

УДК 533.601.34

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ТЕЧЕНИЯ ПРИ ИНТЕНСИВНОМ ВДУВЕ

А. Л. ЕРМАКОВ, В. М. ЕРОШЕНКО, А. А. КЛИМОВ,
В. П. МОТУЛЕВИЧ, Ю. Н. ТЕРЕНТЬЕВ

(Москва)

В случаях больших интенсивностей вдува трудно предсказать характер неустойчивости течения, исходя только из общих представлений о структуре распределения скорости.

При отрыве пограничного слоя от стенки из-за совместного действия вязкости и положительного градиента давления вблизи поверхности возникает обратное течение, и, как правило, течение за точкой отрыва становится турбулентным. Оттеснение ламинарного пограничного слоя от стенки путем вдува не связано с какой-либо резкой перестройкой течения.

В области критического вдува, когда происходит оттеснение пограничного слоя от стенки, проблема устойчивости течения промежуточна между проблемой устойчивости пристенного пограничного слоя и проблемой устойчивости струйных или других свободных пограничных слоев.

Неустойчивость течения пристенного пограничного слоя вызывается действием вязкости. Неустойчивость свободных пограничных слоев связана с наличием точки перегиба у профиля скорости и, следовательно, существованием максимума в распределении завихренности течения. Вязкость при этом не является определяющим физическим параметром.

Исследования устойчивости течения даже при слабом вдуве крайне ограничены [1]. В данной работе экспериментально исследуются различные аспекты устойчивости при интенсивном вдуве.

Приводятся результаты экспериментального исследования потери устойчивости течения в оттесненных вдувом пограничных слоях. Эксперименты не подтвердили распространенного мнения о сильном дестабилизирующем влиянии вдува. Более того, отмечен эффект стабилизации течения при увеличении интенсивности вдува, который происходит из-за уменьшения величины сдвига скорости в зоне интенсивного вязкого взаимодействия. Получена полуэмпирическая формула для определения критического числа Рейнольдса в точке потери устойчивости. Рассмотрено развитие возмущений и показано соответствие опытных данных расчетам по методу малых колебаний для идеальной жидкости. Анализируется переход в турбулентный режим через потерю устойчивости из-за избирательного усиления малых колебаний и одновременно из-за проникновения в сдвиговую зону турбулентных возмущений внешнего потока. Высокая устойчивость течения в оттесненных вдувом сдвиговых слоях объяснена стабилизирующим влиянием упругой газовой среды, над которой они развиваются.

1. Экспериментальная техника и методы исследования. Все опыты были проведены на аэродинамической трубе с интерферометром Маха — Цендера, оснащенным лазерными источниками света [2] и термоанемометрической аппаратурой фирмы DISA.

Модель представляла собой пористую пластину длиной 132 мм, вмонтированную заподлицо в нижнюю стенку рабочей секции канала квадратного сечения 40×40 мм². Боковые стенки выполнены из защитных стекол интерферометрической чистоты, а верхняя стенка над пористыми элементами сделана гибкой. Это позволяло устранять возникающие из-за интенсивного вдува продольные отрицательные градиенты давления во внешнем течении.

Основные количественные результаты получены интерферометрическим методом. Динамика пространственного и временного развития возмущающих процессов в концентрационном поле исследовалась с помощью скоро-

стной киносъемки (частота съемки до 4000 кадров в секунду). Интерферометр настраивался на нулевой угол сходимости интерферирующих лучей. В данной настройке интерференционные картины представляют собой концентрационное поле в линиях равной концентрации, поскольку условия течения изотермические.

В случаях, например, бинарной смеси воздух — углекислый газ, типичных условий опытов и размеров моделей (40 мм по направлению просвечивания) концентрационное поле визуализируется линиями равной концентрации с шагом в 13% объемной концентрации. Как показали специальные расчеты¹, рефракционные искажения в области наибольших градиентов показателя преломления лежат в допустимых пределах.

Достаточно малые изменения значения концентрации при переходе на различные полосы позволяют без предварительной расшифровки интерферограмм выявлять особенности структуры концентрационного поля в процессе развития возмущений. При этом можно визуально наблюдать в замедленном темпе динамику качественных и количественных изменений внутри волны с помощью просмотра кинофильма, снятого скоростными камерами.

