

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАМИНАРНОГО ПОДСЛОЯ НА ПРОНИЦАЕМЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ ПРИ ВДУВЕ

А. Л. ЕРМАКОВ, В. М. ЕРОШЕНКО, Ю. Н. ТЕРЕНТЬЕВ,  
Л. С. ЯНОВСКИЙ

(Москва)

Тонкая пристенная область — ламинарный (или вязкий) подслой, — в которой преобладает молекулярный механизм обмена, играет важную роль в процессах трения и теплообмена в турбулентном пограничном слое. В частности, от соотношения между толщиной подслоя и высотой шероховатости поверхности зависит режим ее обтекания — гидродинамически гладкий или шероховатый. Это имеет большое практическое значение, и поэтому критерии шероховатости давно стали предметом многочисленных и систематических исследований. Для большинства наиболее распространенных на практике случаев имеются исчерпывающие данные [1]. Скорость на границе ламинарного подслоя входит в качестве важного параметра в двухслойные расчетные схемы (например, [2-4] и др.). Несмотря на то что теоретический анализ турбулентного пограничного слоя при вдуве начался несколько десятков лет назад, до настоящего времени практически отсутствуют надежные опытные данные, по которым можно судить об изменении параметров внутри и на границе подслоя в зависимости от интенсивности вдува.

В данной работе были поставлены прецизионные экспериментальные исследования параметров ламинарного подслоя на проницаемых поверхностях при вдуве с использованием интерферометрической диагностики.

1. Экспериментальная техника и методы исследования. Опыты были проведены на аэродинамической трубе с интерферометром Маха — Цендера, оснащенным лазерными источниками света [5].

Модель представляла собой пористую пластину длиной 276 мм, вмонтированную заподлицо в нижнюю стенку канала прямоугольного сечения  $40 \times 80$  мм<sup>2</sup>. Боковыми стенками канала служили оптические стекла интерферометрической чистоты, а верхняя стенка была сделана гибкой. Это позволяло устранять продольные отрицательные градиенты давления, возникающие при вдувах.

Эксперименты проводились в изотермических условиях при скорости набегающего потока, обеспечивающей развитый турбулентный пограничный слой по всей длине пластины (число Рейнольдса  $Re_x = 5 \cdot 10^5$ , эффективная длина предвключенного участка  $x_n \approx 25$  мм).

Основные количественные результаты получены интерферометрическим методом. В данной работе исследовался диффузионный ламинарный подслой при вдуве  $CO_2$ . Этот газ был выбран ввиду того, что его число Шмидта  $Sc$  при диффузии в воздухе весьма близко к единице ( $Sc = 0.96$  [6]), и поэтому имеются все основания перенести с хорошим приближением полученные результаты на гидродинамический ламинарный подслой.

Объект снимался на широкоформатную 19-см аэрофотопленку практически без уменьшения при исходных настройках интерферометра на бесконечно широкую полосу и на вертикальные полосы конечной ширины (10 полос на 1 мм). Экспозиция задавалась длительностью вспышки рубинового лазера (~50 нсек). Затем интерферограммы расшифровывались под микроскопом при 50-кратном увеличении.

2. Исходные представления. Детальное изучение структуры турбулентного пограничного слоя показало [1], что он состоит из областей с различным характером течения. Обозначим через  $u_L^+ = u_L v / \nu$ ,  $u_s^+ = u_s / \nu$  безразмерные толщину подслоя и скорость на его границе в трехслойной схеме (или соответственно  $\delta_L^+ = \delta_L v / \nu$ ,  $u_s^+ = u_s / \nu$  в двухслойной схеме), где  $v_* = \sqrt{\tau_w / \rho_w}$  — динамическая скорость.

К самой стенке прилегает зона, в которой энергия флуктуаций очень мала и осредненное во времени касательное напряжение в основном определяется молекулярной вязкостью ( $\mu_L \gg \mu_T$ ). Поэтому течение здесь можно считать ламинарным. За тонким ламинарным подслоем расположена вторая узкая зона, в которой ламинарное течение подвержено влиянию турбулентных пульсаций. В этой переходной (буферной) зоне уже нельзя пренебрегать турбулентным переносом ( $\mu_T \sim \mu_L$ ). Еще дальше от стенки течение является полностью турбулентным ( $\mu_T \gg \mu_L$ , турбулентное ядро). Количественно зоны характеризуются следующим образом [1]: ламинарный подслой при  $0 < y_L^+ \leq 4-5$ ; переходная зона при  $4-5 < y^+ \leq 30-70$ ; турбулентное ядро при  $y^+ > 30-70$ .

