

03

## Ламинарный суперслой в турбулентном пограничном слое

© Н.В. Семин, В.В. Голуб, G.E. Elsinga, J. Westerweel

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва  
Московский физико-технический институт (ГУ), Московская область,  
Долгопрудный  
Delft University of Technology, 2628CA, Delft, the Netherlands,  
Leeghwaterstraat 21  
E-mail: seminnikolay@gmail.com

Поступило в Редакцию 16 августа 2011 г.

Подтверждено существование резкой границы между турбулентной и нетурбулентной жидкостью на внешней границе турбулентного пограничного слоя без градиента давления для низкого числа Рейнольдса. Впервые, при помощи техники томографического измерения поля скоростей, получены средние параметры границы: ее размер и относительный скачок скорости.

Распространенные классические турбулентные течения граничат с внешним флуктуирующим потенциальным потоком. С начала прошлого века идет продолжительная дискуссия о том, как нетурбулентная жидкость вовлекается турбулентным течением [1–10]. В классической работе [2] при помощи визуализации было показано существование крупномасштабных организованных структур в мгновенной структуре течения плоского турбулентного слоя смещения (ТСС). Крупные вихри увлекают безвихревую жидкость из внешнего потока и переносят ее вовнутрь растущего турбулентного течения. До недавнего времени этот механизм вовлечения жидкости турбулентностью считался основным для всех турбулентных сдвиговых течений [1–5]. Фактически речь идет о том, что крупные вихри создают макроскопическое Рейнольдсовское сдвиговое напряжение, которое подобно вязкому сдвиговому напряжению в ламинарном течении и за счет трения вовлекает все большие объемы жидкости в турбулентное течение.

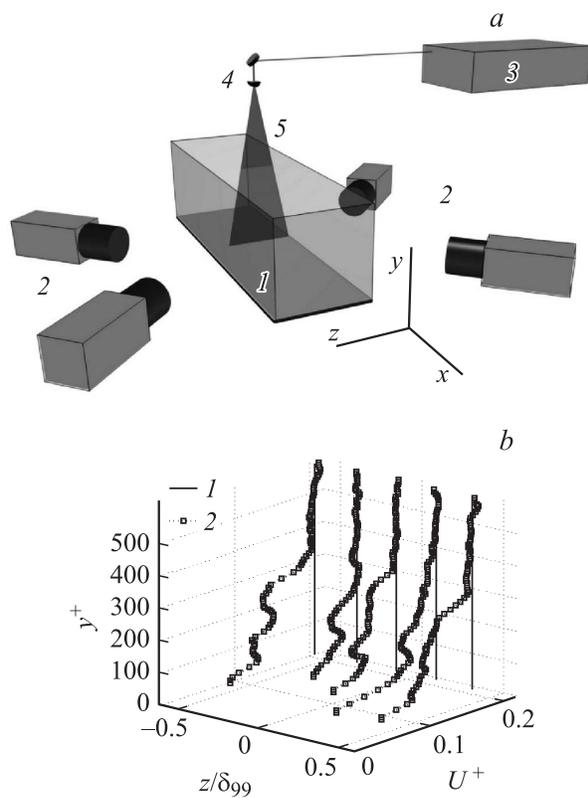
В другой точке зрения, берущей начало в [6], высказывалось предложение, что турбулентная часть потока может расти и передавать завихренность только за счет прямого контакта с нетурбулентной

частью через вязкосдвиговый механизм. Была предложена гипотеза, что на границе раздела между турбулентным течением и внешним флуктуирующим потенциальным потоком расположен так называемый ламинарный суперслой (ЛС). Ламинарный тут понимается в том смысле, что присутствующие в нем флуктуации являются безвихревыми. Как следствие, сдвиговые рейнольдсовские напряжения равны нулю. ЛС непрерывно распространяется в безвихревую часть потока и передает ей завихренность. Обоснованием данной гипотезы служил анализ шпирен-фотографий, на которых виден тонкий сдвиговый слой на границе раздела с внешним потоком, а также измерения перемежаемости. Анализ при помощи контрольного объема предсказывал отличный от нуля скачок продольной компоненты скорости через ЛС. Попытки измерить эту величину были безуспешными ввиду невозможности на тот момент проводить удовлетворительные измерения поля завихренности в турбулентных течениях.