Существенно облегчается выбор кинокадров наиболее интересных и характерных моментов развития возмущающих процессов для последующей количественной обработки интерферограмм, которая в выбранной исходной настройке на бесконечно широкую полосу также упрощается.

Время скоростной киносъемки гораздо больше периода развития возмущающих процессов. Таким образом, все особенности развития нестационарных процессов в области потери устойчивости течения выявлялись за время однократной скоростной киносъемки.

Интерферограммы с различной исходной настройкой снимались на широкоформатные (8 и 19 см) полуавтоматические аэрофотокамеры с интервалом 0,8 сек между кадрами. Съемка 20 одиночных кадров для каждого режима позволила применить классический статистический метод обработки измерений.

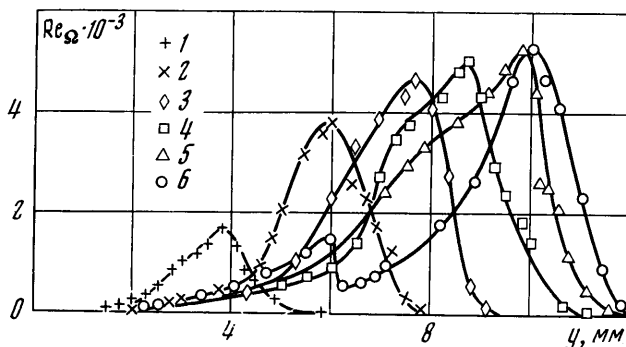
С помощью термоанемометрической аппаратуры определялись распределения скоростей невозмущенного течения, интенсивность пульсаций скорости в области потери устойчивости и перехода в турбулентный режим течения.

Хонейкомб и конфузурная часть аэродинамической трубы обеспечивали достаточно низкий уровень интенсивности турбулентности во внешнем потоке. В исследуемом диапазоне скоростей (3 ÷ 6 м/сек) интенсивность турбулентности не превышала ~0,05%. При скоростях течения 6 ÷ 10 м/сек интенсивность турбулентности резко возрастала до значения ~0,2%. В этом диапазоне скоростей течение во всей области взаимодействия при интенсивных вдувах имело турбулентный характер.

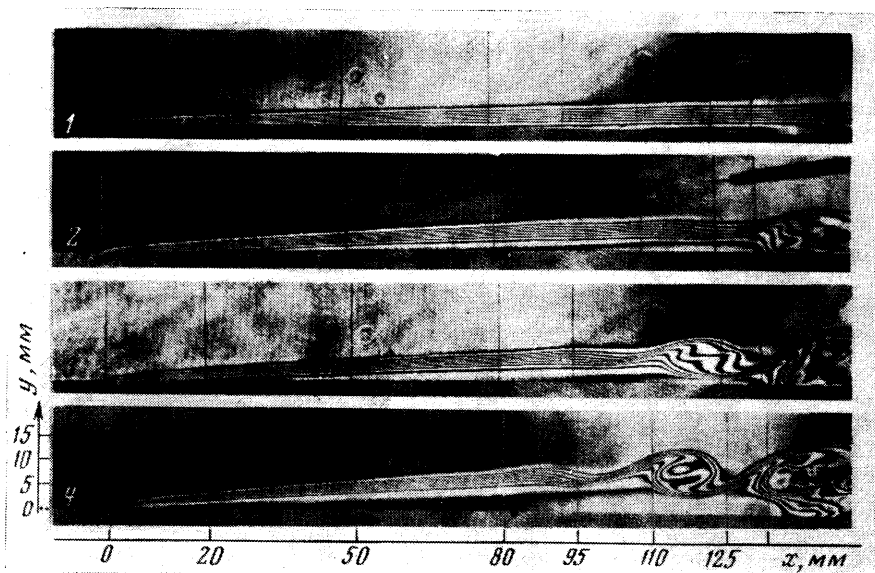
2. Общая характеристика отесненных пограничных слоев и структура концентрационного поля при потере устойчивости. С точки зрения устойчивости ламинарного течения важно отметить следующую последовательность изменений в распределении скорости и концентрации при возрастании вдува в ламинарном режиме течения [3]. В отсутствие вдува точка перегиба у профиля скорости находится на стенке. При вдуве перегиб профиля скорости и соответственно максимальное значение завихренности будут внутри области взаимодействия. При больших интенсивностях вдува в области взаимодействия можно выделить две зоны: зону отесне-

¹ Терентьев Ю. Н. Разработка экспериментальных методов и исследование течения при интенсивных вдувах через пронцаемые поверхности. Канд. дисс., М., 1970.

