

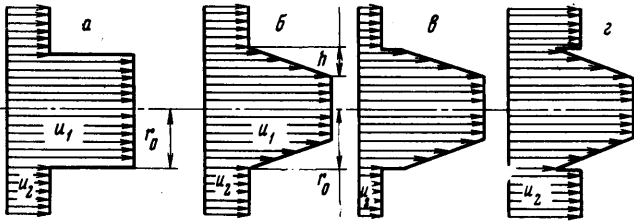
О ПЕРЕХОДЕ К ТУРБУЛЕНТНОСТИ В СПУТНЫХ СТРУЯХ

О. И. НАВОЗНОВ, А. А. ПАВЕЛЬЕВ

(Москва)

Экспериментально исследовался переход к турбулентному режиму течения осесимметричной струи гелия в спутном потоке воздуха в случае, когда скорость на их границе в начальном сечении плавно изменялась в слое конечной толщины, создаваемом при помощи переменного по сечению гидравлического сопротивления — хонейкомба с переменной по радиусу длиной трубок. Измерялись профили скоростей и температур и проводилась фотосъемка потока методом Теплера.

Известно, что течение с поперечным сдвигом скорости неустойчиво и уже вблизи сопла наблюдаются нарастающие по длине периодические возмущения и течение быстро становится турбулентным. Абсолютная неустойчивость поверхности тан-



Фиг. 1

генциального разрыва скорости строго доказана Гельмгольцем, а анализ устойчивости течения в ламинарном слое со сдвигом скорости (что соответствует ламинарной зоне смешения плоскопараллельных потоков), проделанный Релеем в рамках линейной теории устойчивости, показал, что такое течение также неустойчиво [1].

Более поздние исследования [2] показали, что ламинарный слой смешения неустойчив при всех числах Рейнольдса и что этот результат слабо зависит от формы профиля скорости [3]. Однако развитие возмущений, по-видимому, подчиняется линейной теории лишь вблизи сопла, а далее существенными становятся механизмы, описываемые нелинейной теорией. Нелинейная фаза перехода исследовалась в работах Шаде [4] и Линя [5]. В работе [5] показывается, что на участке перехода вследствие нелинейных эффектов возможно «выживание» возмущений какой-либо одной длины волны и что должны существовать вихри с осью, направленной вдоль течения. В работе [4] делается попытка установить пределы применимости линейной теории устойчивости.

Ниже показано, что в отсутствие тангенциального разрыва скорости на границе струй и при малых числах Рейнольдса обтекания кромок выходного торца хонейкомба переход к турбулентному режиму затягивается до расстояний от сопла, превышающих 14 начальных диаметров струи, а уровень смешения на этом участке близок к ламинарному. В этом случае число Рейнольдса, определенное по начальному диаметру струи и разности скоростей спутных потоков, равнялось ~ 5000 , тогда как согласно линейной теории гидродинамической устойчивости критическое число Рейнольдса для подобного типа течений < 10 . Описывается техника эксперимента.

1. Экспериментальное исследование перехода к турбулентности производилось на начальном участке спутных осесимметричных струй при создании в начальном сечении профилей скорости, изображенных на фиг. 1. Определяющими параметрами при исследовании были следующие величины: u_1, u_2 — скорости потоков вне слоя сдвига, u_1^* — скорость на границе струи в начальном сечении, ρ_1, ρ_2 — плотности потоков, v_1, v_2 — кинематическая вязкости рабочих тел, h — ширина слоя сдвига, r_0 — радиус центральной струи, R_0 — радиус спутного потока, M_1, M_2 — размеры ячеек хонейкомба и сетки, ψ_1, ψ_2 — пористости хонейкомба и сетки.

