

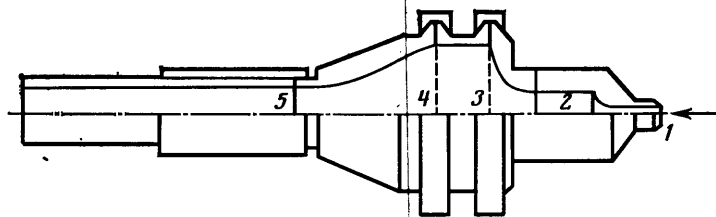
УДК 532.526.3:532.542.3

О ПЕРЕХОДЕ К ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА НАЧАЛЬНОМ УЧАСТКЕ КРУГЛОЙ ТРУБЫ

КОЛЯДА В. В., ПАВЕЛЬЕВ А. А.

Все имеющиеся в настоящее время данные говорят о том, что переход к турбулентности в круглой трубе происходит в пределах ее начального участка. Об этом же свидетельствуют и выводы линейной теории гидродинамической устойчивости, согласно которым профили скорости на начальном участке трубы неустойчивы [1]. Однако до сих пор мало исследовано течение на этом участке при различных значениях уровня начальных возмущений ϵ_0 на входе в трубу и различном отношении длины трубы l к ее диаметру d .

В данной работе исследовался переход к турбулентности в пограничном слое на начальном участке круглой трубы при различном отношении толщины слоя к радиусу трубы и различных уровнях начальной турбулентности. Точка перехода к



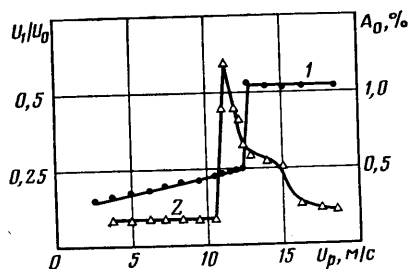
Фиг. 1

турбулентности в пограничном слое находилась экспериментальным путем, так как в настоящее время нет надежных способов ее расчета. В частности, не решена проблема восприимчивости, т. е. проблема начальной амплитуды волны Толлмина — Шлихтинга, результатом развития которой является переход к турбулентности. Можно предположить, что начальная амплитуда этой волны определяется взаимодействием более высокочастотных волн на участке, предшествующем зоне ее роста [2]. Кроме того, не существует единой точки зрения на механизм перехода к турбулентности при $\epsilon_0 > 0,5\%$. Результаты же расчета перехода при $\epsilon_0 > 0,5\%$ на основе трехпараметрической модели турбулентности [3] требуют экспериментальной проверки.

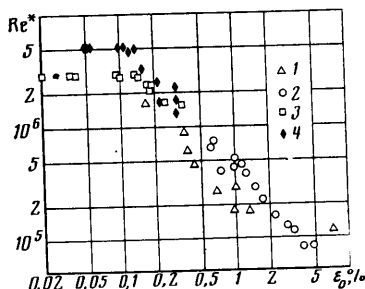
1. Эксперименты проводились на аэродинамической трубе, схема которой приведена на фиг. 1. Через входное сечение 1 ($\varnothing 20$ мм) поступал воздух от магистрали высокого давления. Возмущения гасились сопротивлением, установленным в сечении 2. Уровень пульсаций скорости задавался в эксперименте комбинацией сеток 3 и 4. Между ними труба имела внутренний диаметр 120 мм. Конструкция трубы позволяла перейти на длине в 29 см от потока в сечении 1 с пульсациями скорости в десятки процентов к равномерному по всему сечению 5 профилю скорости с уровнем пульсаций, сниженным до десятых долей процента. Неравномерность профиля скорости не превышала 3% скорости на оси потока. Поджатие потока между сечениями 4 и 5 происходило в конфузоре, сфигурированном по методу Витошинского. К сечению 5 пристыковывалась круглая труба внутренним диаметром 49 мм. В экспериментах изучался переход при переменной среднерасходной скорости U_p и трубах длиной 50 и 411 см ($L=l/d=10$ и 84). Нарастание пограничного слоя на стенках конфузора давало эффективную добавку к длине труб около 16 см. С учетом этого L составляло 13,2 и 85,4. Конструкция аэродинамической трубы позволяла также нагнетать воздух вентилятором DISA 55D41/42, который пристыковывался непосредственно к сечению 2 ($\varnothing 40$ мм). При этом максимальная скорость в сечении 5 достигала 18 м/с при $\epsilon=0,3\%$, а потери на выравнивание потока не превосходили одного скоростного потока, рассчитанного по среднерасходной скорости в сечении 2.