ния, где завихренность течения мала и практически постоянна, и сдвиговую зону интенсивного вязкого взаимодействия, в которой завихренность достигает своего максимального значения. Концентрация вдуваемой компоненты газа в зоне оттеснения постоянна и приблизительно равна 100%. Зона максимальных значений завихренности совпадает с зоной смешения газовых компонент, в которой устанавливаются наибольшие градиенты концентрации.



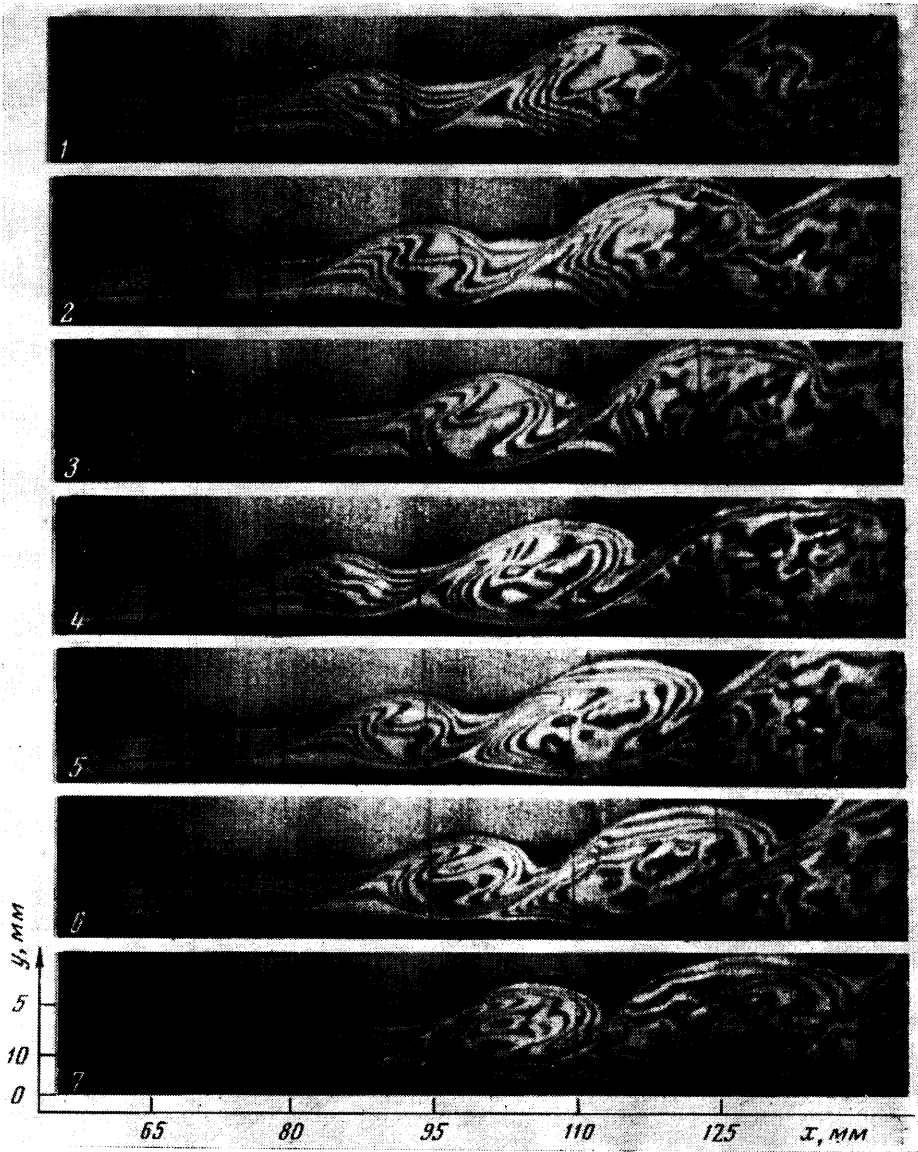
Фиг. 1



Фиг. 2

Устойчивость ламинарного течения определяется числом Рейнольдса завихренности $Re_{\omega} = (y^2 / \nu) (du / dy)$. В невозмущенном ламинарном слое максимум функции Re_{ω} возрастает при смещении вниз по потоку и в точке перехода достигает своего предельного значения. Данное обстоятельство послужило основанием для создания полуэмпирической теории [3] определения точки перехода в турбулентный режим с учетом влияния различных факторов: градиента давления, турбулентности внешнего течения, сжимаемости, массообмена.

