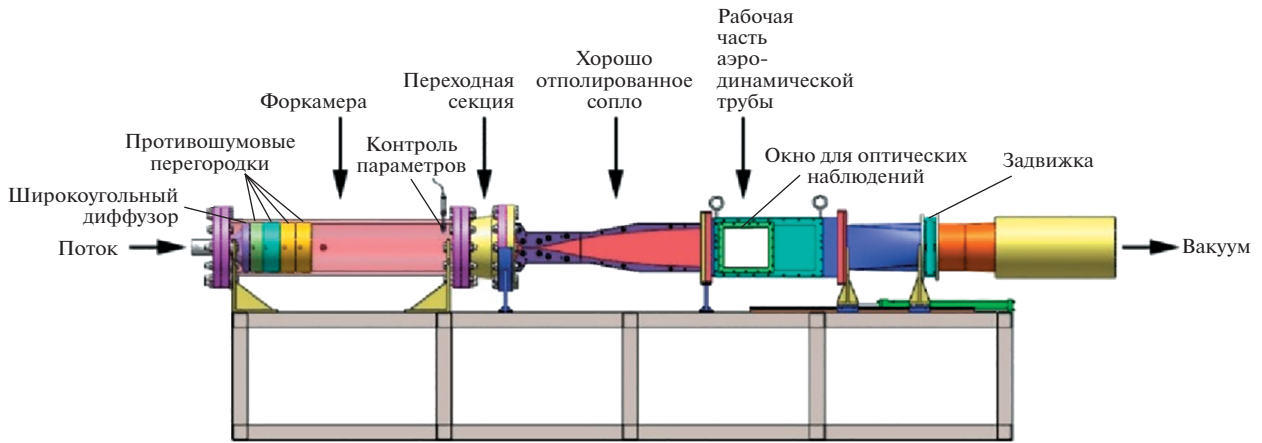


Рис. 1. Фотография гиперзвуковой малозумной аэродинамической трубы.

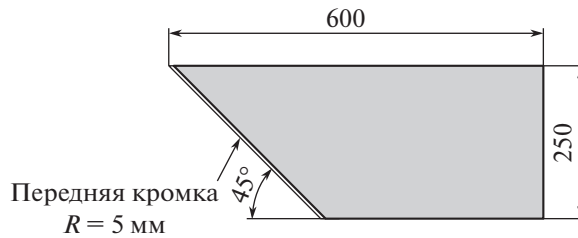


Рис. 2. Фотография стреловидной плоской пластины с углом стреловидности 45° .

интервал между двумя изображениями 200 нс. Пучок лазерного излучения имеет длину волны 532 нм, время одиночного импульса 6 нс, энергию импульса 350 мДж и толщину пучка в самом узком месте менее 1 мм.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И АНАЛИЗ

2.1. Тонкая структура течения в плоскости поперек потока по размаху пластины на стреловидной плоской пластине

Выберем декартову систему координат (рис. 4). Начало системы координат (точка O) находится на пересечении вертикального направления к потоку и центральной поверхности передней кромки пластины, положительное направление оси x совпадает с направлением потока, положительное направление оси y параллельно вертикали к плоскости стреловидной пластины, направление, перпендикулярное плоскости x – y , которое указывает на начальную точку стреловидной пластины, определяет положительное направление оси z и плоскость x – z представляет собой плоскость пограничного слоя. На рис. 4 схематически изображена экспериментальная установка для измерений в плоскости поперек потока по размаху пластины.

Таблица 1. Условия в потоке

№ теста	Ma_∞	T_0 , К	ρ_∞ , кг м $^{-3}$	U_∞ , м · с $^{-1}$	μ , Па · с	Re , м $^{-1}$
Случай I	6.0	450	0.041	891.2	3.43×10^{-6}	1.04×10^7
Случай II	6.0	450	0.064	891.2	3.43×10^{-6}	1.67×10^7
Случай III	6.0	450	0.080	891.2	3.43×10^{-6}	2.08×10^7
Случай IV	6.0	450	0.101	891.2	3.43×10^{-6}	2.61×10^7