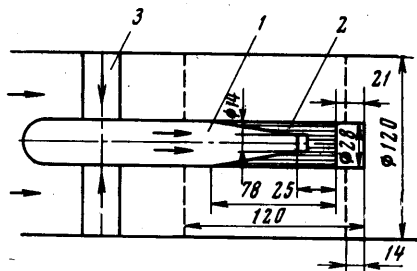
Потоки предполагались изотермичными, а начальные неравномерности профиля скорости, определяемые пограничными слоями и кромками, малыми. Из перечисленных выше величин можно образовать 11 безразмерных параметров

$$m = \frac{u_1}{u_2}, \quad m^* = \frac{u_1^*}{u_1}, \quad n = \frac{\rho_1}{\rho_2}, \quad f = \frac{v_1}{v_2}, \quad h^* = \frac{h}{r_0}, \quad r^* = \frac{r_0}{R_0}$$

$$R = \frac{h(u_1 - u_2)}{v_1}, \quad R_1 = \frac{M_1 u_1}{v_1}, \quad R_2 = \frac{M_2 u_2}{v_2}, \quad \psi_1, \psi_2$$

В экспериментах с тангенциальным разрывом скорости (фиг. 1а) из числа определяющих параметров исключаются m^* и h^* . При использовании в качестве рабо-

чих тел воздуха и гелия n и $1/f$ приблизительно равны, поскольку приблизительно равны их динамические вязкости. В экспериментах со сдвигом скорости при заданной конструкции рабочей части параметры m^* , h^* , r^* , ψ_1 , ψ_2 оставались постоянными, и течение исследовалось в зависимости от изменения параметра m и чисел Рейнольдса R , R_1 и R_2 . При $m \neq m^*$ на границе струи помимо сдвига имеется тангенциальный разрыв скорости: при $m > m^*$ (фиг. 1, *з*) течение в слое смешения спутных струй приближается к течению в следе, а при $m < m^*$ (фиг. 1, *с*) — к течению в свободном слое смешения.



Фиг. 2

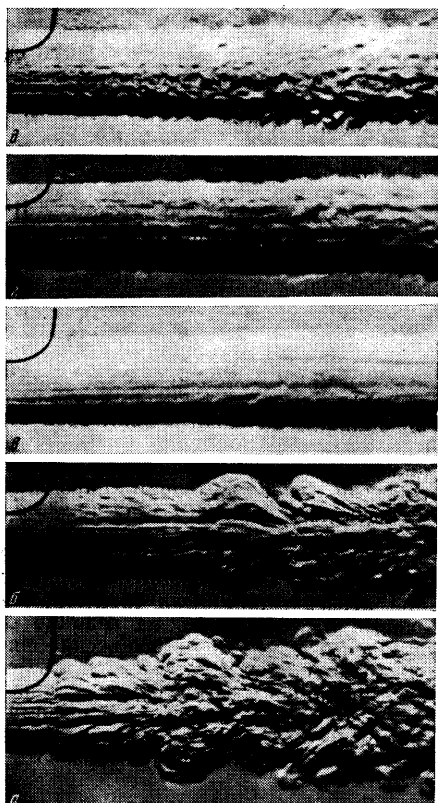
Схема рабочей части установки приведена на фиг. 2. В центре трубы диаметром 120 мм при помощи двух пилонов обтекаемой формы 3 установлено центральное сопло 1 диаметром $d_0 = 28$ мм и длиной 260 мм. Рабочее тело к соплу подводилось по пилонам. На внешнюю поверхность сопла для теплоизоляции потоков с зазором ~ 0.5 мм надевался тонкий металлический кожух, конусность которого не превышала 10° . В обоих потоках для выравнивания профилей скорости

и гашения турбулентности устанавливались мелкопористые сетки с размером ячейки $M = 0.1$ мм и пористостью $\psi = 0.35$. В экспериментах со струями при ступенчатом изменении скорости на срезе сопла устанавливалась сетка по всему сечению обоих спутных потоков, а в экспериментах со сдвигом скорости последняя сетка в спутном потоке устанавливалась на расстоянии 14 мм от среза сопла. Интенсивность турбулентности за такими сетками составляет менее 1%, а коэффициент турбулентной диффузии всего в два раза превышает молекулярную при скорости воздуха 15 м/сек. Толщина цилиндрической кромки сопла на длине 10 мм составляла 0.2 мм, а толщина пограничного слоя на ней менее 1 мм.