На фиг. 1 представлены типичные экспериментальные профили функции Re_{ω} при $U_{\infty} = 5 \text{ м/сек}$ и относительной интенсивности вдува



Фиг. 3

$F = (\rho_w V_w / \rho_\infty U_\infty) = 0.021$ в нескольких сечениях пограничного слоя: 1 — $x = 20$, 2 — 50, 3 — 80, 4 — 95, 5 — 110, 6 — 125 мм. Было установлено, что вдув изменяет как величину максимума функции Re_α , так и предела, к которому он стремится. Это затрудняет применение теории [3] для учета влияния вдува на переход в турбулентный режим.

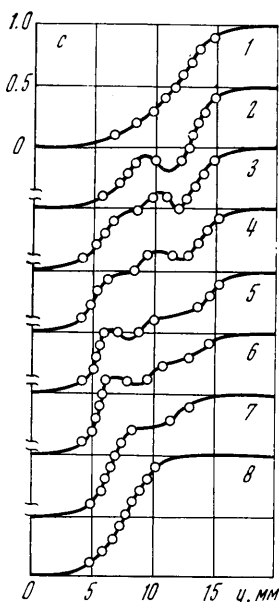
При потере устойчивости наблюдается появление двух максимумов у функции Re_α (фиг. 1, кривая б), что связано с условиями течения в окрестности критического слоя. Для свободного пограничного слоя в точке перегиба профиля скорости $(d^2u/dy^2)_c = 0$. Отсюда следует, что

$$(Re_\alpha / Re_\alpha(y_c)) = (y / y_c)^2$$

Так как вне пограничного слоя $Re_\infty = 0$, число Рейнольдса завихренности имеет два максимума, расположенные по разные стороны от критического слоя.

Общая картина развития процессов потери устойчивости и перехода в турбулентный режим течения демонстрируется интерферограммами. На фиг. 2 представлены интерферограммы пограничного слоя при вдуве углекислого газа. Скорость внешнего потока $U_\infty = 5$ м/сек, интенсивность вдува — 1, $F = 0.006$, 2—0.009, 3—0.010, 4—0.021. На фиг. 3 последовательные кадры из фильма демонстрируют зарождение и развитие волн возмущающих процессов. Скорость внешнего течения $U_\infty = 5.5$ м/сек, интенсивность вдува $F = 0.018$, промежуток времени между двумя последовательными кадрами $\Delta t = 2 \cdot 10^{-3}$ сек.

Наиболее существенные изменения поля концентраций происходят в окрестности критического слоя. Линии равной концентрации, начиная от точки потери устойчивости, показывают (фиг. 3), что в определенных местах зоны смешения градиент концентрации возрастает (впадины волн), а в соседних областях (гребни волн) градиент концентрации в середине слоя уменьшается. В сечении гребня максимальное значение градиента концентрации устанавливается на внешних границах волн. Здесь и во впадинах волн преобладает поперечная компонента градиента концентрации. В центре волны с уменьшением градиента концентрации происходит изменение его направления. При этом линии равной концентрации испытывают перегиб в продольном направлении. Точки перегиба линий равной концентрации в центре волны находятся на критическом слое. В дальнейшем поперечная компонента градиента концентрации дважды изменяет знак — в начале волны над критическим слоем и в конце волны под критическим слоем.