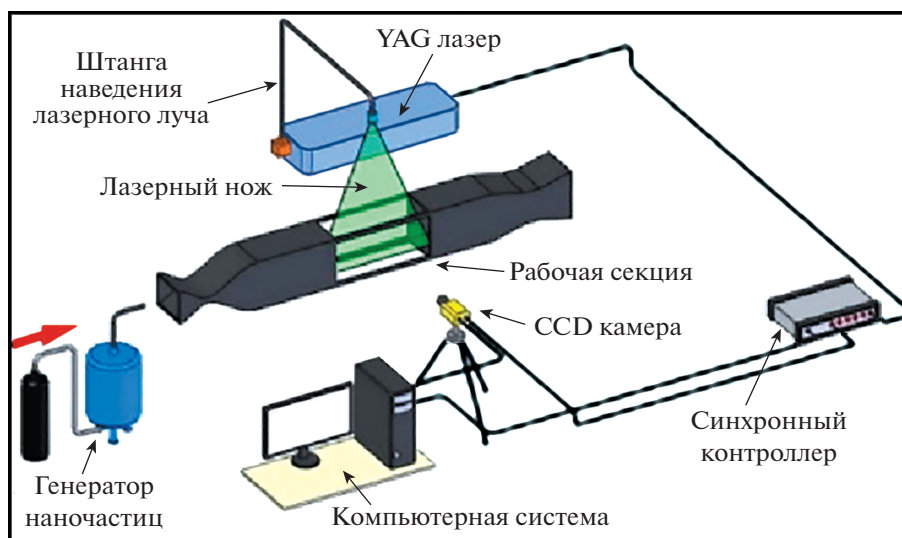


Рис. 3. Диаграмма экспериментальной системы по рассеянию на наночастицах лазерным ножом (NPLS technique).

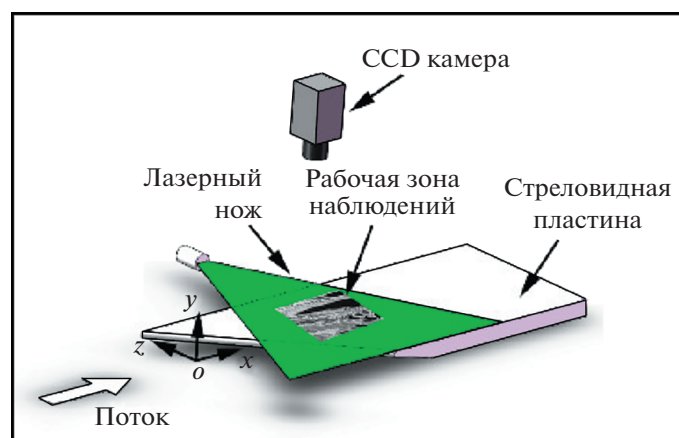


Рис. 4. Схематическое изображение измерений в плоскости поперек потока, а на модели стреловидной плоской пластины.

На рис. 5а–5з представлены изображения, полученные методом рассеяния на наночастицах лазерным ножом, структуры пограничного слоя в плоскости поперек потока (по размаху пластины) для модели гладкой плоской пластины со стреловидной затупленной передней кромкой при различных числах Рейнольдса и угла атаки модели $\alpha = 0^\circ$. Пространственное разрешение всех изображений равно 69 мкм/пиксел, поток направлен слева направо. Поле зрения изображения является центральной плоскостью стреловидной плоской пластины при $x = 110–270$ мм, расстояние просвечивания по размаху пластины плоскостью лазерного ножа $Z = -50–80$ мм. В табл. 1 расстояние по высоте лазерного ножа от верхней поверхности стреловидной пластины в каждом испытании равно $y = 1.2$ и 2.5 мм соответственно. Имеются белые вертикальные линии вблизи $x = 235$ мм на изображениях визуализации течения поперек потока по размаху пластины, которые были вызваны внезапным сверхнасыщением изображения в течение эксперимента, что приводит к пиксельному повреждению CCD-камеры, и изображение было напрямую воспроизведено как белая зона. Однако эта зона не влияет на анализ экспериментальных данных, поэтому эта часть поврежденных данных не удалялась при фактической обработке данных. Из всех изображений, приведенных на рис. 5а–5з, можно видеть, что для модели плоской пластины со стреловидной затупленной передней кромкой фронт ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое на стенке в основном параллелен стреловидной передней кромке и заметные полосы

