

13. Трусов В. Г., Бадрак С. А., Туров В. П. и др. Автоматизированная система термодинамических данных и расчетов равновесных состояний // Математические методы химической термодинамики.— Новосибирск: Наука, 1982.
14. Taneda S. Studies of wake vortices, experimental investigation of wake behind a sphere at low Reynolds numbers // J. Phys. Soc. Jap.— 1956.— V. 11, N 10.
15. Lee Y. S., Chyon Y. P., Pfender E. Particle dynamics and particle heat and mass transfer in thermal plasmas. Pt II. Particle heat and mass transfer in thermal plasmas // Plasma Chem. and Plasma Proc.— 1985.— V. 5, N 4.
16. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика.— М.: Наука, 1986.
17. Baily A. W., Hiatt J. Sphere drag coefficients for a broad range of Mach and Reynolds numbers // AIAA J.— 1972.— V. 10, N 11.

г. Барнаул

Поступила 15/VIII 1988 г.,  
в окончательном варианте — 7/III 1989 г.

УДК 536.24:532.54

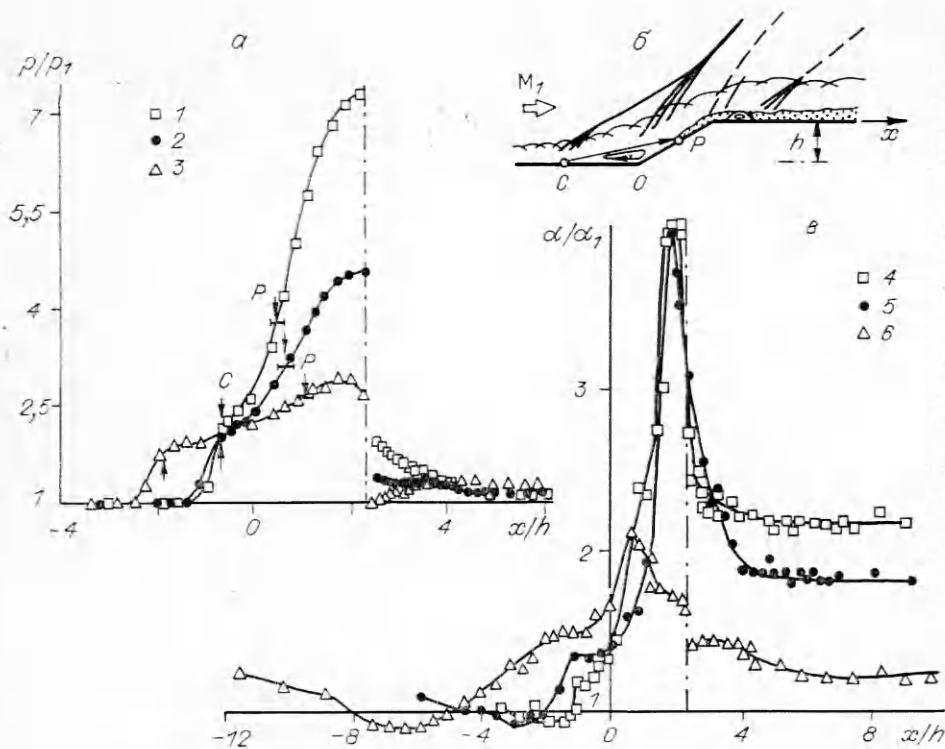
А. А. Желтоводов, Е. Г. Зауличный, В. М. Трофимов

### РАЗВИТИЕ МОДЕЛЕЙ ДЛЯ РАСЧЕТА ТЕПЛООБМЕНА В УСЛОВИЯХ СВЕРХЗВУКОВЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ОТРЫВНЫХ ТЕЧЕНИЙ