Измерения параметров потока проводились с помощью термоанемометра постоянной температуры 55 М и аналоговой аппаратуры фирмы DISA. Использовался датчик 55Е30 с термокомпенсацией, нить которого устанавливалась перпендикулярно к направлению течения. Под уровнем пульсаций всюду имеется в виду среднеквадратичная величина продольных пульсаций скорости, отнесенная к средней скорости на оси трубы.

Начало перехода к турбулентности на срезе трубы определялось из зависимостей отношения скорости U_1 , измеренной в пограничном слое, к скорости U_0 за его пределами от U_p . В точке начала перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный U_p^* эта зависимость меняет свой характер. Так, например, при измерении U_1 во внутренней части слоя эта зависимость увеличивает в точке начала перехода темп своего роста [4].



Фиг. 2



Фиг. 3

На фиг. 2 (кривая 1) приведен пример такой зависимости, полученный в пограничном слое на срезе трубы длиной 50 см. Скорость U_0 измерялась трубкой полного напора, скорость U_1 — датчиком термоанемометра.

Было установлено, что в области перехода уровня пульсаций скорости на оси трубы A_0 растет, достигая величины нескольких процентов, а при дальнейшем увеличении скорости снова падает (кривая 2 на фиг. 2). Этот эффект, по-видимому, связан с тем, что при увеличении U_p точка начала перехода к турбулентности в пограничном слое продвигается к началу трубы, пульсируя вблизи каждого своего нового положения. При этом пульсирует и толщина пограничного слоя на срезе трубы, а условие постоянства расхода приводит к пульсациям скорости на оси. Таким образом, переход в пограничном слое на стенке трубы приводит к пульсациям скорости за его пределами и, в частности, на оси трубы.

2. В случае трубы длиной 50 см пограничный слой не ее стенках был тонок по сравнению с радиусом трубы r . Так, при $U_p=35$ м/с толщина вытеснения δ^* равна 0,9 мм ($\delta^*/r=0,037$). Ускорение потока характеризуется параметром Польгаузена

$$\lambda_0 = \frac{\theta^2}{\nu} \frac{dU_0}{dx} \quad (2.1)$$

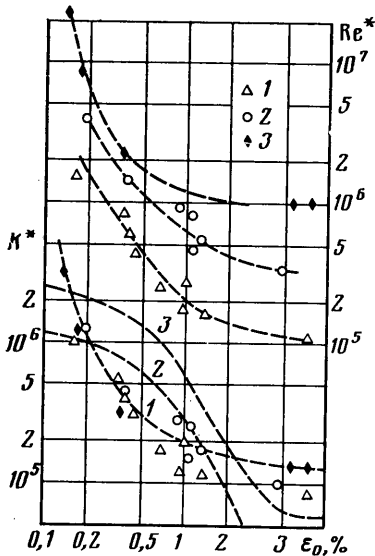
где θ — толщина потери импульса, ν — кинематическая вязкость, x — продольная координата. Форма профиля скорости в пограничном слое на срезе трубы длиной 50 см и величина δ^* совпадали с соответствующими характеристиками для слоя у поверхности плоской пластины во всем диапазоне U_p от 3 до 35 м/с. Поэтому из соотношений (2.2) и условия постоянства расхода (2.3) можно найти зависимость $\lambda_0(x)$ и определить его среднее по длине l значение $\langle \lambda_0 \rangle$

$$\delta^*(x) = 1,73 \sqrt{\frac{\nu x}{U_0}}, \quad \theta(x) = 0,664 \sqrt{\frac{\nu x}{U_0}} \quad (2.2)$$