Трехслойная модель, предложенная Карманом еще в 1939 г., не нашла широкого применения в расчетах. На практике обычно используют упрощенную двухслойную схему Прандтля [1]. Эта схема разбиения потока на две области (турбулентное ядро и ламинарный подслой) оказалась вполне приемлемой для расчетов трения. Применима она и для расчетов теплообмена при числах Прандтля  $Pr \approx 1$ . Области резко разграничены, и, как предполагал Прандтль, границей раздела областей может служить точка пересечения универсальных профилей скоростей в подслое и ядре, причем так называемая расчетная толщина ламинарного подслоя в двухслойной схеме  $\sigma_0 = 11.6$  (индекс 0 везде относится к условиям отсутствия вдува). Есть и другие варианты ее определения, например по экспериментальным данным [4]. Но так или иначе, границы изменения  $\sigma_0$  невелики (11.5–13.1).

Отметим, что, хотя  $\sigma_0$  вводится в некоторой степени формально, ей можно придать определенный физический смысл — это толщина пристенного слоя, на границе которого  $\mu_L \sim \mu_T$ . Действительно, из-за того что ламинарный подслой подвержен сильным возмущениям турбулентностью ядра пограничного слоя, его число Рейнольдса должно быть порядка нижнего критического, которое равно 150 для потока, параллельного вектору напряжения трения:  $Re_{L0} = \delta_L u_\delta / \nu = \delta_L^+ u_\delta^+ \approx 150$ , т. е.  $\delta_L^+ \approx \sigma_0 \approx 12$ .

**3. Распределение параметров внутри ламинарного подслоя.** Оценка членов в уравнениях пограничного слоя, которую обычно делают с учетом специфики течения в ламинарном подслое, позволяет свести их к обыкновенным линейным дифференциальным уравнениям и проинтегрировать. Между полями скорости и концентрации имеет место аналогия, поэтому рассмотрим динамический ламинарный подслой. В результате интегрирования получаются теоретические распределения скоростей (концентраций и температур аналогично) и трения в подслое в зависимости от интенсивности вдува

$$(3.1) \quad \omega_L = \frac{\exp(Re_\sigma \xi_L) - 1}{\exp Re_\sigma - 1}, \quad u^+ = \frac{\exp(v_w^+ y^+) - 1}{v_w^+}, \quad \frac{\tau}{\tau_w} = 1 + B\omega$$

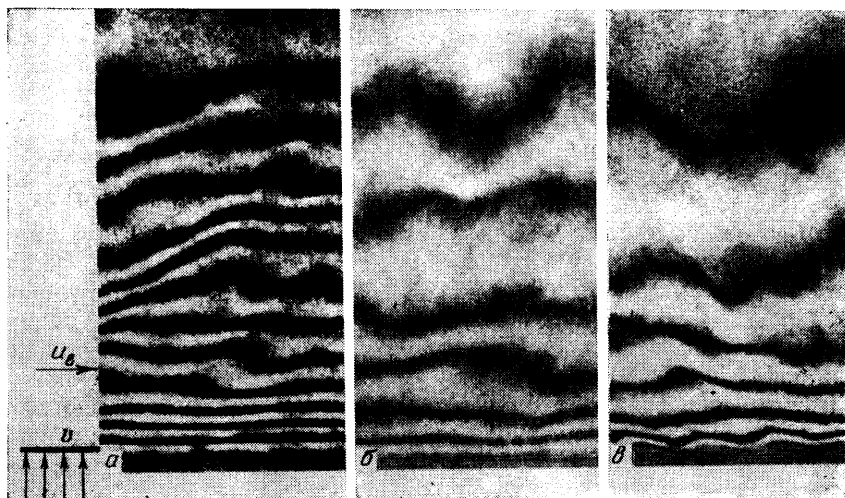
$$\omega_L = \frac{u}{u_L}, \quad \xi_L = \frac{y}{y_L}, \quad Re_\sigma = \frac{y_L v_w}{\nu}, \quad v_w^+ = \frac{v_w}{v_*}, \quad B = \frac{2F}{c_f}, \quad F = \frac{(\rho v)_w}{(\rho u)_e}$$

