

УДК 532.526.3:538.4

© 2001 г. А.В. КАЗАКОВ

О ВОЗМОЖНОСТИ ЗАТЯГИВАНИЯ ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕХОДА ПРИ БОЛЬШИХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА С ПОМОЩЬЮ ОПТИМАЛЬНОГО ВЫБОРА ОБЪЕМНЫХ СИЛ

Рассматривается возможность затягивания ламинарно-турбулентного перехода на продольно обтекаемой плоской пластине в потоке вязкой несжимаемой жидкости с помощью подбора оптимального распределения объемных сил в пограничном слое. Показано, что даже при очень больших числах Рейнольдса $Re_\infty \geq 10^{10}$ удастся найти такое распределение объемных сил, при котором течение в пограничном слое оказывается абсолютно устойчивым, а полное сопротивление обтекаемого тела меньше, чем при отсутствии объемного силового воздействия на поток.

В последние годы большое внимание уделяется изучению различных способов управления пограничным слоем с целью снижения сопротивления трения с помощью затягивания ламинарно-турбулентного перехода. Большинство известных методов затягивания перехода основаны на изменении параметров течения в пограничном слое и повышении тем самым его устойчивости. К этим способам прежде всего относятся создание благоприятного градиента давления, отсос газа через поверхность [1, 2], локальный нагрев носовой части обтекаемого тела или объемный подвод тепла в пограничный слой [3, 4], а также создание объемных сил внутри пограничного слоя с помощью электрогазодинамического воздействия на поток [5–9]. Последний способ может оказаться наиболее эффективным, так как позволяет непосредственно изменять распределение продольной скорости в пограничном слое [6–9] и тем самым существенно повышать устойчивость течения. Настоящая работа посвящена изучению именно такой принципиальной возможности ламинаризации течения в пограничном слое с помощью подбора наиболее выгодного распределения объемных сил в пограничном слое для обеспечения его устойчивости на примере обтекания плоской пластины потоком вязкой несжимаемой жидкости.

1. Постановка задачи. Рассматривается продольное обтекание плоской пластины вязкой несжимаемой жидкостью. Для описания течения воспользуемся декартовой системой координат с осью X , направленной вдоль поверхности пластины, осью Y – по нормали к поверхности. Начало координат расположим на передней кромке пластины, обтекаемой невязким потоком, имеющим на бесконечности скорость U_∞ и вязкость ν_∞ . В дальнейшем будем использовать только безразмерные величины, для чего все линейные размеры отнесем к характерной длине пластины L , компоненты скорости – к скорости набегающего потока U_∞ . Предположим, что объемная сила действует исключительно внутри пограничного слоя с характерной толщиной порядка $O(Re^{-1/2})$ и направлена вдоль поверхности пластины. Для описания течения в пограничном слое при больших числах Рейнольдса $Re_\infty = LU_\infty / \nu_\infty$ сделаем замену переменных $(x, y) = (x_1, Re^{-1/2} \sqrt{x_1} Y)$ и $v_1 = Re^{1/2} v$, где v_1 – скорость по нормали к поверх-

ности. Используя эти новые переменные и опуская нижний индекс у продольной координаты, запишем уравнения пограничного слоя в виде

$$xu \frac{\partial u}{\partial x} + V \frac{\partial u}{\partial Y} = \frac{\partial^2 u}{\partial Y^2} + xf(x, Y) \quad x \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{u}{2} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (1.1)$$

$$u(x, Y = 0) = 0, \quad V(x, Y = 0) = 0, \quad u(x, Y \rightarrow \infty) \rightarrow 1$$

$$V = \sqrt{x} v_1 - uY/2, \quad f(x, Y) = F(x)Y \exp(-\alpha Y)$$

Здесь $f(x, Y)$ – объемная сила, действующая в пограничном слое. В расчетах принималось $\alpha = 3,8$, а функция $F(x)$ находилась таким образом, чтобы пограничный слой оставался всюду устойчивым и ламинарным.

Несмотря на то что объемная сила, действующая внутри пограничного слоя, приводит к ускорению потока и увеличению трения, при ламинарном обтекании и умеренных числах Рейнольдса полное сопротивление, пропорциональное толщине потери импульса, может оказаться меньше, чем при ее отсутствии, что имеет место, например, в случае ЭГД-воздействия на пограничный слой с помощью пристенной униполярной ионной струи [7–8]. Поэтому создание объемных сил с помощью ЭГД-воздействия на пограничный слой может оказаться достаточно эффективным средством уменьшения сопротивления. Принципиальным является только вопрос о возможности обеспечить ламинарное течение в пограничном слое. При больших числах Рейнольдса, пренебрегая протяженностью переходного участка течения, оптимальным распределением объемных сил, которое определяется функцией $F(x)$, можно считать такое, при котором течение везде остается устойчивым. Это выполняется при $Re_\delta \leq Re^*$, где Re_δ – местное значение числа Рейнольдса, построенное по местной толщине вытеснения, а Re^* – критическое число Рейнольдса потери устойчивости, которое определяется в настоящей работе по приближенной формуле Лиза – Лина.