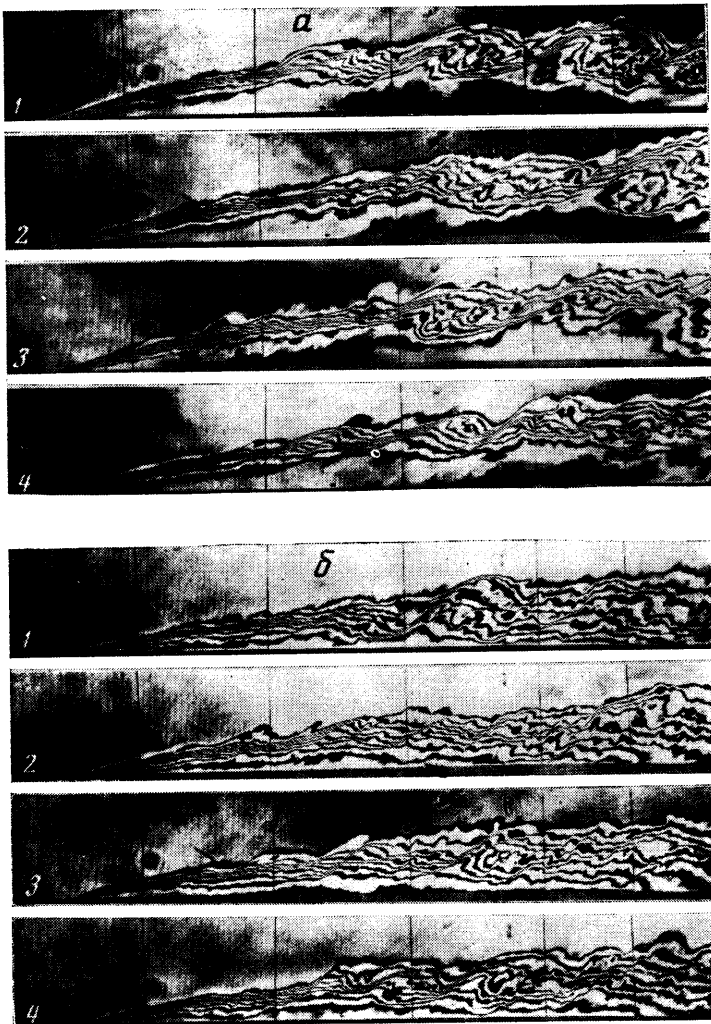


Фиг. 4

На фиг. 4 приведено типичное пространственное развитие профилей концентрации ($c = (c_w - c_m) / (c_w - c_\infty)$), где c_m — массовая концентрация вдуваемого газа) в поперечных сечениях (1— $x = 120.8$, 2—123.6, 3—126.4, 4—127.8, 5—129.2, 6—132.0, 7—134.8, 8—137.6 мм) волны, гребень которой находится на расстоянии приблизительно двух длин волн от точки потери устойчивости. Скорость внешнего потока $U_\infty = 4.0$ м/сек, а интенсивность вдува $F = 0.034$.

Профили 1 и 8 построены в ограничивающих волну впадинах. Изменение концентрации в этих сечениях происходит монотонно. Профиль 2 выявляет изменение внутри волны знака градиента концентрации. Это изменение в начале волны расположено выше критического слоя. В последующих сечениях (3 и 4 профили) градиент концентрации ниже критического слоя уменьшается. В сечении 5, расположенном вблизи окрестности координаты гребня волны, градиент концентрации изменяет знак ниже критического слоя. Градиент концентрации выше критического слоя в этом же сечении уже не испытывает перемены знака и в каждом последующем сечении (профили 6 и 7) возрастает.

Наблюдаемые характерные изменения возмущающих процессов в концентрационном поле можно интерпретировать следующим образом. В пре-



Фиг. 5

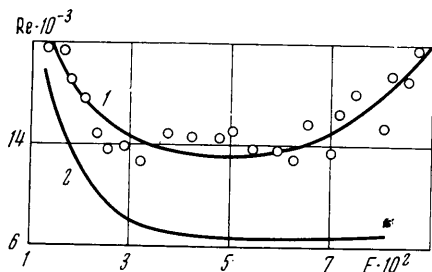
делах длины волны возмущающих процессов экспериментально регистрируются две асимметрично расположенные области вращающейся жидкости, одна из которых находится выше, а другая ниже критического слоя. Данные области вращающейся жидкости можно интерпретировать как индивидуальные вихри. В этих областях следует ожидать и экстремальное значение завихренности течения. Именно такая структура распределения завихренности течения в случае развивающихся волновых возмущений в свободных сдвиговых слоях предсказывается линейной теорией устойчивости для идеальной жидкости [4].