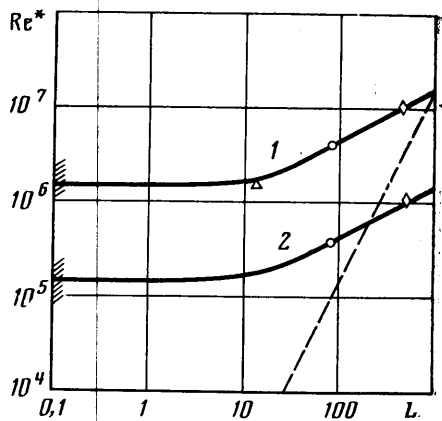
$$U_0(x) [r - \delta^*(x)]^2 = U_p r^2 \quad (2.3)$$

$$\langle \lambda_0 \rangle = \frac{1}{l} \int_0^l \lambda_0(x) dx \quad (2.4)$$

При $U_p=35$ м/с и $l=50$ см величина $\langle \lambda_0 \rangle$ равна $9,25 \cdot 10^{-3}$. Согласно эмпирическим соотношениям [4], при найденном $\langle \lambda_0 \rangle$ и $\epsilon_0=0,18\%$, число Рейнольдса перехода $Re^*=U_p \cdot l/\nu$ увеличивается за счет ускорения потока на 3,5%. Таким образом, полученные на этой трубе данные можно непосредственно сравнить с известными фактами по переходу в пограничном слое у поверхности плоской пластины без градиента скорости. На фиг. 3 эти данные представлены в виде зависимости Re^* от величины ϵ_0 , измеренной в сечении 5 (точки 1). Здесь же представлены данные из работ



Фиг. 4



Фиг. 5

[4–6] (точки 2–4 соответственно). При $\epsilon_0 < 0,1\%$ значение Re^* определяется не только величиной ϵ_0 , но и уровнем акустических шумов и вибраций, неоднородностями поверхностей и т. д., характеризующими качество конкретной экспериментальной установки. В данной работе исследовались пограничные слои при $\epsilon_0 > 0,1\%$. В пределах разброса экспериментальных данных полученные результаты близки к известным. Максимальное число Re^* составляло $1,6 \cdot 10^6$ при уровне начальных возмущений $\epsilon_0=0,18\%$.

Отметим, что при том же ϵ_0 на трубе длиной 411 см $\delta^*/r=0,1$, а переход наступает при $Re^*=5 \cdot 10^6$, одной из причин этого является ускорение потока за счет нарастания пограничных слоев на стенке. На фиг. 4 приведены зависимости Re^* от ϵ_0 для труб длиной 50 см (точки 1) и 411 см (точки 2). Здесь же приведены данные из [7] для $L=505$ (точки 3). В [7] величина ϵ_0 также измерялась после поджатия потока в конфузоре, на расстоянии 15 калибров ниже входа в трубу. Видно, что ускорение потока за счет нарастания пограничных слоев по длине трубы приводит к увеличению Re^* с ростом L .

Зависимости $Re^*(\epsilon_0, \lambda_0)$, полученные в [4], не могут быть применены к течению в трубе, так как в последнем случае ускорение потока переменное по длине ($\lambda_0 \neq \text{const}$), а приближенный расчет по формулам (2.1)–(2.4) может быть проделан лишь при $\delta^*/r \ll 1$, когда пограничный слой мало отличается от слоя у поверхности плоской пластины. Для определения Re^* предлагается одно из двух выражений, аппроксимирующих приведенные

$$K^* = \frac{U_p^*}{v} \left\{ l \operatorname{th} \sqrt{\frac{10}{L}} + d \left(1 - \operatorname{th} \sqrt{\frac{10}{L}} \right)^2 \right\} \quad (2.5)$$

$$K^* = \operatorname{Re}^* \left\{ \operatorname{th} \sqrt{\frac{10}{L}} + \frac{1}{L} \left(1 - \operatorname{th} \sqrt{\frac{10}{L}} \right)^2 \right\} \quad (2.6)$$

где th — гиперболический тангенс. Зависимость числа K^* начала перехода к турбулентности в пограничном слое на стенке круглой трубы от ϵ_0 приведена на фиг. 4. В пределах разброса экспериментальных данных и в диапазоне длин труб $13 < L < 505$ эта зависимость единым образом описывает переход на начальном участке круглой трубы. Разброс полученных в эксперименте и имеющих в литературе данных может быть следствием того, что точка начала перехода определяется кроме интегральной интенсивности возмущений ϵ_0 также их спектральным составом, учет которого позволит сделать определение точки перехода более точным.