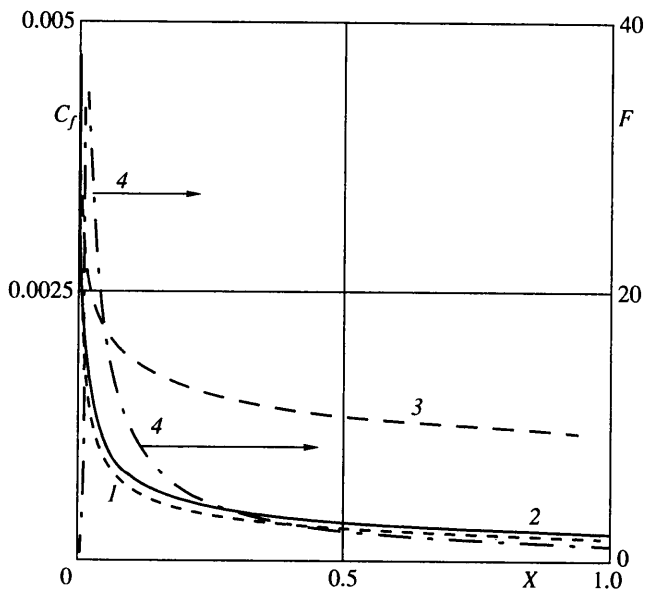
2. Результаты расчетов. Заметим, что чем на большую величину критическое число Рейнольдса превосходит значение местного числа Re_δ , тем течение в пограничном слое будет обладать большим запасом устойчивости, но при этом, как показывают расчеты, требуется и большее силовое воздействие на пограничный слой. Поэтому при поиске оптимального силового воздействия на поток в каждом сечении $x = \text{const}$ подбиралось значение функции $F(x)$ так, чтобы выполнялось следующее неравенство $Re_\delta \leq Re^* < Re_\delta + \Delta R$, где $\Delta R = 50$.

Расчеты были выполнены для нескольких значений характерного числа Рейнольдса $Re_\infty = 10^7, 10^8, 10^9, 10^{10}$. Так как объемные силы приводят к росту трения в ламинарном пограничном слое, может наступить момент, когда местные величины ламинарного трения сравняются или станут больше, чем местные напряжения трения в полностью турбулентном пограничном слое. Естественно, что в этом случае создание объемных сил для сохранения устойчивого ламинарного течения в пограничном слое оказывается просто невыгодным. Поэтому в данной работе величина местного коэффициента трения в ламинарном пограничном слое

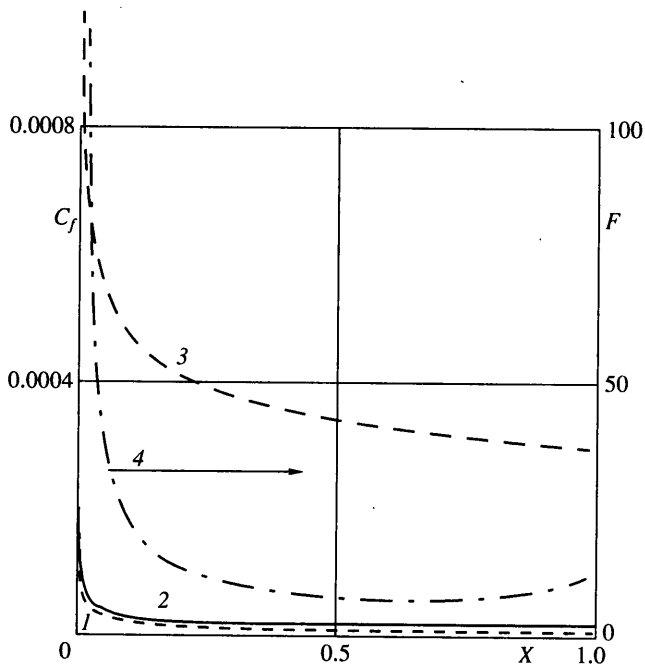
$$C_f = \frac{2\tau_w}{\rho_\infty U_\infty^2} = 2 Re_x^{-1/2} \left(\frac{\partial u}{\partial Y} \right)_{Y=0}$$

сравнивалась с местным трением в полностью турбулентном пограничном слое, которое определялось согласно степенному закону: $C_{f_{тур}} = 0,0263(Re_x)^{-1/4}$.