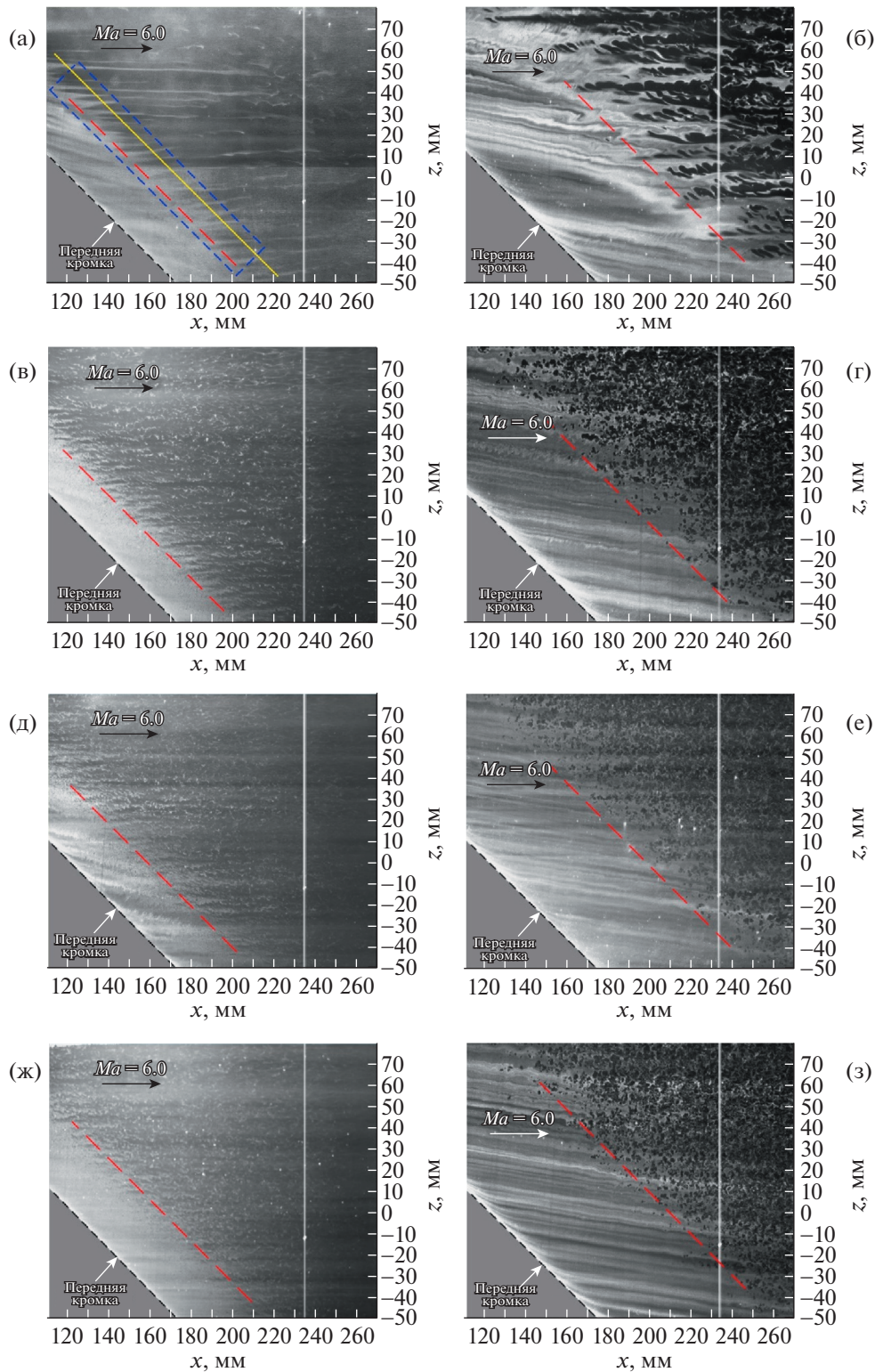


Рис. 5. Структура течения на стреловидной плоской пластине в плоскости по размаху в случаях I–IV. (а) Случай I: $Re = 1.04 \times 10^7 \text{ м}^{-1}$, $y = 1.2 \text{ мм}$; (б) Случай II: $Re = 1.04 \times 10^7 \text{ м}^{-1}$, $y = 2.5 \text{ мм}$; (в) Случай III: $Re = 1.67 \times 10^7 \text{ м}^{-1}$, $y = 1.2 \text{ мм}$; (г) Случай IV: $Re = 1.67 \times 10^7 \text{ м}^{-1}$, $y = 2.5 \text{ мм}$; (д) Случай: $Re = 2.08 \times 10^7 \text{ м}^{-1}$, $y = 1.2 \text{ мм}$; (е) Случай III: $Re = 2.08 \times 10^7 \text{ м}^{-1}$, $y = 2.5 \text{ мм}$; (ж) Случай: $Re = 2.61 \times 10^7 \text{ м}^{-1}$, $y = 1.2 \text{ мм}$; (з) Случай IV: $Re = 2.61 \times 10^7 \text{ м}^{-1}$, $y = 2.5 \text{ мм}$.

ламинарного течения могут наблюдаться при малых числах Рейнольдса, например, случай I, случай II и случай III.

В экспериментах единичное число Рейнольдса изображений на рис. 5а и 5б равно $1.04 \times 10^7 \text{ м}^{-1}$. Из этих изображений можно видеть, что когда высота лазерного ножа над поверхностью пластины равна $y = 1.2 \text{ мм}$, заметные полосы ламинарного течения могут быть видны в пограничном слое на стреловидной плоской пластине в области измерений. Параллельное расстояние между передней кромкой полос ламинарного течения и стреловидной передней кромкой равно 26.9 мм и заметные полосы ламинарного течения и частные структуры турбулентности можно наблюдать в задней области измерений. Однако пограничный слой не полностью развился в турбулентный пограничный слой. В общем случае считается, что ламинарно-турбулентный переход в пограничном слое на стреловидной плоской пластине главным образом находится под воздействием поперечного течения и полосчатая структура перед ним полностью развивается в турбулентный пограничный слой, рассматриваемый как полоса поперечного течения, т.е. волна поперечного течения. Согласно измерениям положения полосы на изображении, угол между волной поперечного течения и стреловидной передней кромкой на рис. 5а около 42.8° . Когда высота лазерного ножа равна $y = 2.5 \text{ мм}$, структура поля течения не может быть видна в передней области модели, как показано на рис. 5б. Это происходит из-за того, что пограничный слой в передней области модели все еще ламинарный и высота $y = 2.5 \text{ мм}$ превосходит толщину ламинарного пограничного слоя, поэтому структура течения в белой зоне отсутствует. На рис. 5а можно видеть только часть структуры турбулентного течения в заднем сечении зоны наблюдений. С точки зрения структуры течения, стреловидный плоский пограничный слой в области измерений имеет заметные полосчатые характеристики вдоль направления течения. Однако, из-за большей высоты лазерного ножа, часть области измерений превосходит толщину пограничного слоя и можно видеть меньше информации о пограничном слое. Более того, то, что видно на изображении, не похоже на регулярную полосчатую структуру, изображенную на рис. 5а, а скорее напоминает вихревую структуру с трехмерными характеристиками.