В пределе при $L \rightarrow 0$ реализуется случай безградиентного течения у поверхности плоской пластины и параметра K^* переходит в число Re^* . Максимальное значение L определяется длиной начального участка трубы. В случае $L \gg 1$ параметр K^* принимает вид

$$K_1^* = \frac{K^*}{\sqrt{10}} = \frac{\operatorname{Re}^*}{\sqrt{L}} \quad (2.7)$$

Использование зависимостей $K^*(\epsilon_0)$ и $K_1^*(\epsilon_0)$ может оказаться полезным для оценки положения точки начала перехода к турбулентности на начальном участке круглой трубы. При этом удобно воспользоваться эмпирической зависимостью

$$K^* = a \epsilon_0^{b(1+1/\epsilon_0)}, \quad a = 2 \cdot 10^5, \quad b = -0,176 \quad (2.8)$$

где a и b — константы, определенные из эксперимента, ϵ_0 выражено в процентах. Зависимость (2.8) приведена на фиг. 4 (кривая 1). Здесь же приведены известные эмпирические зависимости для плоской пластины без градиента скорости из работ [6] (кривая 2) и [4] (кривая 3).

На фиг. 5 представлено число Рейнольдса начала перехода к турбулентности в пограничном слое на стенке круглой трубы в зависимости от величины L при $\epsilon_0 = \operatorname{const}$ и, следовательно, $K^* = \operatorname{const}$. Штриховкой на оси Re^* показаны области экспериментальных значений этого параметра для плоской пластины при $\epsilon_0 = 0,18\%$ (кривая 1) и 5% (кривая 2). Вплоть до $L \sim 10$ ускорение потока практически не влияет на величину Re^* . Дальнейшее увеличение L приводит к росту числа Re^* , который при $L \gg 1$ происходит по закону $\operatorname{Re}^* \sim \sqrt{L}$. Длина начального участка L_i определяется из соотношения $L_i^2 / \operatorname{Re} = 0,0625$ (по данным Никурадзе, приведенным в [8]). В данной работе рассматривается переход в пограничном слое на стенке трубы, т. е. в области, ограниченной прямой $\operatorname{Re} = 16L_i^2$ на фиг. 5. Экспериментальные значения Re^* , полученные при $\epsilon_0 = 0,18$ и 5% , на трубах указанной выше длины, приведены на фиг. 5 в тех же символах, что и на фиг. 4.

Таким образом, предложенные зависимости $K^*(\epsilon_0)$ и $K_1^*(\epsilon_0)$ позволяют в диапазоне уровней начальных возмущений $0,1\% < \epsilon_0 < 10\%$ определить условия начала перехода к турбулентности в пограничном слое на всем протяжении начального участка круглой трубы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Huang L. M., Chen T. S. Stability of developing pipe flow subjected to non-axisymmetric disturbances. — J. Fluid Mech., 1974, v. 63, № 1, p. 183–193.
2. Якубенко А. Е., Луцкич В. Г., Павельев А. А. Исследование сдвиговых течений в каналах и пограничных слоях с использованием трехпараметрической модели турбулентности. — Отчет Ин-та механики МГУ, 1981, № 2553. 106 с.

3. Луцкич В. Г., Павельев А. А., Якубенко А. Е. Исследование перехода к турбулентности в пограничном слое при большой интенсивности внешних возмущений с помощью трехпараметрической модели.— В кн.: Проблемы современной механики. Ч. 1. М.: Изд-во МГУ, 1983, с. 127–138.
4. Abu-Ghannam B. J., Shaw R. Natural transition of boundary layers — the effects of turbulence, pressure gradient and flow history.— J. Mech. Eng. Sci., 1980, v. 22, № 5, p. 213–288.
5. Schubauer G. B., Skramstad H. K. Laminar-boundary-layer oscillations and transition on a flat plate.— NASA Rep., 1948, № 909. 31 p.
6. Уэллс. Влияние турбулентности набегающего потока на переход в пограничном слое.— Ракетная техника и космонавтика, 1967, т. 5, № 1, с. 219–221.
7. Wygnanski J. J., Champagne F. H. On transition in a pipe. Pt 1. The origin of puffs and slugs and the flow in a turbulent slug.— J. Fluid Mech., 1973, v. 59, № 2, p. 281–335.
8. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969. 742 с.

Москва

Поступила в редакцию
2.VIII.1984.