Исследования процессов теплообмена в различных турбулентных течениях представляют большой теоретический и практический интерес. К числу наиболее сложных и актуальных задач аэрогазодинамики можно с уверенностью отнести изучение турбулентных отрывных течений [1]. При сверхзвуковых скоростях потока определение интенсивности теплообмена в окрестности отрывных зон приобретает особую важность [2]. При существенных изменениях уровня турбулентности во внешнем потоке, в пристенных пограничных слоях и в оторвавшихся слоях смешения [3] методы, основанные на простых корреляциях параметров теплообмена с характерными давлениями, например [4—6], представляются достаточно ограниченными. Более перспективным кажется предложенный в [7] подход, основанный на использовании модели неравновесного пограничного слоя, в котором наряду с учитываемыми в рамках асимптотической теории [8] факторами сжимаемости, неизотермичности и другими рассматривается также влияние изменения интенсивности крупномасштабной турбулентности. Проведенные в [7] расчеты теплообмена в окрестности каверны хорошо совпадают с данными эксперимента, развитие такого подхода целесообразно применять и к другим условиям. С этой целью выполнены дополнительные экспериментальные исследования квазидвумерного отрыва в окрестности наклонных ступенек и уступов [9]. Выбранные геометрические конфигурации позволили проанализировать влияние последовательности взаимодействия турбулентного пограничного слоя со скачками уплотнения и волнами разрежения на интенсивность теплообмена. Привлечение обширной дополнительной информации, полученной для рассматриваемых ситуаций в [3, 10, 11] на основе использования в комплексе различных методов диагностики: визуализации предельных линий тока, оптических, пневмометрических измерений полей давлений и скорости, термоанемометрических измерений характеристик турбулентности,— позволило уточнить структуру течений и характерные физические процессы с целью обоснования развиваемой расчетной модели применительно к новым условиям.

Измерения теплообмена проводились в аэродинамической трубе с рабочим полем струи диаметром 304 мм внутри камеры Эйфеля при числах Маха набегающего потока  $M_1 = 2, 3$  и 4. Диапазон изменения единичных чисел Рейнольдса  $Re_1 = (30-94) \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ , давления торможения  $p^* = 200-1540 \text{ кПа}$ , температуры торможения  $T^* = 255-270 \text{ К}$ .

Исследованные конфигурации представляли собой ориентированную против потока наклонную ступеньку (рис. 1, б) или обтекаемый в обратном направлении наклонный уступ фиксированной высоты  $h = 6 \text{ мм}$  с углом отклонения грани  $\beta = 25^\circ$ . Расстояние от передней кромки пластины до вершины угла сжатия в случае ступеньки составляло 141 мм, а до вершины угла расширения на модели уступа — 150 мм. Отношение ширины модели к высоте препятствия  $b/h = 20$ . На расстоянии 6 мм от передней кромки пластины наклеивалась турбулизирующая полоска шириной 4 мм с высотой песочной шероховатости 0,2 мм. Толщина невозмущенного пограничного слоя перед зонами взаимодействия со скачком или волнами

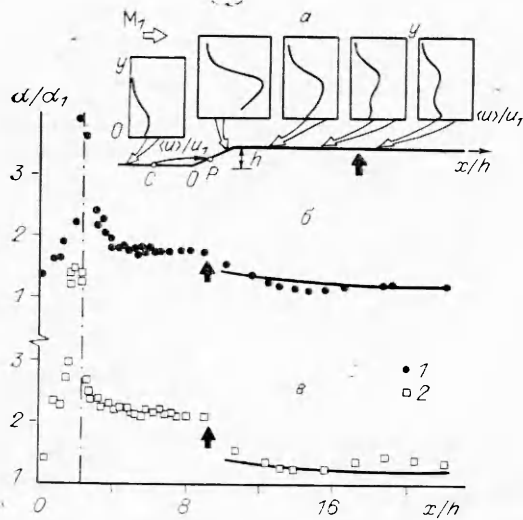


Р и с. 1

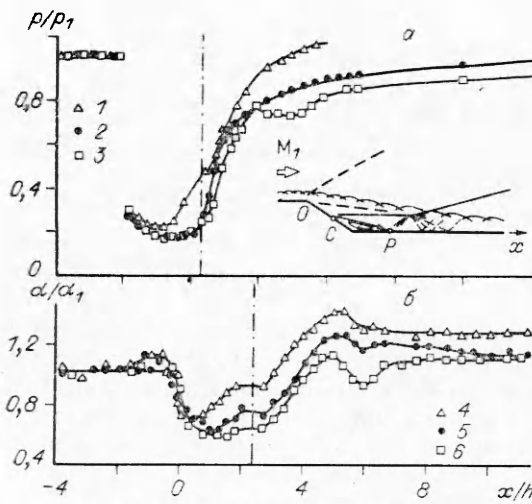
разрежения составляла  $\delta = 2,5-2,6$  мм. Для электроизоляции и уменьшения отвода тепла в стенку теплопроводностью центральная часть моделей, на которых с помощью термопар проводились измерения интенсивности теплообмена, выполнена из текстолита. Более подробно конструкция моделей описана в [9]. Для измерения теплообмена использовалась модификация электрокалориметрического метода [12], в котором в качестве нагревательного элемента применялась токопроводящая пленка на графитовой основе. При этом суммарная погрешность измерений коэффициента интенсивности теплообмена  $\alpha$  гарантировалась не более 15 %.