В экспериментах единичное число Рейнольдса изображений на рис. 5в и 5г равно $1.67 \times 10^7 \text{ м}^{-1}$. Из этих изображений можно видеть, что когда высота плоскости лазерного ножа равняется $y = 1.2 \text{ м}$, можно наблюдать заметную переходную структуру в стреловидном плоском пограничном слое в области измерений, а также хорошо заметны зона ламинарного течения, структура с крупномасштабными вихрями и структура с полностью раздробленными маленькими вихрями. Близко отстоящая полоса поперечного течения также может быть видна перед зоной перехода и параллельное расстояние между передней кромкой полосы поперечного течения и стреловидной передней кромкой равно 19.8 мм . Когда высота плоскости лазерного ножа равна $y = 2.5 \text{ мм}$, можно видеть крупные вихревые структуры после турбулентного перехода в стреловидном плоском пограничном слое в области измерений. Однако, как только плоскость лазерного ножа смещается выше, на изображении можно видеть только область после ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое, и ламинарная структура больше не видна в области наблюдений.

В экспериментах единичное число Рейнольдса изображений на рис. 5д и 5е равно $2.08 \times 10^7 \text{ м}^{-1}$. Из этих изображений видно, что пограничный слой может переходить из ламинарного в турбулентный, когда высота плоскости лазерного ножа равна $y = 1.2 \text{ мм}$, и наблюдаемое параллельное расстояние между передней кромкой поля течения и стреловидной фронтальной кромкой пластины равняется 30.4 мм . По сравнению с зоной перехода на той же высоте при единичном числе Рейнольдса, равном $1.67 \times 10^7 \text{ м}^{-1}$, расстояние между передним фронтом поля течения и стреловидной кромкой увеличивается. Это происходит из-за того, что толщина пограничного слоя, которая соответствует плотности на стенке, постепенно уменьшается вслед за увеличением числа Рейнольдса. По этой причине, на той же высоте пустая зона перед зоной перехода относительно увеличивается в размерах, и видно меньше информации о поле течения. Область ламинарного течения перед зоной турбулентного перехода не может быть ясно выделена. Когда высота плоскости лазерного ножа равна $y = 2.5 \text{ мм}$, можно наблюдать структуру в виде раздробленных вихрей в задней части стреловидной плоской пластины, но никакой заметной структуры потока не видно в передней области. По сравнению с меньшими значениями числа Рейнольдса, в области измерений вихревая структура более раздробленная. Это указывает на то, что область ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое является полностью развитой в турбулентное состояние после увеличения числа Рейнольдса.

В экспериментах единичное число Рейнольдса изображений на рис. 5ж и 5з равно $2.61 \times 10^7 \text{ м}^{-1}$. Из этих изображений видно, что параллельное расстояние между передней кромкой наблюдаемой области поля течения и стреловидной передней кромкой равно 33.9 мм , когда высота плос-