Профиль со сдвигом скорости в центральной струе создавался с помощью хонейкомба 2, набранного из трубок переменной длины с наружным диаметром 1.2 мм и толщиной стенки 0.1 мм. Длина трубок в центральной части сопла до радиуса 7 мм была одинаковой и равной 25 мм, а далее линейно возрастала до 78 мм на внутренней стенке сопла. Упаковка трубок в хонейкомбе была преимущественно сотовой, а в отдельных местах на периферии близка к квадратной. Для данного размера трубок пористость хонейкомба при сотовой установке составляла $\psi_1 = 0.65$, а при квадратной $\psi_1 = 0.55$ в предположении, что в пространстве между трубками поток отсутствует. Эквивалентный размер стержней квадратной решетки с такими же размерами ячейки M и пористостью равнялся 0.37 мм.

В качестве рабочих тел, подающихся через центральное сопло, использовались гелий и воздух, а в спутном потоке — воздух.

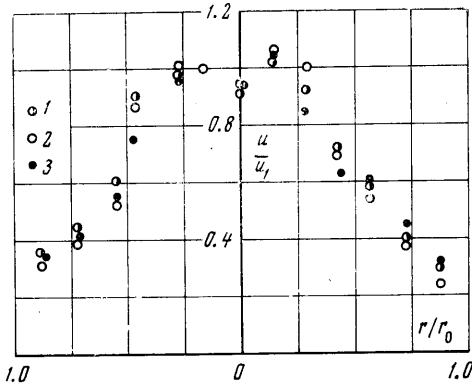
В экспериментах измерялись профили скоростных напоров и температур. Профили скоростных напоров измерялись гребенкой из 25 трубок полного напора, показания которых выводились на наклонный батарейный манометр. Для измерения профиля температур рабочее тело центральной струи подогревалось до $30 \div 50^\circ \text{C}$. Профили температур измерялись гребенкой из 24 хромель-копелевых термопар. Их показания записывались на ЭПП-09.



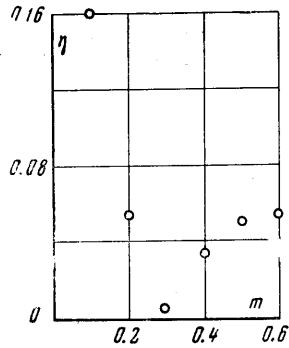
Фиг. 3

Измеренные профили обрабатывались в относительных величинах. За внешнюю границу зоны смешения принимались координаты, в которых относительная избыточная температура $T_* = (T - T_2) / (T_1 - T_2)$ равнялась 0.05.

Помимо указанных измерений проводилось фотографирование потоков методом Теплера при экспозиции 10^{-4} сек и киносъемка потоков с частотой 1400 кадров в секунду.



Фиг. 4



Фиг. 5

2. Переход к турбулентному режиму течения струи гелия в спутном потоке воздуха в случае тангенциального разрыва скорости в начальном сечении исследовался при различных толщинах пограничных слоев на кромке, различных уровнях скорости и переменном отношении скоростей спутных струй. На фиг. 3 приведены фотографии струи гелия, скорость которой 16.5 м/сек, в спутном потоке воздуха переменной скорости. Скорости спутного потока воздуха: а) 3.3 м/сек, б) 6.5 м/сек, в) 9.8 м/сек, г) 13.1 м/сек, д) 16.5 м/сек. Анализ приведенных фотографий позволяет сделать следующие выводы.

1. Длина участка перехода к турбулентности возрастает при увеличении отношения скоростей m .

2. При m , близких к единице, наблюдается течение, характерное для течения в следе.

3. На переходном участке развиваются возмущения какой-либо одной длины волны. Течение на переходном участке трехмерно.

4. На участке перехода можно отметить резкое увеличение амплитуды возмущения, сопровождающееся удвоением длины волны.

5. В проведенных экспериментах не удалось получить значительной длины переходного участка при $m < 0.4$.

Можно отметить также, что длина участка перехода возрастает при уменьшении начальных неравномерностей скорости, т. е. при уменьшении пограничных слоев и толщины кромки, и уменьшается при возрастании абсолютных скоростей потоков.