На фиг. 1 приведены распределения местного коэффициента трения вдоль поверхности пластины в пограничном слое Блазиуса при $Re = 10^7$ без силового воздействия (кривая 1), в случае действия объемной силы, обеспечивающей ламинарное течение



Фиг. 1. Распределения местных коэффициентов трения при $Re = 10^7$ для ламинарного пограничного слоя Блазиуса (кривая 1), ламинарного течения при наличии объемной силы (кривая 2) и турбулентном пограничном слое (кривая 3), а также распределение объемной силы вдоль поверхности пластины (кривая 4)



Фиг. 2. Распределения местных коэффициентов трения и объемной силы по поверхности пластины при $Re = 10^{10}$. Обозначения те же, что и на фиг. 1

(кривая 2), а также при полностью турбулентном режиме течения в пограничном слое (кривая 3). Заметим, что течение в обычном пограничном слое без воздействия теряет устойчивость при $Re_x \approx 10^6$. Здесь же на фиг. 1 показано распределение объемной силы $F(x)$ (кривая 4) вдоль поверхности пластины, обеспечивающей ламинарное течение в пограничном слое. Как видно из приведенных результатов, местные величины ламинарного напряжения трения на пластине не очень сильно отличаются от соответствующих значений в пограничном слое без силового воздействия на течение, но в то же время оказываются существенно меньше местных величин трения в полностью турбулентном пограничном слое. Это является необходимым условием эффективного использования объемных сил для поддержания ламинарного состояния течения в пограничном слое при больших числах Рейнольдса. При больших значениях характерного числа Рейнольдса $Re_\infty = 10^8 - 10^9$ реализуется аналогичная в смысле поведения коэффициентов трения и амплитудной функции $F(x)$ ситуация. Поэтому приведем лишь результаты, полученные для $Re_\infty = 10^{10}$.

На фиг. 2 представлены зависимости коэффициентов трения для ламинарного автомодельного течения в пограничном слое Блазиуса (кривая 1), которое при таком значении характерного числа Рейнольдса практически с самого начала оказывается неустойчивым ($x \geq 10^{-3}$), и аналогичные зависимости для неавтомодельного полностью ламинарного течения в пограничном слое при наличии объемной силы (кривая 2), а также для полностью турбулентного пограничного слоя (кривая 3).

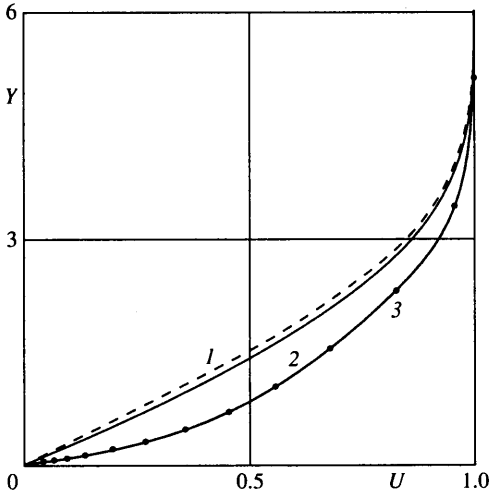
При $Re_\infty = 10^{10}$ местные напряжения трения в пограничном слое с силовым воздействием превосходят аналогичные значения в пограничном слое Блазиуса при $x > 0,5$ в 2–2,5 раза и возрастают при росте продольной координаты в области $0,7 < x < 1,0$. Тем не менее трение при полностью ламинарном течении в пограничном слое при действии на поток объемной силы остается и в этом случае значительно меньше трения в турбулентном пограничном слое. Существенный рост ламинарного напряжения трения в пограничном слое (фиг. 3) при действии объемной силы при $0,7 < x < 1,0$ и в особенности при $x \approx 0,9 - 1,0$ обусловлен возрастанием величины объемной силы $F(x)$ (фиг. 2, кривая 4), необходимой для поддержания устойчивого ламинарного течения, соответствующего более наполненным профилям скорости. На фиг. 3 для иллюстрации приведены профили продольной составляющей скорости для автомодельного пограничного слоя Блазиуса (кривая 1), где $u = u(Y)$, а также для неавтомодельных пограничных слоев с объемным силовым воздействием на задней кромке пластины при $x = 1,0$ для чисел Рейнольдса $Re_\infty = 10^7$ и 10^{10} (кривые 2 и 3 соответственно). Суммарная сила сопротивления плоской пластины, зависящая от толщины потери импульса согласно выражению

$$C_D = \frac{2\delta_2^*(x=1)}{\rho_\infty u_\infty^{*2} l^*} = 2\delta_2(x=1) Re_\infty^{-1/2} \left(\delta_2 = \int_0^\infty \rho u(1-u) dY \right)$$