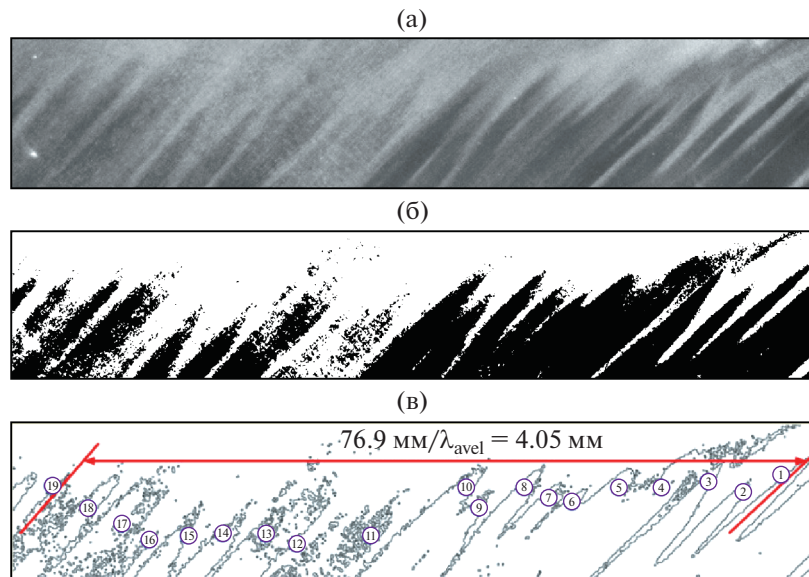


Рис. 6. Анализ волны поперечного течения на стреловидной пластине с затупленной передней кромкой ($Re = 1.04 \times 10^7 \text{ м}^{-1}$). (а) Исходное NPLS изображение (увеличенное изображение частичной полосы поперечного течения на рис. 5а); (б) Бинарное изображение рис. 6а; (в) Результат выделения краев на рис. 6б.

кости лазерного ножа равна $y = 1.2 \text{ мм}$, и вихревая структура более раздробленная, когда высота плоскости лазерного ножа равна $y = 2.5 \text{ мм}$. Хотя положение ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое находится намного выше по потоку, потому что пограничный слой тоньше, можно видеть меньше информации о вихревой структуре, по сравнению с ситуацией, в которой число Рейнольдса равно $2.08 \times 10^7 \text{ м}^{-1}$.

2.2. Анализ характеристик поперечного течения на стреловидной плоской пластине по изображениям, полученным методом рассеяния на наночастицах лазерным ножом

Очевидно, что для стреловидной плоской пластины на ламинарно-турбулентный переход в пограничном слое влияет поперечное течение. В согласии с полосой поперечного течения, возникающей на изображениях визуализации течения в поперечной плоскости по размаху пластины при угле атаки $\alpha = 0^\circ$ у стреловидной плоской пластины с затупленной передней кромкой, в данной работе характеристики волны поперечного течения на некоторых изображениях выделяются и анализируются отдельно.

В соответствии с экспериментальными результатами, полученными в плоскости поперек потока по размаху пластины (рис. 5а–5з), на рис. 6 анализируются волны поперечного течения в плоскости по размаху пластины на основе результатов экспериментов, полученных методом рассеяния на наночастицах лазерным ножом на стреловидной гладкой модели пластины с затупленной передней кромкой при экспериментальном единичном числе Рейнольдса, равном $1.04 \times 10^7 \text{ м}^{-1}$, и угле атаки модели $\alpha = 0^\circ$. Рисунок 6а представляет собой увеличенное изображение некоторых полос поперечного течения, расположенных внутри прямоугольника, выделенного голубыми пунктирными линиями на рис. 5а. Рисунок 6б является изображением выделенного участка на рис. 6а после его бинаризации. В соответствии с полученным бинарным изображением выделение краев использовано для получения более тонкой структуры внешнего контура полосы поперечного течения (результат изображен на рис. 6в). В соответствии с пространственным разрешением получения изображений можно вычислить, что расстояние в пространстве между центральными линиями двух полос поперечного течения, отмеченных красными сплошными линиями на рис. 6в, равно $L_1 = 76.9 \text{ мм}$. Число полос поперечного течения в выбранном интервале отмечено на изображении ($n_1 = 19$) в соответствии с идентификацией изображения на рис. 6в после выделения краев и для волны поперечного течения средняя длина волны при условиях эксперимента, согласно статистическому расчету, равна $\lambda_{avel} = L_1/n_1 = 4.05 \text{ мм}$.

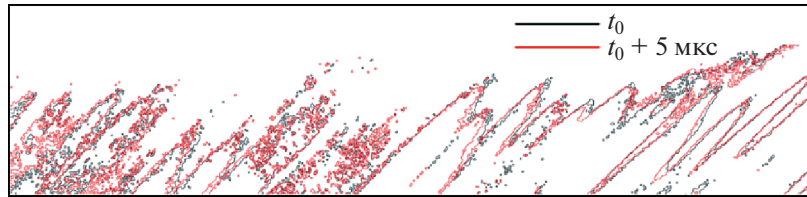


Рис. 7. Зависящий от времени анализ изображения на стреловидной пластине с затупленной передней кромкой ($Re = 1.04 \times 10^7 \text{ м}^{-1}$).

На рис. 7 также приведены результаты проведенного выделения краев по двум кадрам изображений, полученных методом рассеяния на наночастицах лазерным ножом, относящихся к рис. 6а. На рис. 7 изображение в виде черной кромки соответствует результатам в момент времени t_0 , а изображение в виде красной кромки дает результаты в момент времени $t_0 + 5 \text{ мкс}$. Как можно видеть из результатов на рис. 7, на временном интервале длиной 5 мкс структура волны поперечного течения главным образом перемещается параллельно вниз по потоку вдоль направления течения и деформация по размаху пластины очень мала. В соответствии со смещением нескольких полосок поперечного течения как функции времени, общее расстояние перемещения волны поперечного течения равно $S_1 = 0.4 \text{ мм}$, откуда можно вычислить скорость распространения волны поперечного течения: $v_1 = 80 \text{ м/с}$, и статистическая длина волны поперечного течения, вычисленная из предыдущего расчета, равна $\lambda_{avel} = 4.05 \text{ мм}$. Эти расчеты могут быть проведены на основе формулы (1), приведенной ниже, при использовании характеристической частоты развития волны поперечного течения, равной $f_1 = 19.7 \text{ КГц}$