Исследование перехода к турбулентному режиму течения струй с поперечным сдвигом скорости на входе проводилось при установке в центральное сопло хонейкомба с переменной по радиусу длиной трубок. Для определения начальных условий течения измерялись профили скорости на расстоянии 5 мм от среза сопла. Эти измерения показали, что профиль скорости, создаваемый хонейкомбом, зависит от абсолютного уровня скоростей в случае изменения режима течения в трубках хонейкомба. При увеличении скорости режим течения раньше становится турбулентным в центральных трубках хонейкомба, сопротивление в них возрастает и профиль скорости получается более заполненным.

Для струи воздуха отношение скоростей m^* оставалось постоянным и равным 0.28 при возрастании u_1 от 10 м/сек до 15 м/сек и далее возрастало до 0.65 при увеличении скорости до 30 м/сек. Во всем исследованном диапазоне скоростей (10—50 м/сек) струй гелия течение во всех трубках хонейкомба было ламинарным, вследствие чего профиль скорости не зависел от уровня скорости и отношение m^* оставалось постоянным и приблизительно равным 0.28 (фиг. 4). Точки 1, 2, 3 соответствуют значениям скорости $u_1 = 29, 33, 58$ м/сек.

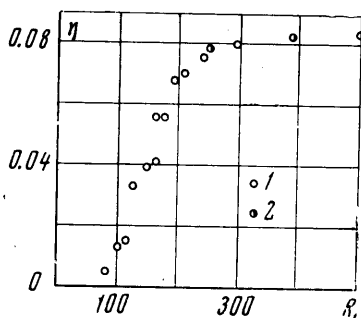
Локальные неравномерности профиля скорости в центральной части объясняются неравномерностью упаковки трубок.

Измерения профиля температуры в струе гелия на среде сопла показали, что начальная толщина температурного пограничного слоя на внешней стенке сопла не

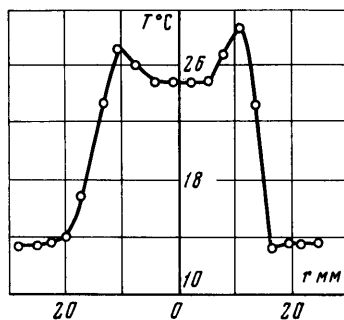
превышала 2 мм. Как указано выше, ширина струи b определялась по измерениям профилей температуры.

На фиг. 5 приведена зависимость безразмерной ширины струи гелия $\eta = (b - d_0) / x$ от отношения скоростей m при постоянной скорости на оси струи $u_1 = 17.6$ м/сек на расстоянии от среза сопла $x = 200$ мм. Величина η использовалась для удобства сравнения с данными по смешению турбулентных струй. Приведенные результаты показывают, что минимальное смешение наблюдается при $m = m^*$, т. е. при равенстве скорости на границе струи и скорости слутного потока. Интенсивность смешения при $m = m^*$ близка к ламинарной.

Интенсивность смешения возрастает при $m \neq m^*$. Напомним, что при $m < m^*$ часть разности скоростей сбрасывается в тангенциальном разрыве (фиг. 1, е). В этом случае смешение возрастает при уменьшении m довольно резко. При $m > m^*$ про-



Фиг. 6



Фиг. 7

филь скорости на срезе близок к изображенному на фиг. 1, г. Увеличение интенсивности смешения при этом невелико, так как в данном случае потеря импульса происходит в легком газе.