Недавно в ряде теоретических, экспериментальных и численных работ [7–10] было показано количественно, что в отличие от ТСС вклад крупных вихрей в процесс вовлечения для развитого турбулентного следа (РТС) и свободной турбулентной струи (СТС) составляет всего порядка 10%. Основной эффект дают мелкие вихри, которые образуют резкую волнистую границу раздела турбулентной и нетурбулентной жидкости. Тем самым гипотеза о ЛС получила подтверждение в ряде турбулентных течений.

В связи с этим интересен вопрос о внешней структуре турбулентного пограничного слоя (ТПС) и в какой мере она сходна с границей других свободных сдвиговых турбулентных течений. В данной работе впервые проведено детальное исследование ЛС в ТПС с помощью измерения 3-мерного распределения поля скоростей. Основной целью работы является измерение статистических свойств распространяющегося ЛС, которое позволит качественное или грубое количественное описание данного явления.

Измерения ТПС без градиента давления проводились в водном туннеле с 5-метровой оптически прозрачной измерительной секцией сечением  $0.6 \times 0.6 \text{ m}^2$ . Схема эксперимента показана на рис. 1, *a*. Вода попадает в секцию через осадочную камеру с сотами и металлическими сетками. Затем следует сужение в отношении 6 к 1. В результате получается однородный поток с уровнем турбулентности  $\sigma_U < 0.5\%$ . Чтобы компенсировать постепенное ускорение потока вниз по течению



**Рис. 1.** *a* — схема эксперимента: 1 — измерительная секция водного тоннеля, 2 — камеры, 3 — лазер, 4 — оптика для формирования лазерного ножа, 5 — лазерный нож. *b*: 1 — скорость свободного потока  $U_\infty = 0.203$  m/s, 2 — несколько мгновенных профилей  $U$ -компоненты скорости в разных поперечных местах. *c* — профиль средней скорости: 1 — данная работа; 2 — измерения при помощи LDA [12]; 3 — логарифмический участок; 4 — данные DNS [13] для  $Re_\theta = 1410$ . *d* — реинольдсовские напряжения, нормализованные по внутренним переменным ( $U_\tau, v$ ): 1–6 —  $\langle uu \rangle$ ,  $\langle vv \rangle$ ,  $\langle ww \rangle$ ,  $\langle uv \rangle$ ,  $\langle uw \rangle$  и  $\langle vw \rangle$  соответственно, полученные в данной работе при помощи TRIV; 7–9 —  $\langle uu \rangle$ ,  $\langle vv \rangle$  и  $\langle uv \rangle$  соответственно, полученные при помощи LDA [12]; 10 — данные DNS [13] для  $Re_\theta = 1410$ .

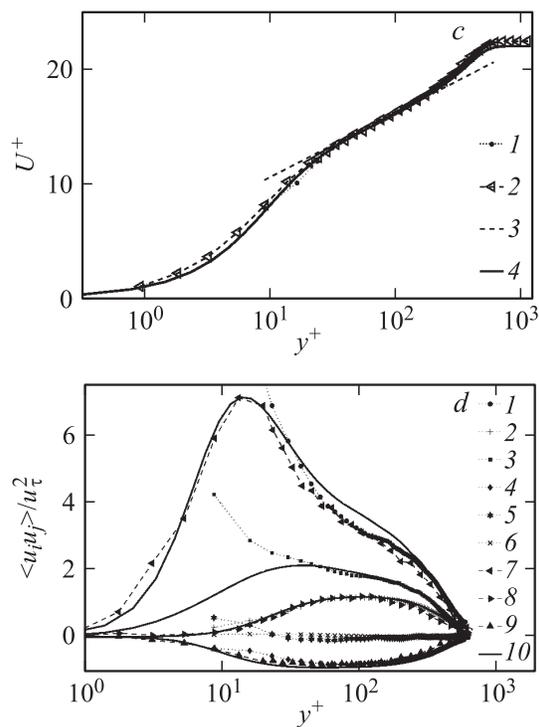


Рис. 1 (продолжение).