Проведенные исследования теплообмена при обтекании наклонной ступеньки подтвердили и дополнили наблюдавшиеся в [3, 11] закономерности развития отрывных течений в таких условиях. Следуя этим работам, уменьшение  $M_1$  при фиксированных  $\beta$  и  $h$ , как и увеличение  $\beta$  при постоянных  $M_1$  и  $h$ , приводит к возникновению и росту отрывной зоны в окрестности угла сжатия, а также формированию на некотором этапе области положительного градиента давления с последующим локальным отрывом потока за вершиной угла расширения (см. рис. 1, б). Полученные в указанных работах данные о распределении давления при  $\beta = 25^\circ$ ,  $h = 15$  мм,  $h/\delta = 3,3-3,9$  (рис. 1, а) характеризуют отмеченные особенности развития течения (1-3 —  $M_1 = 4$ ; 3; 2,2). Стрелками обозначены положения линий стекания (отрыва)  $C$  и линий растекания (присоединения)  $P$ , вертикальной штрихпунктирной линией — положение вершины расширения;  $p_1$  — давление на поверхности пластины в невозмущенном потоке.

Распределения локального коэффициента интенсивности теплообмена  $\alpha$ , отнесенного к характерному значению  $\alpha_1$  перед областью взаимодействия (рис. 1, в), качественно отражают основные особенности течения, следующие из распределения давления (4 —  $M_1 = 4$ ,  $Re_1 = 41 \cdot 10^6$  м<sup>-1</sup>; 5 и 6 —  $M_1 = 3$  и 2,  $Re_1 = 31 \cdot 10^6$  м<sup>-1</sup>). В частности, с понижением  $M_1$  наблюдаются увеличение протяженности отрыва перед углом сжатия и уменьшение уровня теплообмена в зоне присоединения на наклонной



Р и с. 2



Р и с. 3

грани. В течении за вершиной расширения, прошедшем через волны разрежения, происходит постепенное снижение интенсивности теплообмена, а при  $M_1 = 2$  (условный знак б) характер распределения величины  $\alpha/\alpha_1$  отражает существование повторного локального отрыва аналогично распределению давления. Незначительное отличие максимумов теплообмена на поверхности сжатия при  $M_1 = 3$  и 4, по сравнению с наблюдающимися на рис. 1, а изменениями давления, обусловлено меньшей относительной высотой препятствия ( $h/\delta = 2,3 - 2,4$ ) в первом случае, вследствие чего относительная протяженность течения на наклонной поверхности также была несколько меньшей и ограничила ожидаемые изменения теплообмена.

Примечательная особенность — обратная тенденция в поведении теплообмена перед препятствием с изменением числа Маха (рис. 1, в,  $x/h < 0$ ) по сравнению с распределением давления (рис. 1, а). Так, давление в области формирующегося плато (изобарической зоны) между линиями стекания и растекания постепенно увеличивается с ростом  $M_1$ . В то же время в распределении коэффициентов теплообмена в аналогичных условиях наблюдается

снижение «платовых» его значений. Можно полагать, что объяснением этого эффекта является обнаруженная в [3, 13, 14] на основе анализа профилей скорости возможность изменения состояния возвратного течения в отрывных зонах, как и в случае реламинаризации пристенной струи. Согласно отмеченным работам, такие условия возникают вследствие влияния отрицательного градиента давления в направлении возвратного потока, а также уменьшения локального числа Рейнольдса, обусловленного падением скорости с приближением к точке отрыва.

Существенное отличие в изменении уровня теплообмена, по сравнению с давлением, в зависимости от  $M_1$  обнаружено на верхней поверхности препятствия за волнами разрежения (см. рис. 1, в,  $x/h > 4$ ). Несмотря на то что давление в этой области при различных числах Маха сохраняется примерно одинаковым и близким к характерному для невозмущенного потока (рис. 1, а), уровень теплообмена интенсивно повышается с ростом  $M_1$ . Такое поведение представляется закономерным, учитывая зарегистрированный в [3] повышенный уровень турбулентных пульсаций в диссипативном течении на верхней поверхности ступеньки, а также признаки формирования тонкого нового пограничного слоя в пристенной его области [3, 11, 13], показанного на схеме рис. 1 (б). При этом полученные с помощью импульсного источника света тепловровские фотографии