где  $\omega_L$ ,  $\xi_L$  — относительные скорость и координата,  $Re_\sigma$ ,  $v_w^+$ ,  $B$ ,  $F$  — параметры вдува,  $c_f$  — коэффициент поверхностного трения,  $\tau$  — напряжение трения, индексы:  $w$  относится к условиям на стенке,  $L$  — к границе ламинарного подслоя,  $e$  — к внешней границе пограничного слоя.

Экспериментальное исследование распределения параметров внутри ламинарного подслоя затруднено из-за его малого поперечного размера. Поля скоростей в подслое при вдуве были подробно исследованы лишь в двух работах ([7, 8]). В [7] экспериментальные профили, измеренные ме-

тодом трассирования потока частицами, хорошо совпали с теоретическими (3.1). С другой стороны, в работе [8] опровергается экспоненциальный закон скорости, опытные данные говорят о линейном нарастании скорости (измерения проводились термоанемометром фирмы DISA). Таким образом, картина не совсем ясна.

Ранние исследования [9, 10] показали, что при вдуве различных газов через поры вблизи стенки находится хорошо выраженная зона с линейным распределением концентрации, в которой уровень пульсаций концентрации на порядок меньше, чем во внешней по отношению к ней области.



Фиг. 1

Эта зона была отождествлена с ламинарным подслоем. На фиг. 1 приведены увеличенные интерферограммы участка турбулентного пограничного слоя при пористом вдуве He (а) и CO<sub>2</sub> (б). На снимках вблизи стенки отчетливо виден ламинарный диффузионный подслой, состоящий из невозмущенных турбулентностью интерференционных полос. Необходимо отметить, что на перфорированной поверхности вытекающие отдельные струйки газа разрушают характерную двумерную структуру ламинарного подслоя (фиг. 1, в).

На фиг. 2 изображено распределение массовых концентраций углекислого газа  $C^+ = (C_w - C) / (C_w - C_e)$  по подслою в широком диапазоне интенсивностей вдува.

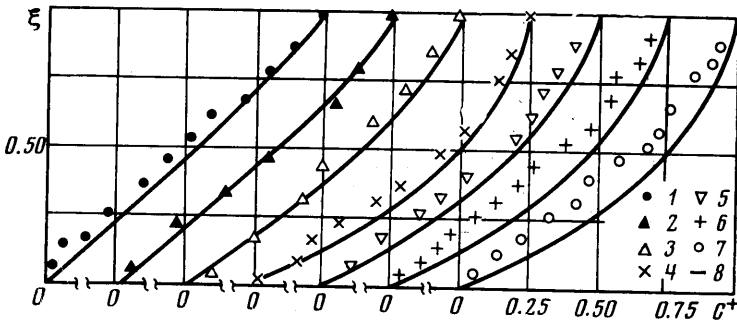
Данные 1–7 соответствуют значениям числа Re, 0.382, 0.469, 0.528, 0.982, 1.153, 1.209, 1.464, кривые 8 – расчету по (3.1).

Общий вывод, который можно сделать, анализируя фиг. 2, следующий. При весьма слабых вдувах профиль скорости (концентрации или температуры) в подслое вполне удовлетворительно описывается уравнением (3.1). При увеличении параметра вдува Re, наблюдается расслоение кривых, причем теоретические профили систематически и быстро увеличивают свою кривизну, в то время как кривизна экспериментальных профилей увеличивается очень слабо, они остаются близки к линейным. Поэтому не удивительно, что в работе [8] распределение скорости в подслое нашли линейным. По-видимому, одномерное линейное дифференциальное уравнение движения (диффузии или энергии) при увеличении интенсивности вдува не способно адекватно описать процесс. Тот факт, что рас-

пределение  $C$  (или  $u$ ) в подслое близко к линейному, будет вполне подтвержден при расчетах важного физического параметра  $Re_L$  — числа Рейнольдса на границе подслоя.