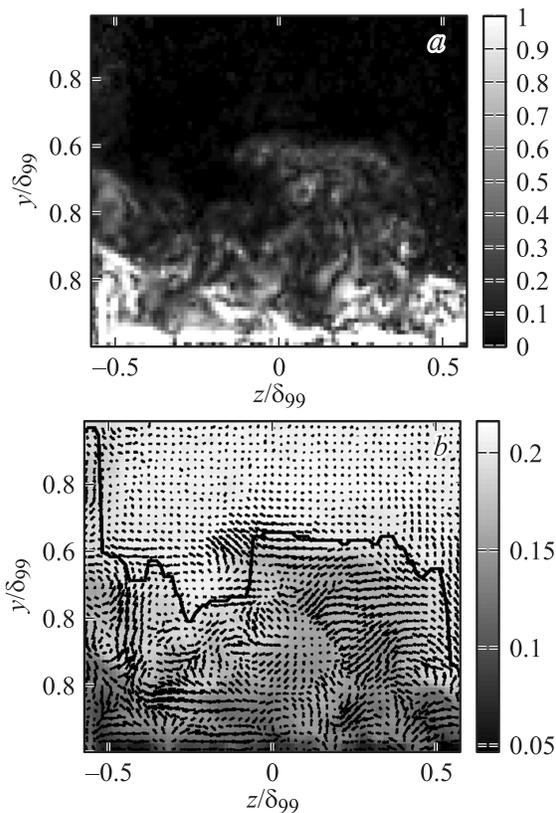
из-за роста пограничного слоя и уменьшение эффективного сечения была установлена регулировка высоты дна. За счет этого средняя по сечению скорость поддерживалась постоянной вдоль всей измерительной области с точностью 0.5% от средней скорости 0.20 m/s. В 2.5 m вверх по течению от места измерения на пластине был установлен цилиндр диаметром 5 mm. Он служил турбулизатором и фиксировал ламинарно-турбулентный переход. В исследуемой области толщина ТПС  $\delta_{99}$  составила 68 mm. Она была оценена как координата, где профиль средней скорости достигал 99% от величины скорости свободного потока,  $U_\infty = 0.203$  m/s:  $\langle U(\delta_{99}) \rangle = 0.99U_\infty$ . Число Рейнольдса  $Re_\theta$ , рассчитанное по толщине потери импульса  $\theta = 7$  mm и

скорости свободного потока, составило 1370. Вязкое число Рейнольдса  $Re_\tau \equiv U_\tau \delta_{99} / \nu$  было 600. Здесь  $U_\tau = 9.2 \text{ mm/s}$  — скорость трения, а  $\nu = 1.05 \text{ mm}^2/\text{s}$  — кинематическая вязкость. Измерения проводились при помощи техники томографического измерения скорости (TRIV) [11] в объеме  $0.05\delta_{99} \times 1.1\delta_{99} \times 1.1\delta_{99}$ . Координатные оси были направлены по потоку ( $x$ ), нормально к стенке ( $y$ ) и параллельно стенке ( $z$ ).  $U$ ,  $V$ ,  $W$  обозначают продольную, нормальную и поперечную компоненты скорости. Было получено 1000 мгновенных 3D-распределений скорости ( $U$ ,  $V$ ,  $W$ ), размером  $2 \times 82 \times 97$  каждый.

На рис. 1, *c* и *d* представлены осредненные характеристики ТПС, полученные при помощи TPIV. Для сравнения представлены измерения того же ТПС при помощи лазерной доплеровской анемометрии (LDA) [12] и данные из численного моделирования для  $Re_\theta = 1410$  [13]. При приближении к стенке  $y^+ < 20$  наблюдается существенное расхождение между данными TRIV и данными из других источников (LDA, DNS). Здесь  $y^+ \equiv yU_\tau/\nu$  — универсальная нормальная координата. В области  $y^+ > 20$  наблюдается коллапс с точностью до ошибки измерений. Небольшие отклонения между TPIV/LDA и DNS можно объяснить различиями в начальных и граничных условиях, которые неизбежно присутствуют между экспериментом и расчетом. Пространственное разрешение TPIV измерений было оценено согласно критерию Неймана–Котельникова в  $2\Delta y^+ = 16$ , что сравнимо с колмогоровским масштабом  $\eta^+ \sim 10$  [14]. Следовательно, можно утверждать, что корректно разрешены основные масштабы течения от  $\eta$  до  $\delta_{99}$ .

