

УДК 533.6.011.5

Визуализация сверхзвукового слоя смешения, формируемого за тупой задней кромкой при неизобарических условиях*

Р. Ян, Ю. Чжао, Дж. Ван

Национальный университет оборонных технологий Чанша, Китай

E-mail: yangrui11@nudt.edu.cn

Для исследования поля течения за пластиной конечной толщины с неизобарическими начальными условиями применяются метод планарного лазерного рассеяния с нанотрассерами (NPLS) и метод представления данных с использованием условной цветовой шкалы. Результаты показывают, что сверхзвуковой слой смешения за тупой задней кромкой будет отклоняться в сторону области низкого давления, что соответствует каноническому слою смешения. При этом обнаружено, что для неизобарических случаев ламинарного сдвигового слоя не наблюдается, и, по-видимому, турбулентное состояние слоя смешения менее выражено при визуализации на низкоскоростной стороне с более высоким давлением.

Ключевые слова: NPLS, слой смешения, обработка условных цветов.

Сверхзвуковое обтекание тупой задней кромки летательного аппарата типично для режима высокоскоростного полета и, как правило, наблюдается в поле течения вокруг хвостовой части ракеты или затупленного профиля. Исследователи обнаружили, что скорость роста слоя смешения за пластиной конечной толщины значительно возрастает по сравнению со случаем тонкой задней кромки [1, 2], что способствует улучшению смешивания свободного течения и топлива [3]. Большинство известных работ выполнялось при согласованном давлении, т.е. давление было почти одинаковым для обеих сторон слоя смешения. Следует отметить сложность поддержания согласованного давления для реального потока; кроме того, для некоторых инженерных приложений слой смешения намеренно создается неизобарическим.

Авторы [4] утверждали, что несогласованное давление было причиной расхождений между моделью прогнозирования и экспериментальными данными, но не приводили объяснений. В работе [5] было установлено, что влиянием неизобаричности на толщину слоя смешения после многих последовательных взаимодействий с отраженными волнами можно пренебречь. К аналогичному выводу пришли авторы [6], которые использовали в своих исследованиях лазерный доплеровский измеритель скорости. Они отметили, что асимптотическое состояние слоя смешения одинаково независимо от начальных условий давления. Еще одним из умеренно выраженных эффектов был сдвиг перехода слоя смешения для несогласованных условий. В работе [7] было получено, что колебания угла расположения вихревых структур сдвигового слоя значительно увеличились по сравнению с согласованными случаями, что влияло на частоту схода вихрей и чрезвычайно

* Работа выполнена при финансировании Национальным фондом естественных наук Китая (грант № 11172324).

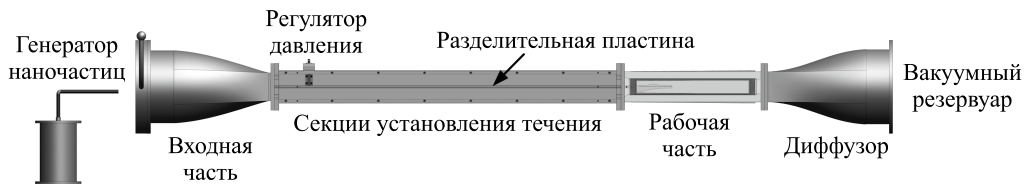


Рис. 1. Аэродинамическая труба со сверхзвуковым слоем смешения.

уменьшало конвективную скорость переноса пассивного скаляра. В работе [8] впервые был применен метод планарного лазерного рассеяния с нанотрассерами для визуализации структуры течения в тонком слое смешения. Авторы обнаружили, что вихрь предварительно распадался на более мелкие вихри из-за несогласованности давления. Вместе с тем увеличение толщины пограничного слоя для стороны с более низким давлением, вызванное более высоким давлением ниже по потоку, существенно повышало уровень турбулентности слоя смешения. Однако такая интерпретация неверна для слоя смешения с базовой областью, поскольку базовое давление в области рециркуляции относительно постоянно [9].