$$f = \frac{v}{\lambda}. \tag{1}$$

На временном интервале $\Delta t = 5 \text{ мкс}$ вихрь поперечного течения главным образом перемещается параллельно и структурная деформация мала. Согласно гипотезе Тейлора можно считать, что на очень коротком временном интервале структура в виде волны поперечного течения только перемещается параллельно и изменения плотности могут быть охарактеризованы в соответствии с уровнем яркости изображения. Чтобы изучить характеристики области частот волны поперечного течения на основе визуализации течения, был выделен уровень яркости изображения вдоль желтой сплошной линии на рис. 5а и была получена кривая яркости изображения, приведенная на рис. 8. В соответствии с пространственным распределением яркости и средней скоростью параллельного перемещения волны поперечного течения, вычисленной выше, пространственные координаты яркости были конвертированы в зависимость от времени для получения пульсационной кривой яркости изображения на коротком временном интервале (рис. 9). Распределение спектральной плотности мощности получено расчетом энергетического спектра. Как изображено на рис. 10, характеристическая частота волны поперечного течения может быть прочитана из данных по энергетическому спектру на частоте 23.7 кГц, который аналогичен результату, вычисленному при распознавании изображения, т.е. характеристики поперечного течения можно изучить на основе изображений, полученных методом рассеяния на наночастицах лазерным ножом.

Изображения визуализации течения, приведенные на рис. 5в и 5д и полученные при единичных числах Рейнольдса 1.67×10^7 и $2.08 \times 10^7 \text{ м}^{-1}$, соответственно, могут быть проанализированы таким же образом, как изображение, обработанное на рис. 5а. В соответствии с результатами расчетов течения на стреловидной плоской пластине с затупленной передней кромкой, когда экспериментальное число Рейнольдса равно $1.67 \times 10^7 \text{ м}^{-1}$, общее расстояние перемещения волны поперечного течения равно $S_1 = 2.01 \text{ мм}$, откуда можно вычислить скорость распространения волны поперечного течения, которая таким образом составляет $v_1 = 402 \text{ м/с}$. Согласно статистической длине волны, рассчитанной для волны поперечного течения, и равной $\lambda_{avel} = 4.7 \text{ мм}$, может быть вычислена характеристическая частота развития волны поперечного течения $f_1 = 85.5 \text{ кГц}$. Когда экспериментальное число Рейнольдса равно $2.08 \times 10^7 \text{ м}^{-1}$, общее расстояние перемещения волны поперечного течения равно $S_1 = 2.64 \text{ мм}$, откуда можно вычислить скорость распространения волны поперечного течения, которая таким образом составляет $v_1 = 528 \text{ м/с}$. Согласно статистической длине волны, рассчитанной для волны поперечного течения, и равной

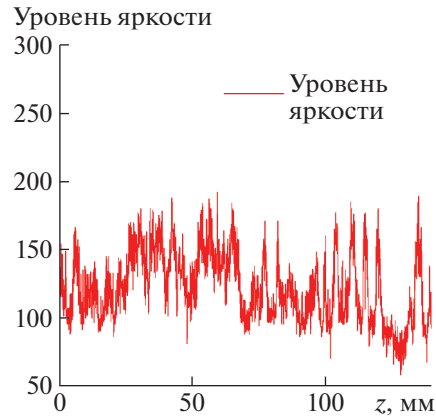


Рис. 8. Выделение уровня яркости на стреловидной пластине с затупленной передней кромкой ($Re = 1.04 \times 10^7 \text{ м}^{-1}$).

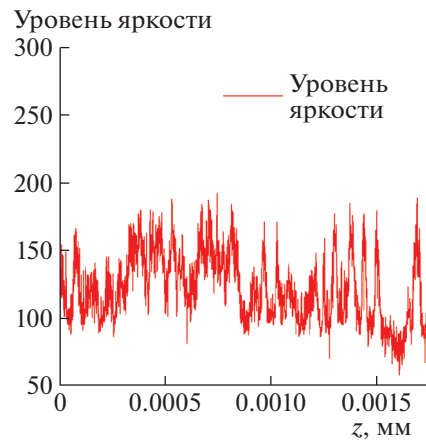


Рис. 9. Временной сигнал уровня яркости на стреловидной пластине с затупленной передней кромкой ($Re = 1.04 \times 10^7 \text{ м}^{-1}$).