Характер течения резко изменяется при достижении определенных значений скорости внешнего потока, когда интенсивность турбулентности в нем возрастает до значений $\sim 0.1 \div 0.2\%$. Вблизи начала вдува течение носит ярко выраженный перемежающийся характер, а далее вниз по потоку регулярные волны в значительной мере искажены крупномасштабными нерегулярными трехмерными колебаниями. На фиг. 5, а, б соответственно для сверхкритического и критического вдува CO_2 демонстрируются интерферограммы данного режима, снятые в произвольные моменты времени.

Рассматриваемый режим взаимодействия интересен тем, что в нем реализуются два принципиально отличных механизма перехода. Один (механизм перехода Толлмина — Шлихтинга) связан с избирательным усилением малых колебаний. Другой (механизм перехода Тейлора) связан с проникновением турбулентности внешнего потока в пограничные слои.

Частота появления и интенсивность развития экспериментально регистрируемых локальных вспышек турбулентности в зоне смешения при определенном уровне турбулентности внешнего потока возрастают настолько, что процесс проникновения турбулентности в область взаимодействия потоков становится доминирующим в определении механизма перехода. Данный, в некотором смысле критический, уровень турбулентности внешнего потока, по-видимому, связан с тем, что характерные частоты возникновения локальных вспышек турбулентности и частоты возникновения волновых возмущений в области потери устойчивости течения становятся сравнимыми. Смена механизмов перехода в турбулентный режим течения происходит при этом резко.

3. Стабилизация течения при высокой интенсивности вдува. Критические и возмущающие параметры. На фиг. 6 представлена зависимость критического числа Рейнольдса Re_* , построенного по скорости



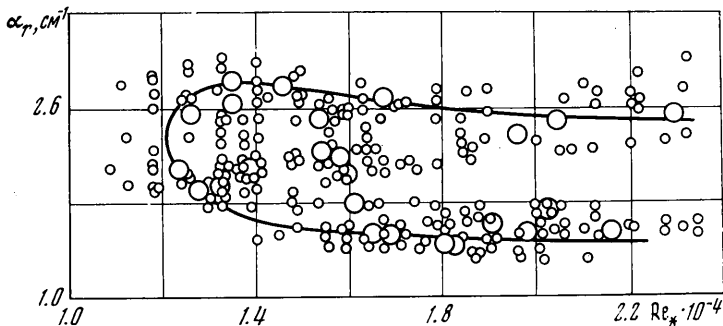
Фиг. 6

внешнего течения и координате точки потери устойчивости x_* (кривая 1). Видно, что уменьшение Re_* и перемещение точки потери устойчивости вверх по потоку происходит до определенных значений интенсивности вдува. В дальнейшем усиление вдува приводит к тому, что точка потери устойчивости перемещается вниз по потоку, а соответствующее число Re_* возрастает. Таким образом, вдув оказывает стабилизирующее влияние на течение в области взаимодействия потоков.

Зависимость волнового числа $\alpha_r = 2\pi/\lambda$ от критического числа Рейнольдса, изменяемого увеличением интенсивности вдува в соответствии с фиг. 6, представлена на фиг. 7. Малые кружки на графике фиг. 7 представляют собой значения α_r и Re_* , реализуемые в некоторые случайные моменты времени при фиксированных параметрах взаимодействия. Большие кружки — это средние арифметические значения $\langle \alpha_r \rangle$ и $\langle Re_* \rangle$ случайные выборки за большой период времени. Диаметр больших кружков на графике приблизительно равен величине средней дисперсии случайной выборки. Часть малых кружков, которые лежат в пределах величины дисперсии, на графике не показана.

Верхняя ветвь кривой на фиг. 7 соответствует дестабилизирующему влиянию вдува. С ростом вдува Re_* быстро уменьшается, а волновое число при этом несколько возрастает. В области значений параметра вдува, когда дестабилизирующее его влияние сменяется на стабилизирующее, волновое число резко уменьшается. Возрастание интенсивности вдува приводит теперь к увеличению Re_* (нижняя ветвь кривой на графике фиг. 7) и постепенному уменьшению волнового числа. Нижняя ветвь кривой соответствует стабилизации течения в зоне смешения.

При стабилизации течения вдувом наблюдается уменьшение интенсивности нарастания возмущающих процессов. Протяженность области потери устойчивости возрастает, а переход к трехмерной нерегулярной форме течения, за которой начинается устойчивый турбулентный режим, затягивается.