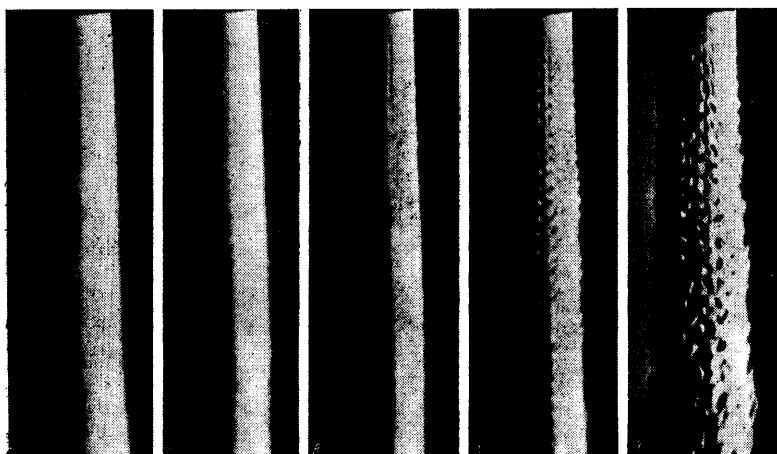
На фиг. 6 приведена зависимость величины η от числа Рейнольдса обтекания выходных кромок центральных трубок хонейкомба при постоянном $m = m^* = 0.28$ на расстоянии от среза сопла $x = 200$ мм. Точки 1 и 2 соответствуют струям гелия и воздуха. В число Рейнольдса в качестве характерной скорости входит средняя скорость в трубке хонейкомба, а в качестве характерного размера — диаметр стержня в эквивалентной решетке с размером ячейки, равным диаметру трубки, и с пористостью, равной пористости хонейкомба. Таким образом, указанное число Рейнольдса определяется так:

$$R_1 = \frac{u_1 M_1}{\nu_1} \frac{1 - \psi_1^{0.5}}{\psi_1}$$

При заданной конструкции рабочей части это число Рейнольдса пропорционально скорости на оси струи. На фиг. 6 можно выделить три характерные области изменения числа Рейнольдса. В диапазоне $R_1 < 70$ смешение близко к ламинарному, и ширина зоны смешения возрастает при уменьшении скорости, что и должно наблюдаться при ламинарном смешении. Экспериментальные данные в этой области не приводятся, так как измеряемая ширина зоны смешения мала, и можно сделать только качественный вывод об изменении ширины струи. В области $70 \leq R_1 \leq 200$ ширина зоны смешения резко возрастает при увеличении числа Рейнольдса, т. е. скорости. При $R_1 > 200$ интенсивность смешения уже значительно превышает молекулярный уровень и слабо возрастает с увеличением числа Рейнольдса. На этой же фигуре представлены результаты измерения ширины струи воздуха в слутном потоке воздуха. Таким образом, изменение числа Рейнольдса определялось как изменением скорости, так и изменением рода газа. Данные, полученные в обоих случаях, согласуются между собой. Можно предполагать, что изменение интенсивности смешения связано с режимом обтекания торца хонейкомба. При $R_1 < 70$ режим обтекания торца по всему сечению близок к ламинарному, а при увеличении числа R_1 возникающее первоначально в центре турбулентное обтекание кромки постепенно распространяется по всему сечению, после чего интенсивность смешения слабо возрастает при дальнейшем увеличении числа R_1 . Следует отметить, что при измерениях на других расстояниях от среза сопла зависимости, приведенные на фиг. 5 и 6, могут иметь другой вид.

На фиг. 7 приводится профиль температуры в струе гелия в спутном потоке воздуха при $t = t^*$ на расстоянии 200 мм от среза сопла и при скорости на оси струи $u_1 = 11$ м/сек. Характерной особенностью этого профиля является наличие пиков температуры в зоне смешения: максимальная температура в зоне смешения превышает температуру на оси струи на три-четыре градуса. Это может быть вызвано диффузионным термоэффектом, который наблюдается при молекулярном смешении гелия с воздухом [6].

На фиг. 8, 9 представлены фотографии струи гелия в спутном потоке воздуха при скорости на оси струи $u_1 = 11.1$ м/сек и при различных значениях t на расстояниях от среза сопла $0 \leq x \leq 180$ мм и $200 \leq x \leq 400$ мм. При фотографировании струи на расстояниях $200 \leq x \leq 400$ мм на срезе рабочей части устанавливалась удлинительная секция длиной 198 мм. На фиг. 8 фотографии а, б, в, г, д соответствуют значениям параметра $t = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.6$. На фиг. 9 фотографии а, б, в, г,