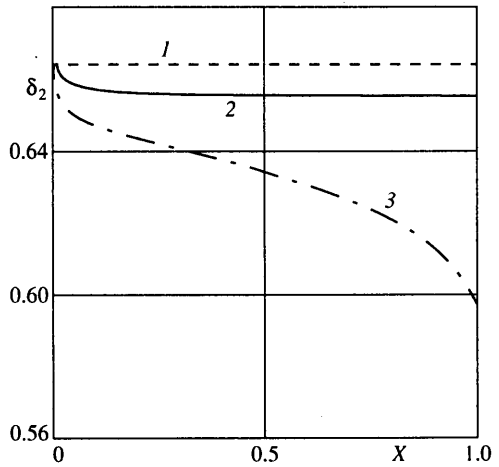
при действии в потоке объемных сил может существенно отличаться от силы сопротивления трения без силового воздействия на течение.

На фиг. 4 приведены безразмерные толщины потери импульса δ_2 для пограничного слоя Блазиуса (кривая 1) и для пограничных слоев с объемными силами при $Re_\infty = 10^7$ (кривая 2) и 10^{10} (кривая 3) соответственно. При больших числах Рейнольдса $Re_\infty \geq 10^8$ объемные силы, необходимые для сохранения устойчивости ламинарного течения, ускоряют поток и не только компенсируют возрастание сил трения на поверхности пластины, но и приводят к существенному уменьшению (порядка 10–15%) полного сопротивления.

Таким образом, можно ожидать, что создание объемных сил может оказаться одним из наиболее перспективных методов как стабилизации течения, так и умень-



Фиг. 3



Фиг. 4

Фиг. 3. Профили продольной составляющей скорости на задней кромке пластины ($x = 1,0$) в пограничном слое Блазиуса (кривая 1) и пограничном слое при объемном силовом воздействии на поток (кривые 2 и 3) для чисел $Re = 10^7$ и 10^{10} соответственно

Фиг. 4. Распределение толщины потери импульса по продольной координате для автомодельного пограничного слоя Блазиуса (кривая 1), кривые 2 и 3 соответствуют пограничным слоям при числах $Re = 10^7$ и 10^{10} и указанных на фиг. 1 и 2 распределениях объемных сил

шения трения. Примерами конкретных способов объемного воздействия на течение в пограничном слое могут служить методы электрогазодинамического воздействия на поток путем создания в пограничном слое объемного униполярного заряда (например, с помощью использования приповерхностного коронного разряда [6–7]) и соответствующего внешнего электростатического поля, которое приводит к ускорению как ионов, так и нейтрального газа в целом [6–9].

Заключение. Описан способ подбора распределений объемных сил с целью поддержания устойчивого состояния ламинарного пограничного слоя при больших числах Рейнольдса. Показано, что надлежащим подбором объемных сил удастся не только обеспечить полностью ламинарный режим течения в пограничном слое, но и уменьшить полное сопротивление обтекаемого тела.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 99-01-00404).

Автор признателен М.Н. Когану за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969. 741 с.
2. Srokowski A.J., Orszag S.A. Mass flow requirements for LFC wing design // AIAA Paper. 1977. № 1222. 15 p.
3. Казаков А.В., Коган М.Н., Купарев В.А. Затягивание ламинарно-турбулентного перехода с помощью интенсивного локального нагрева поверхности вблизи передней кромки пластины // Теплофизика высоких температур. 1996. Т. 34. № 1. С. 46–51.

4. Казаков А.В., Коган М.Н. Устойчивость дозвукового ламинарного пограничного слоя на плоской пластине при объемном подводе энергии // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 2. С. 62–67.
5. Malik M.R., Weinshtein L.M., Hussaini M.Y. Ionb wind drag reduction // AIAA Paper. 1983. № 231. 10 p.
6. Казаков А.В., Курячий А.П. Влияние электрогазодинамического взаимодействия на развитие малых возмущений в пограничном слое на тонком профиле // Изв. АН СССР. 1986. № 1. С. 25–33.
7. Казаков А.В., Курячий А.П. Оценка эффективности электрогазодинамического метода уменьшения сопротивления // Изв. РАН. МЖГ. 2001. № 2. С. 76–84.
8. El-Khabiry S., Colver G.M. Drag reduction by dc corona discharge along an electrically conductive flat plate for small Reynolds number flow // Phys. Fluids. 1997. V. 9. № 3. P. 587–599.
9. Ватажин А.Б., Грабовский В.И., Лихтер В.А., Шульгин В.И. Электрогазодинамические течения. М.: Наука, 1983. 344 с.

Москва

Поступила в редакцию
17.III.2000