В настоящей работе влияние трех различных начальных условий по давлению (обычно представляющих согласованный случай для $p_1/p_2 = 1,0$ и несогласованные случаи перерасширенного и недорасширенного течения для $p_1/p_2 = 0,5$ и $2,0$ соответственно) на сверхзвуковой плоский слой смешения за пластиной конечной толщины исследуется с помощью метода планарного лазерного рассеяния с нанотрассерами.

В представленном экспериментальном исследовании используется сверхзвуковая аэродинамическая труба с выхлопом в вакуумную ёмкость и со сдвоенным соплом на числах Маха $M_1 = 1,5$ и $M_2 = 2,5$ для верхней и нижней сторон соответственно (см. рис. 1 и 2). Труба состоит из входной части, секции установления течения (секция стабилизации), рабочей части (области исследования) и диффузора. Диффузор соединен со сферическим вакуумным резервуаром объемом 1000 м^3 . В середине аэродинамической трубы установлена пластина, разделяющая поток в канале на две части. Контуры сопла спроектированы методом характеристик с использованием В-сплайнов. Вход в сопло находится при атмосферных условиях, при которых давление и температура составляют 1 атм и 300 К соответственно. С помощью стабилизатора и контура сопла [10] интенсивность турбулентности на выходе из сопла можно регулировать в пределах 0,5 %. Таким образом, состояние потока вблизи задней кромки может оставаться ламинарным. Генератор наночастиц основан на использовании псевдооживленного слоя (генератор аэрозоля кипящего слоя). Многочисленные частицы TiO_2 размером около 50–200 нм перемещаются газом высокого давления и высеиваются в свободном потоке. После длительного перемешивания частицы равномерно распределяются в потоке перед рабочей частью.

Схема экспериментальной модели представлена на рис. 2. Поперечный размер $L = 200 \text{ мм}$ для обеспечения плоского слоя смешения в испытательной секции, а толщина

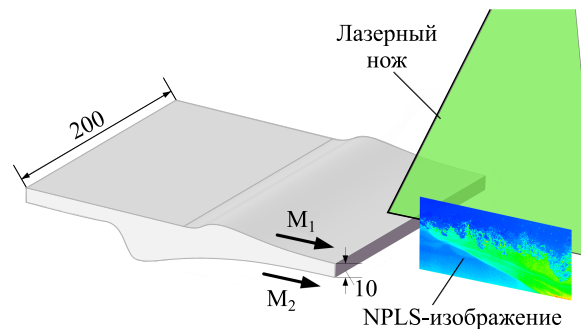


Рис. 2. Схема экспериментальной модели.
Размеры приведены в мм.

тупой задней кромки $h = 10$ мм. Высота испытательной секции составляет 50 мм. Для получения структур течения с высоким пространственно-временным разрешением используется метод планарного лазерного рассеяния с нанотрассерами [11]. Для освещения области поля потока используется двухрезонаторная лазерная система Nd:YAG с длиной волны 532 нм, максимальной энергией 520 мДж и продолжительностью импульса 6 нс (± 1 нс). Средняя толщина лазерного ножа в зоне испытания составляет около 0,5 мм, что эффективно предотвращает размытие, вызванное пространственным интегрированием структур течения. Использование синхронизатора позволяет ПЗС-камере улавливать мгновенное изображение нанотрассеров. Изображения записываются цифровой ПЗС-камерой Nikon D70s, которая имеет разрешение матрицы 4000×4000 пикселей. Согласно размерам области экспериментальных наблюдений, пространственное разрешение изображения составляет приблизительно 27,5 мкм/пиксель.

Для достижения неизобарических условий клапан регулирования полного давления (на рис. 3 приведен вид клапана со срезом) устанавливался выше по потоку от сопла с верхней стороны, как показано на рис. 1. Поскольку изначально (при закрытом клапане) параметры торможения с двух сторон были одинаковыми, давление на верхней стороне на выходе из сопла примерно в 4,6 раза превышало давление на нижней стороне в соответствии с теорией изэнтропического потока. Основными компонентами клапана являются три пластины с многочисленными отверстиями и регулятор. Вращая шток для изменения положения средней пластины, можно уменьшить площадь проточного канала, что приведет к уменьшению потока жидкости в единицу времени. Таким образом, давление торможения в верхней части может быть изменено. Давление на нижней стороне в рассматриваемом случае остается прежним, а несогласованные по давлению условия могут быть достигнуты изменением давления на верхней стороне.

Преобразование из серой цветовой шкалы в цветную [12] используется для уменьшения помех экспериментальных изображений и делает структуры течения более наглядными. Важно отметить, что цвета лишь помогают идентифицировать структуры в поле потока и представляют плотность частиц в виде определенного рисунка.

Визуализация большой области течения для трех различных условий давления показана на рис. 4. Сплошными линиями здесь примерно обозначен нижний край слоя смещения, три красные линии параллельны и соответствуют случаю b . Таким образом, условия, обусловленные давлением, действительно могут повлиять на направление развития слоя смещения, хотя это влияние невелико. Слой смещения всегда отклоняется в сторону более низкого давления, что согласуется с выводами, сделанными в работе [6]. Между тем, угол отклонения, равный $1,7^\circ$ для случая (a) и $2,2^\circ$ для случая (c) , по-видимому, связан с соотношением верхнего и нижнего давлений: p_1/p_2 . Визуализация большой области течения облегчает распознавание развития слоя смещения, но не подходит для понимания механизма развития вихревых структур течения. Поэтому дополнительно было исследовано течение в ближнем поле на расстоянии от 0 до 50 мм вниз по потоку от задней кромки пластины.

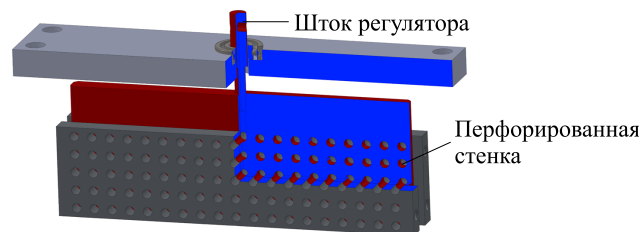


Рис. 3. Модель регулятора полного давления.

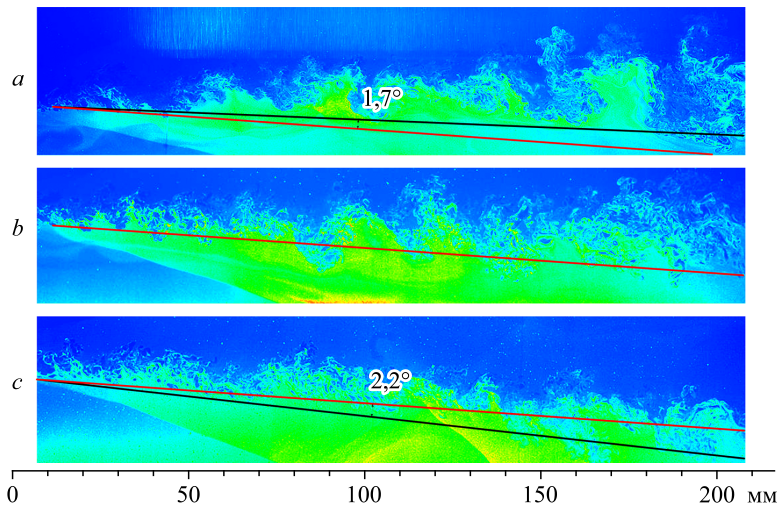


Рис. 4. Картина сверхзвукового течения за тупой задней кромкой для $p_1/p_2 = 0,5$ (a), 1 (b), 2 (c).

На рис. 5 изображено типичное поле ближнего течения для трех случаев. В основном структура поля потока в них одинакова. Два пограничных слоя отделяются от основания пластины и подвергаются сильному расширению, превращаясь в отдельные сдвиговые слои. Затем эти два сдвиговых слоя сталкиваются друг с другом и образуют точку присоединения, которая на рисунке обозначена символом в виде звездочки. После соударения они реорганизуются, снова образуя слой смешения. Можно видеть, что слой смешения сразу же турбулизируется после точки присоединения, и за тонкой задней

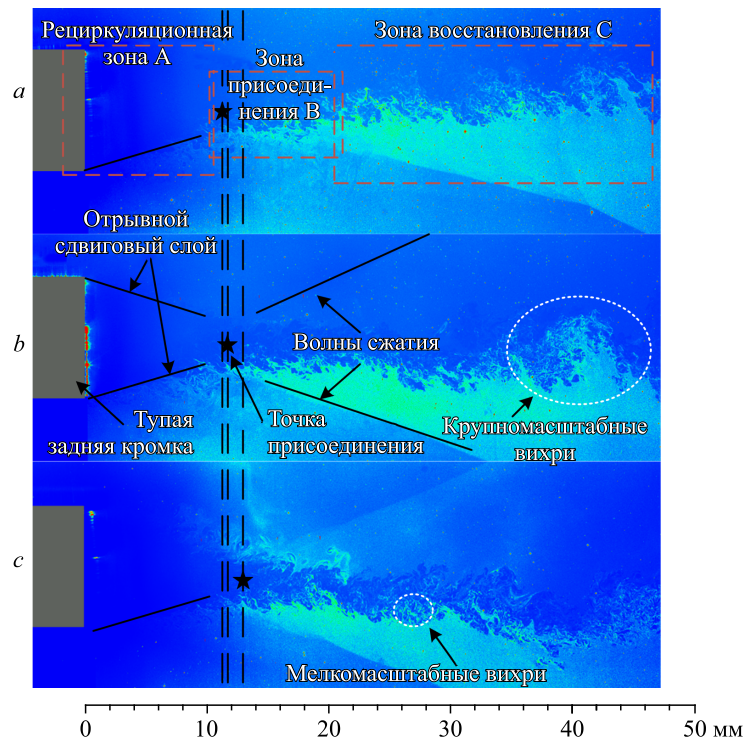


Рис. 5. Ближнее поле течения при трех условиях: $p_1/p_2 = 0,5$ (a), 1 (b), 2 (c).

кромкой ламинарная область, обычная для слоя смешения [11], отсутствует. Одна из возможных причин заключается в том, что отрывные сдвиговые слои разделяют высокоскоростной невязкий поток и низкоскоростной след с рециркуляционной зоной. При большом градиенте скорости, высоком влиянии сжимаемости и существенных характеристиках турбулентного течения сдвиговые слои оказывают значительное влияние на динамику следа [13]. Еще одним важным фактором является столкновение этих двух слоев, вызывающее существенную неустойчивость течения. Эти невероятно сложные процессы в исследуемом сверхзвуковом следе создают большие проблемы для изучения его устойчивости [14].

Между тем, при сравнении рис. 5b и 5c можно видеть, что уровень турбулентности отрывного сдвигового слоя для стороны с более низким давлением менее выражен. Еще одной примечательной особенностью является то, при недостаточном расширении обычно существуют небольшие вихри. Сравнивая точку пересечения нижней волны сжатия и нижнего края, можно прийти к тому же выводу, что соотношение давлений действительно влияет на угол отклонения слоя смешения. Но похоже, что расширение оказывает в этом смысле еще большее влияние, чего не наблюдается на снимках большой области течения (рис. 4).

Подводя итог, отметим, что, применяя метод плоского лазерного рассеяния совместно с нанотрассерами и метод представления данных с использованием условной цветовой шкалы, можно получить структуры вихревого течения за пластиной конечной толщины. Слой смешения имеет тенденцию отклоняться в сторону более низкого давления, в то время как вывод о расширении слоя смешения зависит от области анализа течения. Поэтому необходимо дополнительно предложить более разумный критерий для анализа сдвигового слоя. Состояние слоя смешения в самом начале является турбулентным, что сильно отличается от канонического смешанного слоя. Однако, по-видимому, турбулентное состояние слоя смешения менее выражено при визуализации, когда низкоскоростная сторона имеет более высокое давление.

Список литературы

1. Laizet S., Lamballais E. Direct numerical simulation of a spatially evolving flow from an asymmetric wake to a mixing layer // 6th Intern. ERCOFTAC Workshop on Direct and Large-Eddy Simulation VI. 2006. P. 467–474.
2. Laizet S., Lardeau S., Lamballais E. Direct numerical simulation of a mixing layer downstream a thick splitter plate // Physics of Fluids. 2010. Vol. 22, No. 1. P. 015104-1–015104-15.
3. Reedy T. Control of supersonic axisymmetric base flows using passive splitter plates and pulsed plasma actuators. University of Illinois at Urbana-Champaign, 2014. 192 p.
4. Tufts L.W., Smoot L.D. A turbulent mixing coefficient correlation for coaxial jets with and without secondary flows // J. of Spacecraft and Rockets. 1971. Vol. 8, No. 12. P. 1183–1190.
5. Samimy M., Elliott G.S., Glawe D.D., Reeder M.F., Arnefte S.A. Compressible mixing layers with and without particles. Ohio State University, 1992. 91 p.
6. Barre S., Braud P., Chambres O., Bonnet J.P. Influence of inlet pressure conditions on supersonic turbulent mixing layers // Experimental Thermal and Fluid Sci. 1997. Vol. 14, No. 1. P. 68–74.
7. Mahadevan R., Loth E., Dutton J. Effect of an expansion-compression wave pair on free shear layer dynamics, in 33rd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. AIAA Paper. 1995. No. 95–0475.
8. Zhao Y., Tian L., Yi S., He L., Cheng Z. Experimental study of flow structure in pressure unmatched mixing layer // J. of Experiments in Fluid Mechanics. 2007. Vol. 21, No. 2. P. 14–17.
9. Amatucci V.A., Dutton J.C., Kuntz D.W., Addy A.L. Two-stream, supersonic, wake flowfield behind a thick base. P. I. General features // AIAA J. 1992. Vol. 30, No. 8. P. 2039–2046.
10. Zhao Y., Yi S., Tian L., He L., Cheng Z. Multiresolution analysis of density fluctuation in supersonic mixing layer // Sci. China Technological Sci. 2010. Vol. 53, No. 2. P. 584–591.
11. Zhao Y., Yi S., Tian L., Cheng Z. Supersonic flow imaging via nanoparticles // Sci. in China Series E: Technological Sci. 2009. Vol. 52, No. 12. P. 3640–3648.
12. Zhao Y., Wang Z., Zhao Y., Fan X. Visualization of massive separation of unstarted inlet // J. of Visualization, 2014. Vol. 17, No. 4. P. 299–302.

13. **Kirchner B.M., Tetef T.J., Dutton J.C., Elliott G.S.** Three-dimensional entrainment dynamics of a supersonic base flow // AIAA Scitech 2019 Forum. AIAA Paper. 2019. No. 2019-0071.
14. **Kazemba C.D., Braun R.D., Clark I.G., Schoenberger M.** Survey of blunt-body supersonic dynamic stability // J. of Spacecraft and Rockets. 2012. Vol. 54, No. 1. P. 109-127.

*Статья поступила в редакцию 12 ноября 2019 г.,
после доработки — 26 мая 2020 г.,
принята к публикации 5 августа 2020 г.*