**4. Параметры на границе подслоя.** Из общих физических представлений следует, что изменение  $\sigma$  от интенсивности вдува качественно происходит следующим образом.

С увеличением интенсивности вдува значение  $\sigma$  уменьшается, поскольку устойчивость ламинарного течения жидкости при наличии возмущения в виде поперечного потока вещества снижается. При уменьшении интенсивности вдува до нуля  $(\sigma/\sigma_0)^2 \rightarrow 1$ .



Фиг. 2

Конечно, этих сведений слишком мало, чтобы найти количественное изменение  $u_0$  в зависимости от вдува. Поэтому различные авторы [3, 4, 11] выдвигали разнообразные гипотезы относительно поведения параметров на границе подслоя, которые непосредственно никто не подтверждал и не опровергал.

В [11] принято, что характерным вблизи стенки является трение не на стенке, а на границе подслоя  $\tau_0$ , и предполагается

$$(4.1) \quad \rho \sqrt{\tau_0} / \rho \delta_L / \mu = \sigma_0 \quad (\sigma_0 = 11.3)$$

Для того чтобы узнать, насколько физически обоснована эта гипотеза, исследуем, как меняется устойчивость ламинарного подслоя. Согласно (4.1) имеем

$$(4.2) \quad (\sigma/\sigma_0)^2 = (\exp Re_0 - 1) / (Re_0 \exp Re_0)$$

Функция (4.2) при увеличении параметра вдува является монотонно убывающей и поэтому не противоречит условию  $(\sigma/\sigma_0)^2 \rightarrow 1$ . Согласно [11] параметры на границе подслоя изменяются следующим образом:

$$(4.3) \quad u_0^+ = \frac{\exp(v_w^+ \delta_L^+) - 1}{v_w^+}, \quad \delta_L^+ = \frac{4.61 \lg(\delta_{L0}^+ / \delta_L^+)}{v_w^+}$$

причем  $u_0^+$  и  $\delta_L^+$  связаны по (4.1) соотношением

$$(4.4) \quad u_0^+ = \frac{\delta_L^+}{\ln(\delta_{L0}^+ / \delta_L^+)} [(\delta_{L0}^+ / \delta_L^+)^2 - 1]$$

В [3] принято, что при вдуве

$$(4.5) \quad u_{\delta}^+ = u_{\delta} / v_{*} = \sigma_0 \quad (\sigma_0 = 11.9)$$

Это требование вполне обоснованно, поскольку в этом случае имеем

$$(4.6) \quad (\sigma / \sigma_0)^2 = \text{Re}_v / (\exp \text{Re}_v - 1)$$

Для границы подслоя с учетом (4.5) можно получить

$$(4.7) \quad v_w^+ \sigma_0 / [\exp(\delta_L^+ v_w^+) - 1] = 1$$

В [4] предполагается, что число Рейнольдса, построенное по толщине подслоя  $\delta_L$  и скорости  $u_{\delta}$ , является постоянной величиной, т. е.

$$(4.8) \quad \text{Re}_L = \text{Re}_{L_0} = \sigma_0^2 = \text{const}$$

откуда

$$\delta_L^+ = \sigma_0^2 / u_{\delta}^+.$$

Гипотеза (4.8) не выдерживает критики, так как означает, что  $(\sigma / \sigma_0)^2 = 1$ .

В качестве другой гипотезы в [4] выдвинуто предположение

$$(4.9) \quad u_{\delta} / u_e = \sigma_0 [(c_f / 2) (T_w / T_e)]^{1/4} \quad (\sigma_0 = 13.1)$$

При отсутствии теплообмена  $T_w / T_e = 1$  и (4.9) совпадает с (4.5). Толщину подслоя в [4] предлагается определять по уравнению подслоя

$$(4.10) \quad \delta_L^+ = \frac{1}{v_w^+} [\ln(1 + v_w^+ \sigma_0 \sqrt{T_w / T_e})]$$