[11] позволили зафиксировать во внешней области диссипативного течения крупномасштабные когерентные вихревые структуры, развившиеся в слое смещения над отрывной зоной в угле сжатия. В соответствии с измерениями [3], именно в этой области возникает характерный максимум пульсаций скорости в результате взаимодействия пограничного слоя со скачками уплотнения в окрестности точек отрыва и присоединения, сохраняющийся на некоторой протяженности в течении на верхней поверхности ступеньки (рис. 2, а). Примечательно, что обнаруженное на расстоянии  $x/h \approx 9 \div 13$  заметное уменьшение интенсивности теплообмена (рис. 2, б, в: 1 —  $M_1 = 3$ ; 2 —  $M_1 = 4$ ) наблюдается с достижением области (рис. 2, а — черная стрелка), где начинает доминировать генерация турбулентности в пристенной части течения и нарастающий у поверхности максимум пульсаций превышает характерный для внешней области уровень. Согласно [3, 11, 13], профили средней скорости в этой области уже близки к типичным для невозмущенного пограничного слоя. С учетом толщины пограничного слоя на верхней поверхности препятствия  $\delta \approx h$  протяженность зоны почти постоянной и повышенной интенсивности теплообмена за веером волн разрежения  $\Delta x/h = 5,3 \div 6,3$  отвечает оценке [3] для длины релаксации крупномасштабной турбулентности, примерно составляющей  $(5 \div 6)\delta$ .

Полученные в [10] данные о структуре течения и распределении давления в окрестности наклонного уступа с углом отклонения грани  $\beta = 25^\circ$ , высотой  $h = 15$  мм ( $h/\delta \approx 2,8$ ) (рис. 3, а: 1 — 3 —  $M_1 = 2,2$ ; 3; 4, соответственно  $Re_1 = 25 \cdot 10^6$ ;  $32 \cdot 10^6$ ;  $58 \cdot 10^6$  м<sup>-1</sup>) позволяют объяснить некоторые обнаруженные особенности теплообмена. Очевидно, что они в значительной степени определяются обратным, по сравнению со ступенькой, порядком взаимодействия пограничного слоя с волнами разрежения и скачками уплотнения (рис. 3, б: 4—6 —  $M_1 = 2,2$ ; 3; 4,  $Re_1 = 40 \cdot 10^6$ ;  $31 \cdot 10^6$ ;  $56 \cdot 10^6$  м<sup>-1</sup> соответственно). За вершиной угла расширения интенсивность теплообмена заметно падает. Перед отрывной зоной в окрестности вершины угла сжатия, обозначенной на рисунках штрихпунктиром, происходит рост  $\alpha/\alpha_1$  и наблюдается расслоение экспериментальных данных по  $M_1$ . Меньшим  $M_1$  отвечает более высокий уровень теплообмена. В зонах отрыва наблюдается тенденция к формированию области плато. После присоединения потока за углом сжатия более высокий уровень теплообмена также соответствует меньшим числам  $M_1$ . Величина  $\alpha/\alpha_1$  продолжает расти на некотором расстоянии за точкой присоединения до максимального значения, далее следует заметное падение с формированием минимума. Аналогичный минимум обнаружен и в распределении давления при  $M_1 = 4$  (рис. 3, а, 3). Согласно [10], он обусловлен влиянием показанных на схеме и направленных к поверхности волн разрежения, исходящих из тройной точки  $\lambda$ -конфигурации скачков уплотнения в окрестности отрывной зоны. В случае  $M_1 = 2,2$  (условный знак 1) такой минимум не обнаружен, а наблюдается лишь уменьшение темпа роста давления. В то же время изменения интенсивности теплообмена в этой области остаются более заметными. Можно полагать, что с уменьшением  $M_1$  вследствие удаления тройной точки от поверхности, а также снижения интенсивности исходящих из нее волн разрежения их влияние на пристенное течение становится менее локализованным. С ростом  $M_1$  влияние волн усиливается и способствует уменьшению теплообмена вниз по потоку. Существенный вклад в процесс в рассматриваемых условиях вносит и подавляющий турбулентность рост интенсивности веера волн разрежения перед углом сжатия. Согласно полученным в [9] данным, влияние таких волн при фиксированном  $M_1$  возрастает с понижением  $Re$ , снижая интенсивность теплообмена за препятствием.

Увеличение  $\alpha/\alpha_1$  в дальнейшем течении за наклонным уступом с уменьшением  $M_1$  (см. рис. 3, б) в значительной степени также связано с наблюдавшимся ростом протяженности отрывной зоны перед вершиной угла сжатия и соответственно дополнительным нарастанием турбулентных пульсаций во внешней области слоя смещения.

Выполненные измерения показали, что максимальное приращение относительной интенсивности теплообмена за наклонным уступом по сравнению с характерной для течения перед ним в рассмотренных условиях не превышало 10—35 %. В то же время за наклонной ступенькой аналогичная величина возрастала в 1,5—2 раза. Таким образом, порядок взаимодействия волн разрежения и скачков уплотнения с турбулентным пограничным слоем существенно влияет на интенсивность теплообмена в возмущенном течении.

Полученные новые экспериментальные данные об особенностях отрывного обтекания наклонных ступенек и уступов, а также о характере теплообмена в окрестности таких препятствий послужили основой для проверки и дальнейшего развития предложенной в [7] расчетной модели. В соответствии с этой моделью, при расчете интенсивности теплообмена в окрестности отрывных зон в условиях сжимаемых турбулентных пограничных слоев следует использовать концепцию нового пограничного слоя в области за точкой присоединения, развитие которого можно проанализировать в рамках асимптотической теории [8]. Принципиальной является необходимость учета дополнительного фактора, характеризующего влияние внешней крупномасштабной турбулентности на новый слой, вместе с ранее использовавшимися факторами сжимаемости, неизотермичности и др. Учет внешней турбулентности может быть проведен, например, на основе предложенного в [15] соотношения для несжимаемых течений, в котором степень турбулентности в рассматриваемых условиях должна определяться по найденному экспериментально максимальному уровню пульсаций скорости для внешней области возмущенных отрывом пограничных слоев. Правомерность учета лишь пульсаций скорости в условиях сжимаемых течений следует из асимптотической теории [8], согласно которой в соотношении для плотности теплового потока по нормали к поверхности в ядре турбулентного пограничного слоя  $q = -c_p \cdot \rho \langle uT \rangle (1 - \beta_T)$  величина  $\beta_T \sim (u \langle vT \rangle + \langle vuT \rangle) / \langle vu \rangle T$ , учитывающая влияние пульсаций плотности на турбулентный перенос тепла, стремится к нулю при  $Re \rightarrow \infty$ . Справедливость таких представлений для конечных  $Re$  также достаточно обоснована в [8]. С учетом полученных в [3] результатов измерений характеристик турбулентности в оторвавшихся слоях смешения и присоединившихся пограничных слоях, по которым пульсации плотности вблизи стенки почти на порядок меньше пульсаций скорости, заметим, что в таких ситуациях, по-видимому, оправдано пренебрегать влиянием пульсаций плотности на интенсивность теплообмена на поверхности.

При расчете теплообмена, как и в [7], используем интегральное уравнение энергии для двумерного пограничного слоя, которое для непроницаемой поверхности при отсутствии внутренних источников тепловыделения может быть представлено в виде

$$(1) \quad \frac{d Re_T^{**}}{dx} + \frac{Re_T^{**}}{\Delta T} \frac{d \Delta T}{dx} = Re_L St_0 \Pi \Psi_i,$$

где  $Re_T^{**}$  — число Рейнольдса, построенное по толщине потери энергии;  $\Delta T = T_w - T_w^*$ ;  $\bar{x} = x/L$  ( $L$  — характерный размер);  $Re_L = \rho_e u_e L / \mu^*$  ( $\mu^*$  — коэффициент динамической вязкости при температуре торможения  $T^*$ );  $\Pi \Psi_i$  — произведение возмущающих факторов. Следуя методу асимптотической теории турбулентного пограничного слоя [8], введем закон теплообмена при стандартных условиях и отсутствии возмущающих факторов

$$(2) \quad St_0 = \frac{0,0128}{(Re_T^{**})^{0,25} Pr^{0,75}} \left( \frac{\mu_m}{\mu_w^*} \right)^{0,25},$$

а также предельный относительный закон теплообмена (трения), учитывающий влияние этих факторов. Так, при наличии сжимаемости и

неизотермичности, согласно [8], выражение для предельного относительного закона представляется произведением

$$\psi = \psi_M \psi_T = \left[ \frac{\arctg M_e \sqrt{r \frac{k-1}{2}}}{M_e \sqrt{r \frac{k-1}{2}}} \right]^2 \left[ \frac{2}{\sqrt{T_w/T_w^* + 1}} \right]^2$$

( $M_e$  — число Маха на внешней границе пограничного слоя,  $r$  — коэффициент восстановления).

Как показано в [16], влияние некоторых дополнительных возмущающих факторов можно записать как  $\psi = \Pi \psi_i$ . Сравнение такого представления с численными расчетами показало хорошее соответствие. Используя это, аналогичным образом вводим фактор крупномасштабной турбулентности для неравновесных пограничных слоев  $\psi_\varepsilon$  и получаем выражение относительного закона  $\psi = \psi_M \psi_T \psi_\varepsilon$ . Ввиду отсутствия заметного изменения  $\Delta T$  вдоль поверхности уравнение (1) с учетом (2) упрощается:

$$\frac{d(\text{Re}_T^{**})^{1,25}}{d\bar{x}} = \text{Re}_L \frac{0,0128}{\text{Pr}^{0,75}} \left( \frac{\mu_w}{\mu_w^*} \right)^{0,25} \Pi \psi_i.$$

Интегрирование дает

$$\text{Re}_T^{**} = \left[ 0,0128 \frac{\text{Re}_L^*}{\text{Pr}^{0,75}} \int_0^{\bar{x}} \Pi \psi_i \left( \frac{\mu_w}{\mu_w^*} \right)^{0,25} \frac{\rho_e u_e}{\rho^* u_{\max}} d\bar{x} \right]^{0,8}$$

$$\left( \text{Re}_L^* = \frac{\rho^* u_{\max} \bar{L}}{\mu^*}, u_{\max} = \sqrt{2c_p T^*} \right).$$

Локальные числа Стантона  $St = St_0 \Pi \psi_i$ , коэффициенты интенсивности теплообмена  $\alpha = c_p \rho u St$ .

Применительно к рассматриваемым отрывным течениям фактор  $\psi_\varepsilon$  по аналогии с предложенным в [15] соотношением для учета изменения турбулентности внешнего потока включает текущую интенсивность максимума пульсаций скорости  $\langle u \rangle_m$  во внешней области пограничного слоя при прохождении скачка уплотнения или волн разрежения и характерный для набегающего потока исходный уровень  $\langle u_1 \rangle$  вне пограничного слоя:

$$(3) \quad \psi_\varepsilon = 1 + \frac{200}{u_1^2} (\langle u \rangle_m - \langle u_1 \rangle)^2.$$

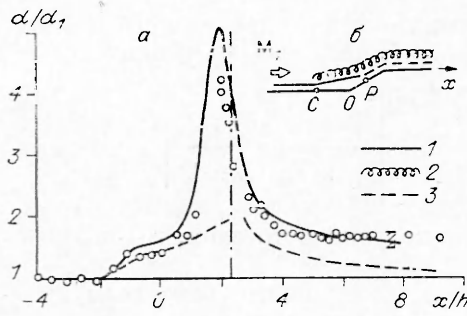
Обоснованное в [9] обобщение на основе анализа предложенного в [17] упрощенного уравнения для кинетической энергии турбулентности позволило установить определяемую главным образом объемными деформациями течения и подтверждаемую экспериментами взаимосвязь между  $\langle u \rangle_m$  и текущим давлением  $p$  на поверхности в зоне свободного взаимодействия в окрестности точек отрыва:

$$(4) \quad \frac{\langle u \rangle_m - \langle u_1 \rangle_m}{\langle u_n \rangle_m - \langle u_1 \rangle_m} = \frac{p - p_1}{p_n - p_1} = F(x/\delta)$$

(индекс  $n$  относится к параметрам в области плато давления,  $\delta$  — толщина пограничного слоя непосредственно перед точкой начала роста давления,  $x$  — отсчитываемая от этой точки продольная координата). Согласно [9], данные разных авторов удовлетворительно аппроксимируются функцией

$$(5) \quad F(x/\delta) = 1 - \exp[-0,077(x/\delta)^2].$$

Существенно, что соотношения (4) и (5) остаются справедливыми также для зон присоединения и могут быть использованы для расчетов при переходе через линию растекания. При этом в (4) параметрам в области плато



Р и с. 4

сплошной линией. В соответствии с упрощенной физической моделью такого течения (рис. 4, б), тепловой пограничный слой (условный знак 1) рассчитывался от его физического начала в рамках асимптотической теории с учетом факторов сжимаемости и неизотермичности. Начиная от точки начала роста давления перед углом сжатия, учитывался фактор  $\psi_e$  (условный знак 2), который найден на основе уравнения (3) и обобщений (4), (5). Между точками отрыва и присоединения течение определялось, как над твердой поверхностью вдоль разделяющей линии тока. В связи с этим результаты здесь условны, хотя и довольно близки к эксперименту (см. рис. 4, а). В случае крупномасштабного отрыва [7] более корректным может быть расчет с учетом параметров возвратного течения и уровня турбулентности в слое смешения. В то же время очевидно, что в условиях ограниченной (около  $7\delta$ ) протяженности отрывной зоны использованная более упрощенная модель оказывается практически приемлемой. От точки присоединения как от эффективного начала рассчитывается новый слой (см. рис. 4, б, условный знак 3), для которого внешняя область старого слоя выполняет функции внешнего потока. Величина  $\psi_e$  за волнами разрежения определяется на основе измерений турбулентности [3]. Как показано в [7], постепенное понижение интенсивности пульсаций при постоянном давлении вниз по потоку до  $x/h = 7$  (рис. 4, б) может также приближенно описываться соотношением, следующим из теории тепловых завес:

$$\left( \frac{\langle u \rangle - \langle u \rangle_e}{\langle u \rangle_0 - \langle u \rangle_e} \right)^2 = \left( 1 + 15,5 \frac{x - x_0}{x_0} \right)^{-0,8},$$

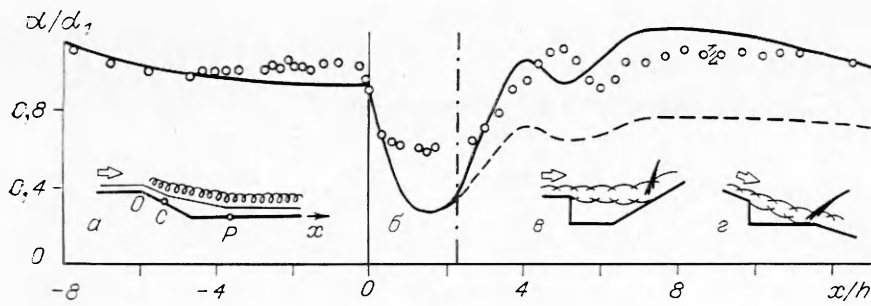
где  $\langle u \rangle_0$  — максимум пульсаций непосредственно перед вершиной угла расширения, координата которой  $x_0$ ;  $\langle u \rangle_e$  — уровень пульсаций над пограничным слоем далеко вниз по потоку.

Из рис. 4, а видно, что результаты расчета на основе рассмотренной модели хорошо согласуются с экспериментом. Вертикальная заштрихованная полоса характеризует точность тепловых измерений. Существенно, что аналогичный расчет без учета  $\psi_e$  (штриховая линия) приводит к сильному занижению уровня теплообмена. Показанные на рис. 2, б, в сплошными линиями результаты расчетов теплообмена для нового слоя в дальнем течении получены с учетом интенсивности пульсаций во внешней области того же уровня, что и в невозмущенном пограничном слое. Очевидно, что такое приближение обеспечивает удовлетворительное предсказание интенсивности теплообмена в этой области.

Достижение приемлемого соответствия расчета интенсивности теплообмена в окрестности наклонного уступа результатам эксперимента потребовало изменения физической модели течения (рис. 5, а), в которой эффект нового слоя был исключен. При проведении расчетов в рамках этой модели учитывались  $\psi_m$ ,  $\psi_T$  и  $\psi_e$ , а также использовалось полученное в [10] распределение давления. Уменьшение максимума пульсаций скорости во внешней области пограничного слоя при прохождении волн разрежения определялось на основе предложенного в [18] соотношения

отвечают характерные для зоны максимума давления за точкой присоединения, а обозначенным индексом 1 — характеристики в области плато, включая и местную толщину пограничного слоя  $\delta$  по аналогии с точкой отрыва.

Результаты расчета характеристик теплообмена в окрестности наклонной ступеньки при  $M_1=3$ ,  $Re_1=31 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ , полученные с привлечением данных [11] по распределению давления, показаны на рис. 4, а



Р и с. 5

$\langle u \rangle_m / \langle u_1 \rangle_m = (\rho / \rho_1)^{1/2}$ , где  $\rho$  — соответствующее локальное значение плотности. Аналогично предыдущему случаю, при  $\beta = 25^\circ$ ,  $M_1 = 4$ ,  $Re_1 = 56 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$  расчет теплообмена без учета изменения  $\psi_e$  (рис. 5, б, штриховая линия) существенно отличается от данных эксперимента, а учет этого фактора (сплошная линия) обеспечивает удовлетворительное соответствие им.

Вследствие отмеченного в [10] различного характера распределений скорости в пограничных слоях на ступеньках и за уступами возникшая необходимость исключения эффекта нового слоя во втором случае представляется не случайной. Как показано в этой работе, профили скорости за уступом почти не отличаются от характерных для равновесных течений. В то же время, согласно [3, 11], на ступеньках достаточно долго сохраняются ассоциируемые с новым слоем существенные деформации как профилей средней скорости, так и флуктуаций. К тому же ранее такой слой был зафиксирован визуально [13]. Из-за свойственного турбулентным течениям эффекта памяти отмечаем, что, несмотря на отсутствие заметных деформаций осредненного течения за наклонным уступом, релаксация характеристик турбулентности может продолжаться на значительных расстояниях. Из проведенных расчетов видно, что эти эффекты удастся учесть введением фактора  $\psi_e$  (см. рис. 5, а) с учетом максимального уровня пульсаций скорости во внешней области возмущенного пограничного слоя.

Проведенный в [9] анализ полученных и известных данных по теплообмену в окрестности наклонных и прямых уступов показал, что обоснованная расчетная модель, не учитывающая нового слоя, остается справедливой во всех ситуациях, когда отрыву предшествовали достаточно интенсивные волны разрежения. В то же время исключение таких волн при отрывном обтекании рассмотренной в [19] конфигурации (рис. 5, в) приводило к существенному росту интенсивности крупномасштабной турбулентности и проявлению эффекта нового слоя за точкой присоединения. Отсутствие в этой работе данных по теплообмену не позволило проверить возможности использования рассмотренной ранее расчетной модели. Однако показательно, что проведенный в [7] соответствующий расчет аналогичного (практически без волн разрежения) обтекания треугольной каверны на стенке сверхзвукового сопла (рис. 5, г) потребовал учета эффекта нового слоя.

Таким образом, проведенные исследования позволили расширить представления об особенностях теплообмена в условиях отрывного обтекания двумерных препятствий и развить расчетные модели для его оценок при различной последовательности взаимодействия турбулентного пограничного слоя со скачками уплотнения и волнами разрежения. Очевидно, что более глубокое объяснение отмеченных отличий течений за ступеньками и уступами требует получения дополнительных данных о характеристиках турбулентности для последней ситуации.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Гогин Л. В., Степанов Г. Ю. Турбулентные отрывные течения.— М.: Наука, 1979.
2. Боровой В. Я. Течение газа и теплообмен в зонах взаимодействия ударных волн с пограничным слоем.— М.: Машиностроение, 1983.
3. Желтоводов А. А., Яковлев В. Н. Этапы развития, структура и характеристики турбулентности сжимаемых отрывных течений в окрестности двумерных препятствий.— Новосибирск, 1986.— (Препр./АН СССР, Сиб. отд-ние, ИТПМ; № 27—86).
4. Hung F. T., Barnett D. O. Shock wave-boundary layer interference heating analysis.— N. Y., 1973.— (Pap./AIAA; N 237).
5. Holden M. S. Shock wave-turbulent boundary layer interaction in hypersonic flow.— N. Y., 1977.— (Pap./AIAA; N 45).
6. Шкирин Н. Н. Расчетное исследование местных тепловых потоков при переходе через течение разрежения // Тр. ЦАГИ.— 1985.— Вып. 2274.
7. Зауличный Е. Г., Трофимов В. М. Исследование теплообмена в отрывных областях, обтекаемых сверхзвуковым потоком в сопле Лавалья // ПМТФ.— 1986.— № 1.
8. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Турбулентный пограничный слой сжимаемого газа.— Новосибирск: Наука, 1962.
9. Желтоводов А. А., Зауличный Е. Г., Трофимов В. М., Яковлев В. Н. Исследование теплообмена и турбулентности в сжимаемых отрывных течениях.— Новосибирск, 1987.— (Препр./АН СССР, Сиб. отд-ние, ИТПМ; № 22—87).
10. Желтоводов А. А., Меклер Л. Ч.-Ю., Шилейн Э. Х. Особенности развития отрывных течений в углах сжатия за волнами разрежения.— Новосибирск, 1987.— (Препр./АН СССР, Сиб. отд-ние, ИТПМ; № 10—87).
11. Желтоводов А. А., Шилейн Э. Х., Яковлев В. Н. Развитие турбулентного пограничного слоя в условиях смешанного взаимодействия со скачками уплотнения и волнами разрежения.— Новосибирск, 1983.— (Препр./АН СССР, Сиб. отд-ние, ИТПМ; № 28—83).
12. Зайковский В. Н., Зауличный Е. Г., Меламед Б. М., Сенов Ю. М. Экспериментальное исследование локальных коэффициентов тепломассообмена на стенках клапанного устройства // ПМТФ.— 1982.— № 2.
13. Желтоводов А. А. Анализ свойств двумерных отрывных течений при сверхзвуковых скоростях // Исследования пристенных течений вязкого газа: Сб. науч. тр.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1979.
14. Zheltovodov A. A., