УДК 532.526.4+532.526.5

Экспериментальное исследование мгновенного локального отрыва потока в турбулентном пограничном слое при различных числах Рейнольдса^{*}

Д.И. Зарипов¹, А.А. Лукьянов^{1,2}, Д.М. Маркович^{1,2}

¹Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск ²Новосибирский государственный университет

E-mail: zaripov.d.i@mail.ru

Экспериментально исследовано влияние числа Рейнольдса на механизм формирования мгновенного локального отрыва потока, возникающего в пристенной области турбулентного пограничного слоя. Обсуждаются особенности применения высокоскоростного планарного метода PIV с высоким пространственно-временным разрешением. Сопоставление результатов измерения в пределах вязкого подслоя турбулентного пограничного слоя с результатами других работ показало общность механизма формирования мгновенного локального отрыва потока в диапазоне динамического числа Рейнольдса 207 ≤ Re_r ≤ 672.

Ключевые слова: отрыв потока, турбулентный пограничный слой, particle image velocimetry.

Введение

Явление отрыва потока может оказывать существенное влияние на эффективность работы и безопасность той или иной техники, используемой во многих отраслях народного хозяйства, таких как энергетика, аэрокосмическая отрасль и судостроение. Между тем под отрывным турбулентным течением обычно понимается возникновение отрицательного значения средней величины продольного касательного напряжения на стенке. Эта величина является результатом осреднения соответствующего сигнала, возникающего вследствие движения вихревых структур различной природы, а результат осреднения зависит от частоты их появления и интенсивности. Так, в турбулентном пограничном слое по ряду причин могут возникать мгновенные локальные отрывные потоки (МЛОП), однако они не приведут к отрыву «среднего» течения, но, очевидно, могут повлиять на такую интегральную величину, как гидравлическое сопротивление. В этом смысле изучение структуры турбулентного потока, приводящей к событию МЛОП, представляет как фундаментальный, так и практический интерес.

^{*} Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-29-01274.

[©] Зарипов Д.И., Лукьянов А.А., Маркович Д.М., 2022

Зарипов Д.И., Лукьянов А.А., Маркович Д.М.

Долгое время существование МЛОП в безградиентном турбулентном пограничном слое считалось невозможным [1, 2]. Однако позднее в ряде работ [3–19] его возникновение было доказано как численно, так и экспериментально. Анализ имеющихся на сегодняшний день литературных данных показал, что механизм возникновения МЛОП и его статистические характеристики сильно зависят от параметра Клаузера $\beta = (\delta^* / \tau_w) (dp/dx)$ и динамического числа Рейнольдса $\operatorname{Re}_{\tau} = u_{\tau} H/v$, где δ^* — толщина вытеснения, τ_w — среднее касательное напряжение на стенке, dp/dx — продольный градиент статического давления, v — кинематическая вязкость, u_{τ} — динамическая скорость, H — полуширина канала.

В работе [15] было обнаружено, что вероятность *P* возникновения МЛОП, т.е. доля времени обратного течения, существенно возрастает с увеличением параметра Клаузера, причем механизм его возникновения различается при относительно малых и больших значениях β . С увеличением числа Рейнольдса вероятность возникновения МЛОП резко возрастает (*P* = 0,003 % при Re₇ = 90 и *P* = 0,0854 % при Re₇ = 1440 [3]), что также связано с различием этих механизмов при различных числах Рейнольдса.

В работах [4, 6, 12, 13, 16, 20] было показано, что механизм возникновения МЛОП может быть связан с интенсивными вихревыми структурами, находящимися в буферной области турбулентного пограничного слоя. Более полная картина формирования событий МЛОП предложена в работе [9], согласно которой они индуцируются пристенными поперечными вихревыми структурами, формирующимися вследствие взаимодействия двух крупномасштабных областей ускоренного и заторможенного течения. Однако авторы [9] рассматривали течение при относительно малом значении Re_{τ} ≈ 200, поэтому справедливость описанного механизма с увеличением числа Рейнольдса требует дополнительной проверки.

Согласно [4, 13], в среднем высота области МЛОП в безградиентном турбулентном пограничном слое примерно в 5 раз меньше толщины вязкого подслоя, т.е. $\Delta y^+ = 1$, где символом «+» обозначаются величины в координатах закона стенки (отнесенные к масштабам длины v/u_{τ} и времени v/u_{τ}^2). Причем в ряде случаев пространственная протяженность области МЛОП может быть меньше колмогоровского масштаба длины [9]. Величина скорости в пристенной области турбулентного пограничного слоя, в том числе в области МЛОП, того же порядка, что и неопределенность измерения. Это может оказывать существенное влияние на измеряемые пространственно-временные характеристики МЛОП [11]. Совокупность этих факторов демонстрирует сложность и нетривиальность экспериментального исследования явления МЛОП и объясняет ложные выводы, сделанные ранее, например в [1, 2].

Описание экспериментальной установки и методика проведения эксперимента

Эксперименты проводились с использованием высокоскоростного планарного метода PIV (Particle Image Velocimetry) [21, 22], позволяющего получать мгновенные векторные поля скорости с высоким пространственно-временным разрешением. Измерения выполнены в оптически прозрачном рабочем участке длиной 6 м квадратного поперечного сечения ($2H \times 2H = 0,1 \times 0,1$ м) на расстоянии 5 м от входа. В качестве рабочей среды использовался воздух, а в качестве частиц-трассеров — глицериновый аэрозоль со средним диаметром частиц 1 мкм. Для обеспечения равномерного засева частиц-трассеров по

объему рабочей среды на входе в рабочий участок была установлена специальная камера $(0,6\times0,6\times2,4 \text{ м})$, а для обеспечения развитого турбулентного течения — турбулизирующая решетка, выполненная из металлических стержней диаметром 1,4 мм с шагом 6 мм. Постоянный расход воздуха в измерительной области поддерживался набором критических сопел, установленных между компрессором и рабочим участком. Исследования проводились при двух числах Рейнольдса $\text{Re} = U_b H/v = 6200$ и 12400, где U_b — среднерасходная скорость.

Предварительные измерения профилей продольной составляющей средней скорости вдоль рабочего участка показали, что течение в рассматриваемом участке турбулентное, симметричное и устанавливается уже на расстоянии ~ 80*H* (40 калибров) от входного сечения рабочего участка для всех значений числа Рейнольдса. Поэтому основные измерения при исследовании явления МЛОП были выполнены на расстоянии 100*H* от входного сечения рабочего участка. В серии основных экспериментов видеофильмы снимались с частотой кадров 4900 и 3400 Гц с разрешением 160×1280 и 640×240 пиксел, позволяющим покрыть область потока размером 2×16 и 4,47×1,78 мм (14,3×114,1 и 63,5×23,9 в координатах закона стенки) при Re = 6200 и 12400 соответственно. Поскольку МЛОП является довольно редким событием, для фиксации нескольких независимых событий было обработано 63 и 30 видеофрагментов, соответствующих общему времени наблюдения *T* = 257 и 221 с.

Для достижения сходимости результата выполнялось 5 итераций с использованием многопроходного метода PIV [21]. Полученные изображения обрабатывались для неперекрывающихся удлиненных в продольном направлении расчетных областей с размерами $I \times J = 64 \times 8$ пиксел. При выборе размера расчетной области достигался компромисс между неопределенностью измерения и пространственным разрешением. Такой размер расчетной области соответствует $I^+ \times J^+ = 5.6 \times 0.7$ и 6.4×0.8 для Re = 6200 и 12400. Выбранное пространственное разрешение в 2-3 раза меньше колмогоровского масштаба длины λ_{K} в пристенной области турбулентного пограничного слоя. Ближайшая к стенке расчетная область была расположена на расстоянии $y_1 = 4,5$ пиксел, что соответствует $y_1^+ = 0,4$ и 0,44 для рассматриваемых значений Re. С целью снижения влияния неопределенности измерения все полученные сигналы скорости были отфильтрованы согласно процедуре, изложенной в [21]. В работе [11] было показано, что применение данной процедуры позволяет существенно снизить влияние неопределенности измерения и достоверно оценить интегральные характеристики области МЛОП. Выбранные параметры измерения охватывают предполагаемый диапазон пространственно-временной протяженности области МЛОП. Динамическая скорость, используемая при расчете безразмерных величин, оценивалась по профилю средней продольной скорости U в вязком подслое $u_r = [v(\partial U/\partial y)_{v=0}]^{0.5}$. В рассматриваемом случае $u_{\tau} = 0,107$ и 0,202 м/с при Re = 6200 и 12400 (Re_{τ} = 357 и 672). Типичные PIV-изображения приведены на рис. 1.

На рис. 2 представлены распределения продольной составляющей средней скорости и вероятности МЛОП вдоль расстояния от стенки. Под вероятностью МЛОП следует понимать отношение времени, в течение которого наблюдаются отрицательные значения продольной составляющей вектора скорости, к общему времени наблюдения. Видно, что эти распределения достаточно хорошо согласуются с результатами прямого численного моделирования (Direct Numerical Simulation, DNS) [4, 9] и с аналогичными экспериментальными данными, полученными в работе [9] при Re = 3100.



Рис. 1. Типичные PIV-изображения (инвертированные), полученные в серии основных экспериментов при Re = 6200 (*a*) и 12400 (*b*).

Результаты исследования мгновенного локального отрыва потока

В эксперименте событие МЛОП определялось из условия u < 0 в ближайшем к стенке узле расчетной сетки. Всего в эксперименте было обнаружено 27 (Re_r = 357) и 94 (Re_r = 672) независимых событий МЛОП. Использование высокоскоростного метода PIV позволяло анализировать изменение во времени, т.е. сигналы, скорости за достаточно длительный период. Для получения статистической картины течения в окрестности области МЛОП применялась процедура условного осреднения:

$$\langle \varphi \rangle = \langle \varphi (t - t_i, x - x_i, y - y_i) | t = t_i, x = x_i, y = y_i \rangle,$$

где φ — продольная или нормальная к стенке составляющая вектора скорости, (t, x, y) — время и координаты в измерительной области, $(t - t_i, x - x_i, y - y_i)$ — время и координаты в новой системе координат, (t_i, x_i, y_i) — время и координаты *i*-го события МЛОП. Таким образом, в новой системе координат области МЛОП условно центрированы в точке с координатами (0, 0, 0).



Рис. 2. Профили продольной составляющей средней скорости U⁺ (*a*) и вероятности МЛОП *P* (*b*). Результаты получены методом: DNS [4] при Re_r = 180 (*1*), 590 (2), 1000 (3), DNS [9] при Re_r = 211 (4), PIV [9] при Re_r = 207 (5), PIV при Re_r = 357 (6), 672 (7).

На рис. 3 представлены условно осредненные сигналы двух составляющих вектора скорости в вязком подслое $(y^+=1)$ турбулентного пограничного слоя. На рис. 3b в окрестности $t^+=0$ наблюдаются чередующиеся области нисходящего $(-5 < t^+ < 0)$ и восходящего $(0 < t^+ < 5)$ потоков. В работе [9] было показано, что эти области сформированы в результате движения пристенной поперечной вихревой структуры. Согласно [23], такие вихревые структуры индуцируют нисходящий и восходящий потоки, соответствующие событиям Q4 (u' > 0, v' < 0) и Q2 (u' < 0, v' > 0). Однако события, наблюдаемые на рис. 3 в интервале времени $-5 < t^+ < 5$, возникают при u' < 0, т.е. классифицируются как события Q3 (u' < 0, v' < 0) и Q2 (u' < 0, v' > 0), а не Q4 и Q2. Это объясняется тем, что в среднем события МЛОП возникают в хвостовой части крупномасштабной области ($-50 < t^+ < 0$) заторможенного движения (см. рис. 3a). Более того, ситуация меняется с удалением от стенки [9]. По этой причине данная терминология ниже не используется.

Итак, на рис. 3b в окрестности $t^+ = 0$ наблюдаются чередующиеся области нисходящего ($-5 < t^+ < 0$) и восходящего ($0 < t^+ < 5$) потоков, а на рис. 3a — области заторможенного ($-50 < t^+ < 0$) и ускоренного ($0 < t^+ < 60$) течения. Это свидетельствует, что основной механизм формирования событий МЛОП связан с движением пристенных вихревых структур и их взаимодействием с крупномасштабными областями течения. Тем не менее, не стоит исключать того, что события МЛОП могут возникать спорадически, т.е. могут не относятся к какому-либо организованному движению.

Согласно [5, 20], событие МЛОП может быть вызвано силой, направленной со стороны крупномасштабной области ускоренного течения, расположенной над областью МЛОП. В работе [9] было показано, что такая область ускоренного течения располагается выше по потоку относительно области МЛОП. На рис. 3a эту область можно определить по завышенному значению $\langle u \rangle^+$ в интервале времени $0 < t^+ < 60$. В пространственной области наблюдаемая на рис. 3 картина течения соответствует взаимодействию двух крупномасштабных областей течения — ускоренного и заторможенного, расположенных выше и ниже по потоку от области МЛОП соответственно. Согласно описанному в [24–27] механизму образования пристенной турбулентности, такой вид взаимодействия приводит к формированию сильного сдвигового слоя на границе раздела этих областей, развивающемуся из-за потери устойчивости этого слоя, сначала в пристенные поперечные вихревые структуры, а затем в цепочку подковообразных структур, из которых



Рис. 3. Условно осредненные сигналы продольной <u>+ (a) и нормальной к стенке <v>+ (b) составляющих вектора скорости на расстоянии y⁺ = 1 и их среднеквадратические отклонения.
Результаты получены методом: PIV при Re_τ = 357 (1), 672 (2),
PIV [9] при Re_τ = 207 (3), DNS [9] при Re_τ = 211 (4); 5 — среднее локальное значение.

наиболее интенсивные и близкие к стенке индуцируют событие МЛОП. Действительно, на рис. 3*b* в интервале времени $-5 < t^+ < 5$ можно увидеть след в виде нисходящего и восходящего потоков от движения пристенной поперечной вихревой структуры.

Сходство между сигналами скорости, полученными экспериментально (PIV) при $\text{Re}_{\tau} = 357$ и 672, с аналогичными данными, полученными при $\text{Re}_{\tau} = 207$ и 211 [9], свидетельствует об общности механизма формирования МЛОП в диапазоне чисел Рейнольдса $207 < \text{Re}_{\tau} < 672$, т.е. в диапазоне резкого увеличения вероятности МЛОП.

Заключение

На примере развитого турбулентного течения в канале квадратного поперечного сечения экспериментально исследован мгновенный локальный отрыв потока при динамическом числе Рейнольдса $\text{Re}_{\tau} = 357$ и 672. Эксперименты проведены с использованием высокоскоростного планарного метода PIV с высоким пространственно-временным разрешением. Проведен анализ условно осредненных сигналов скорости, полученных в вязком подслое ($y^+ = 1$) турбулентного пограничного слоя. Обнаруженное сходство между этими сигналами и результатами других работ свидетельствует об общности механизма формирования МЛОП в диапазоне чисел Рейнольдса $207 \le \text{Re}_{\tau} \le 672$. Согласно этому механизму, события МЛОП индуцируются поперечными вихревыми структурами, расположенными в буферной области турбулентного пограничного слоя и сформированными в результате взаимодействия крупномасштабных областей ускоренного и заторможенного течения.

Список литературы

- Eckelmann H. The structure of the viscous sublayer and the adjacent wall region in a turbulent channel flow // J. Fluid Mech. 1974. Vol. 65, No. 3. P. 439–459.
- Colella K.J., Keith W.L. Measurements and scaling of wall shear stress fluctuations // Exp. Fluids. 2003. Vol. 34, No. 2. P. 253–260.
- 3. Hu Z., Morfey C.L., Sandham N.D. Wall pressure and shear stress spectra from direct simulations of channel flow // AIAA J. 2006. Vol. 44, No. 7. P. 1541–1549.
- 4. Lenaers P., Li Q., Brethouwer G., Schlatter P., Örlü R. Rare backflow and extreme wall-normal velocity fluctuations in near-wall turbulence // Phys. Fluids. 2012. Vol. 24, No. 3. P. 035110-1–035110-19.
- 5. Chin R.C., Monty J.P., Chong M.S., Marusic I. Conditionally averaged flow topology about a critical point pair in the skin friction field of pipe flows using direct numerical simulations // Phys. Rev. Fluids. 2018. Vol. 3, No. 11. P. 114607-1-114607-13.
- 6. Bross M., Fuchs T., Kähler C.J. Interaction of coherent flow structures in adverse pressure gradient turbulent boundary layers // J. Fluid Mech. 2019. Vol. 873. P. 287–321.
- Willert C.E., Cuvier C., Foucaut J.M., Klinner J., Stanislas M., Laval J.P., Srinath S., Soria J., Amili O., Atkinson C., Kähler C.J., Scharnowski S., Hain R., Schröder A., Geisler R., Agocs J., Röse A. Experimental evidence of near-wall reverse flow events in a zero pressure gradient turbulent boundary layer // Exp. Therm. Fluid Sci. 2018. Vol. 91. P. 320–328.
- Guerrero B., Lambert M.F., Chin R.C. Extreme wall shear stress events in turbulent pipe flows: spatial characteristics of coherent motions // J. Fluid Mech. 2020. Vol. 904. P. A18-1–A18-39.
- 9. Zaripov D., Ivashchenko V., Mullyadzhanov R., Li R., Mikheev N., Kähler C.J. On a mechanism of near-wall reverse flow formation in a turbulent duct flow // J. Fluid Mech. 2021. Vol. 923. P. A20-1–A20-12.
- 10. Zaripov D., Ivashchenko V., Mullyadzhanov R., Li R., Markovich D., Kähler C.J. Reverse flow phenomenon in duct corners at a low Reynolds number // Phys. Fluids. 2021. Vol. 33, No. 8. P. 085130-1–085130-11.
- Zaripov D.I. Problems of an experimental study of a reverse flow in the turbulent channel flow // J. Phys. Conf. Ser. 2021. Vol. 2057, No. 1. P. 012097-1–012097-5.
- Chong M.S., Monty J.P., Chin C., Marusic I. The topology of skin friction and surface vorticity fields in wallbounded flows // J. Turbul. 2012. Vol. 13, No. 13. P. N6-1–N6-10.

- 13. Cardesa J.I., Monty J.P., Soria J., Chong M.S. The structure and dynamics of backflow in turbulent channels // J. Fluid Mech. 2019. Vol. 880. P. R3-1–R3-11.
- Brücker C. Evidence of rare backflow and skin-friction critical points in near-wall turbulence using micropillar imaging // Phys. Fluids. 2015. Vol. 27, No. 3. P. 031705-1–031705-7.
- Vinuesa R., Örlü R., Schlatter P. Characterization of backflow events over a wing section // J. Turbul. 2017. Vol. 18, No. 2. P. 170–185.
- 16. Diaz-Daniel C., Laizet S., Vassilicos J.C. Wall shear stress fluctuations: Mixed scaling and their effects on velocity fluctuations in a turbulent boundary layer // Phys. Fluids. 2017. Vol. 29, No. 5. P. 055102-1–055102-14.
- 17. Yao Y.C., Huang W.X., Xu C.X. Amplitude modulation and extreme events in turbulent channel flow // Acta Mech. Sin. 2018. Vol. 34, No. 1. P. 1–9.
- Jalalabadi R., Sung H.J. Influence of backflow on skin friction in turbulent pipe flow // Phys. Fluids. 2018. Vol. 30, No. 6. P. 065104-1–065104-9.
- Pan C., Kwon Y. Extremely high wall-shear stress events in a turbulent boundary layer // J. Phys. Conf. Ser. 2018. Vol. 1001, No. 1. P. 012004-1–012004-13.
- 20. Cardesa J.I., Monty J.P., Soria J., Chong M.S. Skin-friction critical points in wall-bounded flows // J. Phys. Conf. Ser. 2014. Vol. 506, No. 1. P. 012009-1–012009-15.
- Zaripov D., Li R., Dushin N. Dissipation rate estimation in the turbulent boundary layer using high-speed planar particle image velocimetry // Exp. Fluids. 2019. Vol. 60, No. 1. P. 18-1–18-16.
- 22. Токарев М.П., Маркович Д.М., Бильский А.В. Адаптивные алгоритмы обработки изображений частиц для расчета мгновенных полей скорости // Вычисл. технологии. 2007. Т. 12, № 3. С. 109–131.
- Wallace J.M. Quadrant analysis in turbulence research: history and evolution // Annu. Rev. Fluid Mech. 2016. Vol. 48, No. 1. P. 131–158.
- 24. Robinson S.K. The kinematics of turbulent boundary layer structure // NASA Tech. Memo. 1991. No. 103859. P. 479.
- **25. Бойко А.В., Грек Г.Р., Довгаль А.В., Козлов В.В.** Возникновение турбулентности в пристенных течениях. Новосибирск: Наука, 1999. 328 с.
- 26. Smith C.R., Walker J.D.A., Haidari A.H., Sobrun U. On the dynamics of near-wall turbulence // Philos. Trans. R. Soc. London. Ser. A Phys. Eng. Sci. 1991. Vol. 336, No. 1641. P. 131–175.
- Adrian R.J., Meinhart C.D., Tomkins C.D. Vortex organization in the outer region of the turbulent boundary layer // J. Fluid Mech. 2000. Vol. 422. P. 1–54.

Статья поступила в редакцию 8 июля 2022 г., после доработки — 20 июля 2022 г., принята к публикации 2 сентября 2022 г.