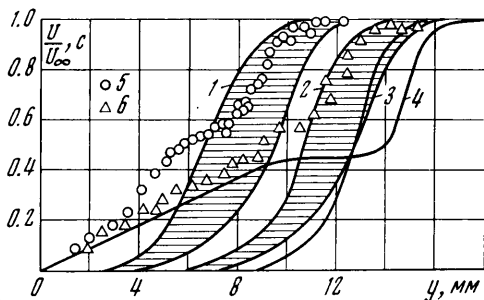


Фиг. 7

С точки зрения рассматриваемого эффекта стабилизации течения весьма характерно распределение продольной компоненты средней скорости течения и концентрации вдвухаемого газа. Такие данные для сечения $x = 112.4$ мм от начала пористой пластины представлены на фиг. 8.

При параметрах вдува $F = 0.038$ и 0.054 распределения концентрации (заштрихованные области 1 и 2) и продольной компоненты средней скорости (точки 5 и 6) в значительной мере определяются возмущающими процессами.

При параметре вдува $F = 0.079$ распределение концентрации (кривая 3) регулярно, не зависит от времени и носит явно выраженный ламинарный характер. Распределение продольной компоненты скорости (кривая 4) также носит ламинарный характер. Между зоной малого сдвига скорости (зоной оттеснения) и зоной большого сдвига течение происходит с постоянной скоростью U^0 . Относительная скорость на внешней границе зоны оттеснения $m = U^0 / U_\infty = 0.45$.



Фиг. 8

Для уравнения движения

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = \rho_\infty U_\infty \frac{dU_\infty}{dx} \quad (3.1)$$

на внешней границе оттеснения

$$\rho u \sim \rho_w U^0, \quad \rho v \sim \rho_w V_w^* \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} \sim \frac{dU_\infty}{dx} \quad \frac{\partial u}{\partial y} \sim \frac{\rho_\infty U_\infty}{\rho_w V_w^*} \frac{dU_\infty}{dx} \quad (3.3)$$

Здесь использована асимптотическая формула [5] и допущение, что поперечная компонента скорости на внешней границе зоны оттеснения равна скорости критического вдува.

Подставляя (3.2) и (3.3) в (3.1), получим

$$m = \frac{U^0}{U_\infty} = \frac{\rho_\infty}{\rho_w} \left(1 - \frac{V_w^*}{V_w} \right). \quad (3.4)$$

Потеря устойчивости течения после оттеснения пограничного слоя от поверхности определяется характером течения. Очевидно, что определяю-

щее потерю устойчивости критическое число Рейнольдса должно строиться не по скорости внешнего потока U_∞ , а по разности скоростей внешнего потока и спутной скорости в зоне оттеснения. При неизменности струйного критического числа Рейнольдса

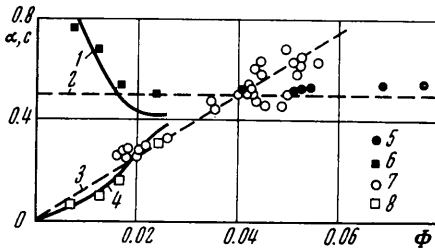
$$Re_{**} = \frac{(U_\infty - U^\circ) x_*}{\nu} = (1 - m) Re_* \quad (3.5)$$

с ростом интенсивности вдува Re_* будет возрастать. Таким образом, наблюдаемая стабилизация течения в сдвиговой зоне (фиг. 6, кривая 1) связана с ростом спутной скорости (3.4).

Параметр m не зависит явным образом от градиента давления. Он определяется относительной скоростью вдува $V_w^\circ = (V_w / V_w^*)$ и отношением плотностей (ρ_∞ / ρ_w) . По опытным данным (фиг. 6, кривая 2), начиная с определенных интенсивностей вдува, струйное критическое число Рейнольдса не изменяется, т. е. $Re_{**} = \text{const}$. Можно предложить, исходя из данного анализа, полуэмпирическую формулу для критического числа Рейнольдса, построенного по скорости внешнего потока и координате точки потери устойчивости

$$Re_* = \frac{Re_{**} \rho_w V_w^\circ}{\rho_w V_w^\circ - \rho_\infty (V_w^\circ - 1)} \quad (3.6)$$

Эмпирическими константами будет число $Re_{**} \approx 7000$ и критическая скорость вдува V_w^* , при которой происходит оттеснение ламинарного пограничного слоя. Формула (3.6) удовлетворительно аппроксимирует



Фиг. 9

опытные данные на участке стабилизации течения при сверхкритических вдувах (фиг. 6, кривая 1).