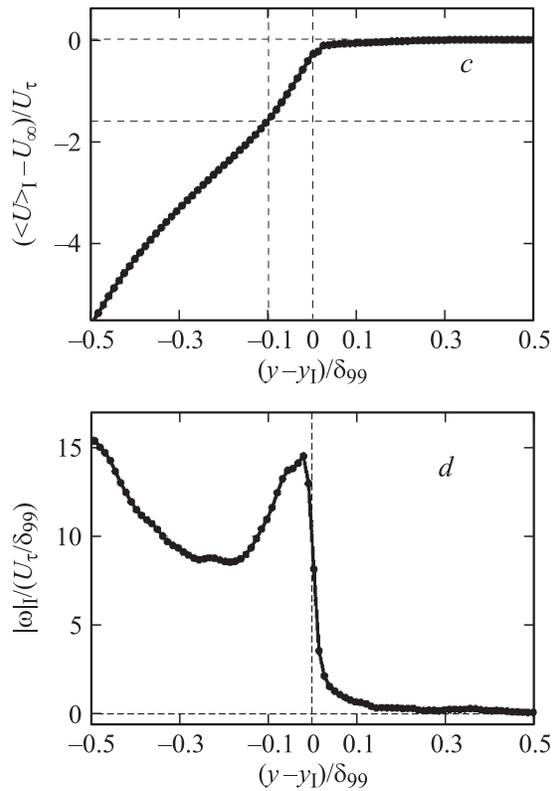
На рис. 1, *b* в качестве примера показано несколько мгновенных профилей  $U$ -компоненты скорости в разных поперечных местах. Сплошные вертикальные линии обозначают скорость свободного потока. Из рисунка видно, что локальная средняя скорость становится равной скорости внешнего потока не плавно, а через характерный сдвиговый слой.

Для определения положения ЛС используются пороговые критерии для завихренности и локальной флуктуации скорости [6–9], также был предложен объединенный критерий [15]. Мы использовали пороговый критерий для величины произведения модуля локальной завихренности и локальной флуктуации скорости:  $|\omega|(U_\infty - U)$ , которые доступны из данных TPIV. Наиболее удаленные точки от стенки с величиной  $|\omega|(U_\infty - U)$  выше пороговой принимались за положение ЛС



**Рис. 2.** *a* — модуль величины  $|\omega|(U_\infty - U)$ . *b* — пример мгновенного поля скоростей в ТПС. Векторы —  $y$ - и  $z$ -компоненты скорости ( $V, W$ ). Показан только каждый второй вектор; оттенки серого обозначают  $x$ -компоненту скорости ( $U$ ), сплошная черная линия — положение ЛС, полученное из анализа рис. 2, *a*. *c* — модуль условно осредненной относительно положения ЛС завихренности  $|\omega|_1$ . *d* — условно осредненная относительно положения ЛС  $x$ -компонента скорости  $\langle U \rangle_1$ .

(рис. 2, *a*). В качестве порогового значения мы использовали величину  $(1-10)U_\tau^2/\delta_{99}$ . На рис. 2, *b* показано мгновенное поле скоростей. Сплошная линия указывает на положение ЛС. Затем мы проводили



**Рис. 2** (продолжение).

условно-выборочное осреднение  $x$ -компоненты скорости и компонент завихренности относительно ЛС. Для этого вводилась новая система координат  $(z_1, y_1)$ , где  $(z_1)$  нормально к границе ЛС, а  $(y_1)$  касательно к ней. В новой системе координат положение границы ЛС точно в  $(0,0)$ . Осреднение относительно границы, которой мы обозначили  $\langle \cdot \rangle_1$ , проводилось сперва вдоль локального направления  $(z_1)$ , а затем по времени.

На рис. 2,  $c$  показан модуль условно-выборочно осредненной завихренности  $|\omega|_1$  относительно положения ЛС. Существенно, что зави-

хренность становится равной нулю при переходе через ЛС ( $y > y_1$ ). Результат не зависит от величины порога в используемом диапазоне, что указывает на корректность процедуры по определению положения ЛС. Среднее положение ЛС  $y_1 = (0.6 \pm 0.05)\delta_{99}$ .

На рис. 2, *d* приведен профиль средней  $x$ -компоненты скорости  $\langle U \rangle_1$ , посчитанный относительно границы ЛС. Мы определили толщину слоя как расстояние между границей ЛС ( $y - y_1 = 0$ ) и скачком в наклоне кривой ( $y - y_1 \approx 0.1\delta_{99}$ ). Она составила  $\Delta_1 = (0.09 \pm 0.02)\delta_{99}$ . Относительный скачок скорости составил  $\Delta U = (1.6 \pm 0.1)U_\tau$ . Если принять во внимание, что интегральный масштаб турбулентности для СТС и РТС порядка их полуширины [3–5], а для ТПС он порядка  $\delta_{99}$ , то проявляется сходство графика на рис. 2, *d* и толщины слоя  $\Delta_1$  с результатами аналогичных исследований для СТС и РТС [6,7]. Тем самым результат служит количественным аргументом в пользу известной гипотезы о сходстве внешней структуры ТПС с РТС, которая лежит в основе полуэмпирического закона распределения скорости для ТПС [16].

Стоит отметить, что числа Рейнольдса как в данной работе, так и в работах [7–10] низкие или лабораторные. Поэтому, строго говоря, все выводы применимы только для этих чисел Рейнольдса. Результаты работы подтверждают выводы теоретических исследований [6,9] и указывают, что, в частности, вязкие эффекты в ТПС не ограничены только областью, близкой к стенке, как принято считать в классической теории [3–5].

## Список литературы

- [1] *Turner J.S.* // J. Fluid Mech. 1986. V. 173. P. 431–471.
- [2] *Brown G.L., Roshko A.* // J. Fluid Mech. 1974. V. 64–04. P. 775–816.
- [3] *Монин А.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. СПб.: Гидрометеоиздат, 1992.
- [4] *Pope S.* Turbulent flows. Cambridge Univ. Pr., 2000.
- [5] *Реник Е.У., Соседко Ю.П.* Турбулентный пограничный строй. М.: Физматлит, 2007.
- [6] *Corrsin S., Kistler A.L.* // Free-stream boundaries of turbulent flows. NASA, 1954.
- [7] *Bisset D.J., Hunt J.C.R., Rogers M.M.* // J. Fluid Mech. 2002. V. 451. P. 383–410.
- [8] *Westerweel J., Fukushima C., Pedersen J.M., Hunt J.C.R.* // J. Fluid Mech. 2009. V. 631. P. 199–230.

- [9] *Hunt J.C.R., Eames I., Westerweel J.* // J. Fluid Mech. 2006. V. 554. P. 499–519.
- [10] *Holzner M., Liberzon A., Nikitin N., Lüthi B., Kinzelbach W., Tsinober A.* // J. Fluid Mech. 2008. V. 598. P. 465–475.
- [11] *Elsinga G., Scarano F., Wieneke B., van Oudheusden B.* // Exp. Fluids. 2006. V. 41. P. 933–947.
- [12] *Harleman M., Delfos R., Westerweel J., van Terwisga T.* // Progress in Wall Turbulence conference. Lille, April 21–23 2009.
- [13] *Spalart P.R.* // J. Fluid Mech. 1988. V. 187. P. 61–98.
- [14] *Stanislas M., Perret L., Foucaut J.* // J. Fluid Mech. 2008. V. 602. P. 327–382.
- [15] *Anand R.K., Boersma B.J., Agrawal A.* // Exp. Fluids. 2009. V. 47. P. 995–1007.
- [16] *Coles D.* // J. Fluid. Mech. 1956. V. 02. P. 191–226.