$\lambda_{avel} = 4.75 \text{ мм}$, может быть вычислена характеристическая частота развития волны поперечного течения $f_1 = 111.2 \text{ кГц}$. По сравнению с экспериментальным числом Рейнольдса $1.04 \times 10^7 \text{ м}^{-1}$, с ростом числа Рейнольдса расстояние между полосами поперечного течения возрастает незначительно и число полос поперечного течения на единицу длины убывает, т.е. статистическая длина волны соответствующих полос поперечного течения выросла, скорость распространения волн поперечного течения, очевидно, также выросла и соответствующая характеристическая частота также возрастает.

ВЫВОДЫ

В настоящем исследовании изображения плоского пограничного слоя на стреловидной пластине с затупленной передней кромкой получены с высоким разрешением, когда течение в пограничном слое трансформируется из ламинарного в турбулентное. Эксперименты проведены при различных числах Рейнольдса с помощью измерений поля течения с высоким разрешением во времени и по пространству, визуализации течения выполнены методом рассеяния на наночастицах лазерным ножом (NPLS technique). Получена тонкая структура поля течения во время развития пограничного слоя. Таким образом, завершено исследование механизма и законов ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое. В соответствии с экспериментальными результатами, полученными методом рассеяния на наночастицах лазерным ножом, найдено, что фронт ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое на гладкой плоской пластине со

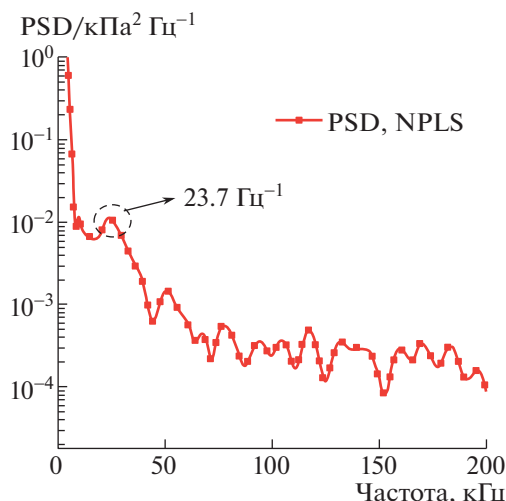


Рис. 10. Спектральная функция уровня яркости на стреловидной пластине с затупленной передней кромкой ($Re = 1.04 \times 10^7 \text{ м}^{-1}$). PSD – спектральная плотность мощности; NPLS – результаты, полученные методом рассеяния на наночастицах лазерным ножом.

стреловидной затупленной передней кромкой параллелен передней кромке стреловидной плоской пластины. Более того, при малых значениях числа Рейнольдса при угле атаки 0° можно наблюдать заметные полосы поперечного течения, но никаких полосчатых структур не наблюдается, когда число Рейнольдса возрастает до некоторого значения в рассмотренном диапазоне. При том же угле атаки и росте числа Рейнольдса положение ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое на подветренной стороне продвигается вверх по потоку. С помощью анализа полос поперечного течения на изображениях по размаху пластины, полученных методом рассеяния на наночастицах лазерным ножом, с числом Рейнольдса, изменяющимся в диапазоне от 1.04×10^7 до $2.08 \times 10^7 \text{ м}^{-1}$ при нулевом угле атаки, найдено, что при экспериментальных условиях диапазон длины волны, рассчитанной для волн поперечного течения, лежит в пределах от 4.05 до 4.75 мм и соответствующий диапазон частот волны поперечного течения лежит в пределах от 19.7 до 111.2 кГц. С ростом числа Рейнольдса расстояние между полосами поперечного течения увеличивается незначительно и число полос поперечного течения на единицу длины убывает, т.е. статистическая длина волны соответствующих полос поперечного течения возрастает, скорость распространения волн поперечного течения также растет, как и соответствующая характеристическая частота.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа поддержана Национальным планом базовых исследований и развития Китая (грант № 2019YFA0405300), Главным научно-исследовательским планом Национального Фонда естественных наук Китая (гранты №№ 91752102 и 11832018) и Национальным проектом исследования и развития главных научных инструментов Китая (грант № 11527802). Авторы выражают искреннюю благодарность за эту поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Liu X.L., Yi S.H., Niu H.B., Lu X.G. Influence of laser-generated perturbations on hypersonic boundary-layer stability // Acta Phys. Sin. 2018. V. 67. № 21.
2. Zhong X.L. Direct numerical simulation of 3-D hypersonic boundary layer receptivity to free stream disturbances // The 36th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, American Institute of Aeronautics and Astronautics. 1998.
3. Wu Y.J., Ming X. Experimental Study of Initial Disturbance Growth for Cross Flow Instability // ACTA Aerodynamica Sinica. 2000. V. 18. № 1. P. 62–67.
4. Li S.X., Ma J.K., Guo X.G. Experimental Study of Hypersonic Interaction Flow Induced by High Sweep Fin Model // Physics of Gases. 2016. V. 1. № 3. P. 1–5.