Данные эксперименты показывают, что уменьшение критического числа Рейнольдса при возрастании вдува от нулевого значения до момента оттеснения не столь значительно, как можно было бы ожидать в согласии с общими выводами теории устойчивости по методу малых колебаний.

Объяснение экспериментально наблюдаемой высокой устойчивости в случае струйного течения и в процессе перехода от пристенного пограничного слоя к струйному течению при интенсивном вдуве может заключаться в известном эффекте стабилизации ламинарного пограничного слоя на гибкой обтекаемой поверхности [6].

Можно допустить, что, как и в случае обычных пограничных слоев на упругой поверхности, свободные пограничные слои, которые развиваются над некоторой эффективной поверхностью раздела, обладающей определенной упругостью, связанной с упругостью газовой среды в ядре струи или некотором ее эквиваленте (в случае оттесненных пограничных слоев — зоне оттеснения), характеризуются повышенной устойчивостью.

Снятые скоростной камерой фильмы качественно подтверждают такую точку зрения. Из фильма хорошо видно, как волны возмущающих процессов распространяются как бы на упругой «газовой подушке», в качестве которой выступает зона оттеснения.

На фиг. 9 приведены зависимости фазовой скорости $c^* = c_r / U_\infty$ (кривые 1, 2 и опытные точки 5, 6) и волновых чисел $\alpha = \alpha_r \delta^{**}$ (3, 4 и 7, 8)

от числа Струхалия $\Phi = f\delta^{**}/U_{\infty}$. Толщина потери импульса для отесненного вдувом сдвигового слоя определялась по формуле

$$\delta^{**} = (\rho_w V_w / \rho_{\infty} U_{\infty}) x^* \quad (3.7)$$

Формула (3.7) соответствует интегральному уравнению импульсов в пренебрежении при сильном вдуве силами трения на стенке и продольным градиентом давления.

Кривые 1 — 4 на фиг. 9 представляют собой расчет по методу малых колебаний в приближении идеальной жидкости [7, 8] для пространственного (сплошные линии) и временного (штриховые линии) развития возмущений. Точки 6, 8 получены для свободного сдвигового слоя в плоской струе при искусственном возбуждении возмущений [7]. Точки 5, 7 — опытные данные настоящего исследования для отесненного вдувом сдвигового слоя при естественном возникновении возмущающих волн.

Согласие опытных данных (точки 5, 7) с расчетом для временного развития возмущений удовлетворительное. Ранее было показано [7], что для малых частот $\Phi < 0.02$ опытные данные (точки 6, 8) лучше согласуются с расчетом пространственного развития возмущений.

Итак, линейная теория устойчивости для невязкой жидкости дает удовлетворительные результаты по возмущающим параметрам (λ, f, c_*) при потере устойчивости отесненных вдувом пограничных слоев.

Поступило 3 II 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Libby P. A., Kaufman L., Harrington R. P. An experimental investigation of the isothermal laminar boundary layer on a porous flat plate. *J. Aeronaut. Sci.*, 1952, vol. 19, No. 2.
2. 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.
3. Ван-Дрифт, Блумер. Влияние турбулентности внешнего течения и градиента на переход в пограничном слое ламинарной формы течения в турбулентную. *Ракетная техника и космонавтика*, 1963, т. 1, № 6.
4. Michalke A. Vortex formation in a free boundary layer according to stability theory. *J. Fluid Mech.*, 1965, vol. 22, pt 2.
5. Гершбейн Э. А. Ламинарный многокомпонентный пограничный слой при больших вдувах. *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1970, № 1.
6. Landahl M. T. On the stability of a laminar incompressible boundary layer over a flexible surface. *J. Fluid Mech.*, 1962, vol. 13.
7. Michalke A. On spatially growing disturbance in an inviscid shear layer. *J. Fluid Mech.*, 1965, vol. 23, pt 3.
8. Michalke A. On the inviscid instability of the hyperbolictangent velocity profile. *J. Fluid Mech.*, 1964, vol. 19, pt 4.