Фиг. 8



Фиг. 9

соответствуют значениям параметра для $t = 0.2, 0.3, 0.4, 0.6$. Анализ фотографий показывает, что при $t = t^*$ течение близко к ламинарному вплоть до 400 мм от среза, хотя вначале наблюдаются слабые упорядоченные возмущения, затухающие ниже по потоку. Эти возмущения вызваны, по-видимому, обтеканием кромки сопла. При $t > t^*$ возникают регулярные периодические возмущения, характерные для тече-

ния в следе при малых числах R . Эти возмущения развиваются по длине, но не приводят к значительному расширению струи. При $m < m^*$ виден переход к турбулентности на расстояниях $x > 300$ мм от среза. Киносъемка показывает, что точка потери устойчивости пульсирует в широких пределах.

Анализ фотографий, полученных при больших скоростях, показывает, что переход к турбулентности при $m < m^*$ совершается значительно быстрее. Это можно объяснить возрастанием разрыва скорости на границе при увеличении скорости и при постоянном m . При $m = m^*$ увеличение скорости приводит к появлению нерегулярных возмущений вблизи сопла, хотя интенсивность смещения еще сильно отличается от интенсивности, характерной для турбулентных струй.

Как показывают приведенные экспериментальные данные, длина участка перехода к турбулентному режиму течения в струях с начальным профилем со сдвигом скорости и при малом уровне начальных возмущений существенно возрастает по сравнению со струями с тангенциальным разрывом скорости. Уровень смещения при этом получается близким к ламинарному. Полученный результат является довольно неожиданным, так как согласно линейной теории такие течения неустойчивы и в экспериментах обычно наблюдается быстрая потеря устойчивости и переход к турбулентному режиму. В данном исследовании число Рейнольдса, определенное по диаметру струи и разности скоростей, составляет примерно $5 \cdot 10^3$. Вероятно, число Рейнольдса, определенное по ширине слоя сдвига, не может характеризовать устойчивость такого течения, так как в тонких слоях сдвига, когда число Рейнольдса мало, турбулентный режим течения наступает очень быстро.

Можно предположить, что удлинение участка перехода связано или с малыми инкрементами нарастания возмущений в рамках линейной теории, или оно объясняется устойчивостью вторичного периодического течения, возникающего, согласно Ландау [7], после того, как амплитуда первичного возмущения достигнет конечной величины.

Можно предполагать также, что при условии ламинарного течения на входе отношение длины переходного участка к ширине слоя сдвига не зависит от скорости при постоянном отношении скоростей потоков. В данном эксперименте величина скорости, при которой переход к турбулентному режиму течения из-за неустойчивости к длинноволновым возмущениям не искажается начальной турбулентностью, определяется, по-видимому, режимом обтекания торца хонейкомба. Уменьшение диаметра и толщины стенки трубок в хонейкомбе должно увеличить диапазон скоростей, при которых возрастает длина участка перехода к турбулентности. При построении числа Рейнольдса обтекания торца хонейкомба следует учитывать неравномерность скорости в канале.

Авторы выражают благодарность В. М. Иевлеву за помощь и постоянное внимание к работе.

Поступило 20 III 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика, ч. 1. М., «Наука», 1966.
2. Esch R. E. The instability of a shear layer between two parallel streams. J. Fluid Mech., 1957, vol. 3, No. 3.
3. Tatsumi T., Gotoh K. The stability of free boundary layers between two uniform streams. J. Fluid Mech., 1960, vol. 7, No. 3.
4. Schade H. Contribution to the nonlinear stability theory of inviscid layers. Phys. Fluids, 1964, vol. 7, No. 5.
5. Lin C. C., Benney D. J. On the instability of shear flows. Proc. Sympos. Appl. Math., 13 (Hydrodynamics instability, pp. 1—24). (Рус. перев.: Линь Цзя-Цзяо и Бинни Д. Дж. О неустойчивости течений с градиентом скорости. В сб.: «Гидродинамическая неустойчивость», М., «Мир», 1964.)
6. Чепмен С., Каулинг Т. Математическая теория неоднородных газов. М., Изд-во иностр. лит., 1965.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Б. М. Механика сплошных сред, Изд. 2. М., Гостехтеоретиздат, 1953.