5. *Stetson K.F., Thompson E.R., Donaldson J.C., Siler L.G.* Laminar boundary layer stability experiments on a cone at Mach 8, Part 1: Sharp cone // AIAA Paper 83-1761. 1983.
6. *Stetson K.F., Thompson E.R., Donaldson J.C., Siler L.G.* Laminar boundary layer stability experiments on a cone at Mach 8, Part 2: Blunt Cone // AIAA Paper 84-0006. 1984.
7. *Kline S.J., Reynolds W.C., Schranb F.A., Runstadler P.W.* The structure of turbulent boundary layer // Journal of Fluid Mechanics. 1967. V. 30. № 4. P. 741–774.
8. *Theodorsen T.* Mechanism of turbulence, Proceedings of the second Midwestern conference on fluid mechanics // Ohio State University. USA, 1952.
9. *Head M.R., Bandyopadhyay P.R.* New aspects of turbulent boundary-layer structure // J. Fluid Mech. 1981. V. 107. P. 297–338.
10. *Baumgartner M.L., Erbland P.J., Etz M.R., Yalin A.B., Muzas K., Smits A.J., Lempert W.R., Miles R.B.* Structure of a Mach 8 Turbulent Boundary Layer // In: 35th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit Reno. NV, 1997.
11. *Martin M.P.* Direct numerical simulation of hypersonic turbulent boundary layers. Part 1. Initialization and comparison with experiments // J. Fluid Mech. 2007. V. 570. P. 347–364.
12. *Li X.L., Fu D.X., Ma Y.W.* Assessment of the compressible turbulence model by using the DNS data // Chin. J. Theor. Appl. Mech. 2012. V. 44. № 2.
13. *Li Y.L., Li S.X.* Investigation of interactive hypersonic laminar flow over blunt fin // Journal of Astronautics. 2007. V. 28. № 6. P. 1472–1477.
14. *Wang S.F., Wang Y.* Turbulent separation features induced by blunt fins in hypersonic flow // Acta Aeronautica et Astronautica Sinica. 1996. V. 17. № 7. P. 2–7.
15. *Fox J.S., O'Byrne S., Houwing A.P.* Fluorescence visualization of hypersonic flow establishment over a blunt fin // AIAA J. 2001. V. 39. № 7. P. 1329–1337.
16. *Tutty O.R., Roberts G.T., Schuricht P.H.* High-speed laminar flow past a fin–body junction // J. Fluid Mech. 2013. V. 737. P. 19–55.
17. *Smith M.W., Smits A.J.* Visualization of the structure of supersonic turbulent boundary layers // Exper. in Fluids. 1995. V. 18. № 4. P. 288–302.
18. *Smith M.W., Smits A.J., Miles R.B.* Cinematic visualization of coherent density structures in a supersonic turbulent boundary layer // Opt. Lett. 1988. P. 14916.
19. *Danehy P.M., Wilkes J.A., Alderfer D.W., Jones S.B., Robbins A., Patry D., Schwartz R.* Planar laser-induced fluorescence (PLIF) investigation of hypersonic flow fields in a Mach 10 wind tunnel // AIAA Paper. 2006. P. 2006–3442.
20. *Bathel B.F., Danehy P.M., Inman J.A., David A. Scott B.* PLIF Visualization of Active Control of Hypersonic Boundary Layers Using Blowing // AIAA Paper. 2008. P. 2008–4266.
21. *He L., Yi S.H., Tian L.F., Chen Z., Zhu Y.Z.* Simultaneous density and velocity measurements in a supersonic turbulent boundary layer // Chin. Phys. 2013. V. 22. № 2. P. 328–334.
22. *Zhu Y.Z., Yi S.H., Chen Z., Ge Y., Wang X.H., Fu J.* Experimental investigation on aero-optical aberration of the supersonic flow passing through an optical dome with gas injection // Acta Phys. Sin. 2013. № 8. P. 259–266.
23. *Gang D.D.* Low noise experimental investigation on supersonic/hypersonic boundary layer transition and flow over blunt fins. Changsha: National University of Defense Technology. 2017.
24. *Niu H.B., Yi S.H., Liu X.L., Lu X.G., Gang D.D.* Experimental investigation of boundary layer transition over a delta wing at $Ma = 6$ // Chinese Journal of Aeronautics. 2020. V. 33. № 7. P. 1889–1902.
25. *Сяогэ Лу, Шихэ И, Линь Хэ, Сяолин Лю, Хайбо Ню.* Экспериментальное исследование перехода в гиперзвуковом пограничном слое на пластине при угле скольжения 45° // Изв. РАН. МЖГ. 2020. № 1. С. 113–123.
26. *Zhao Y.X., Yi S.H., Tian L.F., Cheng Z.Y.* Supersonic flow imaging via nanoparticles // Sci. China, Ser. E. 2009. V. 52. № 12. P. 3640–3648.
27. *He L., Yi S.H., Lu X.G.* Experimental study on the density characteristics of a supersonic turbulent boundary layer // Acta Phys. Sin. 2017. V. 66. № 2. P. 025701.