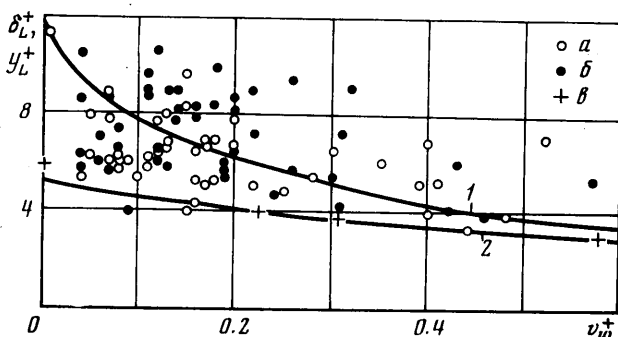
Анализ перечисленных гипотез, а также следствий из них показал, что согласие между различными предположениями весьма отдаленное. Это и не удивительно. Фиксация, пусть даже на основании физических предпосылок, какого-либо комплекса, составленного из характерных для данной области величин, является не более чем грубой схемой. Обратимся к результатам опытов.

На фиг. 3 и 4 изображено изменение мгновенной толщины ламинарного подслоя  $u_L^+$  и скорости на его границе  $u_{\delta}^+$  в зависимости от безразмерной скорости вдува  $v_w^+$ . Точки *a* и *b* соответствуют разным сечениям пластины, точки *b* заимствованы из [7]. Измерения проводились интерферометрическим методом до параметра вдува, при котором ламинарный подслей еще сохранял свою структурную индивидуальность.

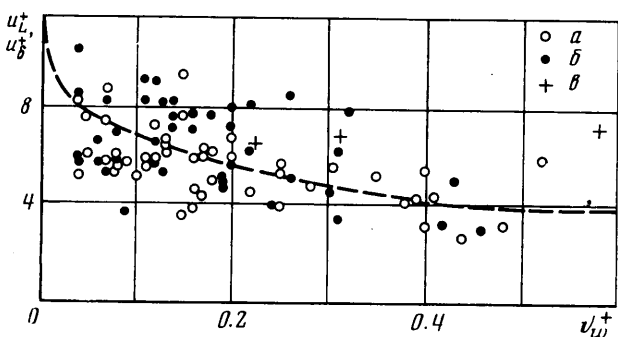
Как видно из приведенных фигур, мгновенные значения параметров на границе подслоя сильно не стационарны. Ни одна из перечисленных гипотез не описывает верно изменение скорости на границе подслоя при вдуве. Для двухслойных расчетных схем необходима скорость  $u_{\delta}^+$ ; по-видимому, она будет находиться между верхней и нижней границами изменения  $u_L^+$  — кривая на фиг. 4 (если  $u_{\delta}^+$ , так же как и в случае без вдува, придать физический смысл скорости, по которой строится критическое число Рейнольдса для подслоя).

Аналогично можно определить толщину ламинарного подслоя  $\delta_L^+$ , соответствующую  $u_{\delta}^+$ . Интересно отметить, что здесь все три гипотезы дают реалистичный результат (кривая 1 на фиг. 3). Таким образом, можно использовать любое из трех уравнений ((4.3), (4.7), (4.10)), например уравнение подслоя

$$\delta_L^+ = \frac{1}{v_w^+} \ln(1 + v_w^+ u_{\delta}^+)$$



Фиг. 3



Фиг. 4

если в нем условно зафиксировать  $u_\delta^+ \approx 13$ . Для  $u_\delta^+$  можно предложить уравнение, аналогичное по структуре (4.10), с заменой  $\delta_L^+$  на  $u_\delta^+$  и принятием  $\delta_L^+ \approx 13$ .

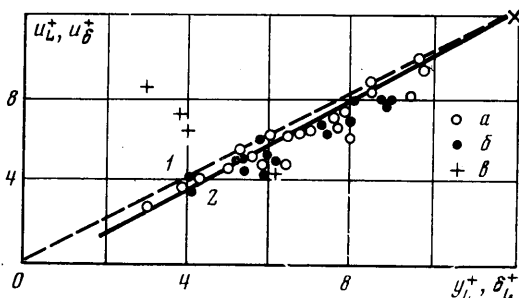
С физической точки зрения для сопротивления жидкости при обтекании шероховатой поверхности существенно отношение высоты  $k$  элемента шероховатости к толщине ламинарного подслоя, причем основную роль играет толщина  $y_L$ , а не  $\delta_L$ .

Если высота элемента шероховатости настолько мала, что все выступы шероховатости заглублены внутри ламинарного подслоя ( $k < y_L$ ), то шероховатость, по-видимому, так же как и при отсутствии вдува, не вызовет никакого увеличения сопротивления. В этом случае шероховатая стенка будет гидродинамически гладкой.

На фиг. 3 можно видеть, что верхняя граница критерия режима гидродинамически гладкого обтекания зависит от вдува и ее можно приближенно найти по аппроксимационному уравнению (кривая 2 на фиг. 3).

$$Re_k = Re_{k0} - 2.62 (v_w^+)^{0.64}, \quad Re_k = kv_* / \nu.$$

Здесь  $Re_k$  — число Рейнольдса шероховатости.



Фиг. 5

В заключение отметим, что между  $y_L^+$  и  $u_L^+$  имеет место сильная корреляция, несмотря на то что эти величины случайно изменяются во времени (см. фиг. 5). В расчетах мгновенных значений  $y_L^+$  и  $u_L^+$  были использованы мгновенные значения чисел  $St^*$ , определенные по моментальным интерферограммам. Произведение  $y_L^+ u_L^+$  дает число Рейнольдса на границе подслоя  $Re_L$ , которое в соответствии с физическими предположениями убывает при увеличении вдува (фиг. 5). Можно показать, что если в подслое выполняется условие  $u_L^+ = y_L^+$  (линия 1 на фиг. 5), то распределение скорости линейно, т. е.  $\partial u / \partial y \approx u_L / y_L$ . Линия 2 на фиг. 5, проведенная по экспериментальным точкам, очень близка к линии 1, причем отчетливо видно, что расхождение между линиями медленно увеличивается по мере роста параметра вдува.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что профиль концентрации (а следовательно, скорости и температуры) в ламинарном подслое имеет довольно слабую кривизну, которая с ростом  $v_w^+$  медленно увеличивается (отклонение линии 2 от 1). Этот же вывод получен при обсуждении распределений концентрации в подслое (фиг. 2). Заметим, что линии 1 и 2 пересекаются где-то в области  $\delta_L^+ = u_w^+ \approx 11.5$ , что, как известно, близко к значениям толщины подслоя и скорости на его границе при отсутствии вдува.

Поступила 21 II 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., «Наука», 1969.
2. Дорренс У. Х. Гиперзвуковые течения вязкого газа. М., «Мир», 1966.
3. Мотулевич В. П. Турбулентный тепло- и массообмен на пластине при пористом отсосе и подаче различных газов. Инж.-физ. ж., 1963, т. 6, № 1.
4. Rubesin M. W. An analytical estimation of the effect of transpiration cooling on the heat-transfer and skin-friction characteristics of a compressible turbulent boundary layer. Nat. Advis. Comm. Aeronaut. TN, 1954, No. 3341.
5. Баскарев Б. Н., Ерошенко В. М., Мушинский А. А., Терентьев Ю. Н. Лазеры как источники света для интерферометра Маха — Цендера. Инж.-физ. ж., 1969, т. 17, № 2.
6. Кэйс В. М. Конвективный тепло- и массообмен. М., «Энергия», 1972.
7. Миронов Б. П., Луговской П. П. Исследование течения в пристенной области турбулентного пограничного слоя со вдувом. Инж.-физ. ж., 1972, т. 22, № 3.
8. Поляев В. М., Башмаков И. В., Власов Д. И., Герасимов И. М. Влияние вдува на течение вблизи стенки в турбулентном пограничном слое на пористой пластине. В сб. «Тепло- и массоперенос», т. 1, ч. 2. Минск, 1972.
9. Ерошенко В. М., Ермаков А. Л., Климов А. А., Мотулевич В. П., Терентьев Ю. Н. Экспериментальное исследование влияния интенсивного вдува различных газов на турбулентный пограничный слой. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 1.
10. Ермаков А. Л., Ерошенко В. М., Климов А. А., Мотулевич В. П., Терентьев Ю. Н. Экспериментальное исследование структуры турбулентного пограничного слоя на пластине при вдуве гелия. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 3.
11. Drist E. R. van. On the aerodynamic heating of blunt bodies. Z. Angew. Math. und Phys., 1958, vol. 9b, No. 5/6.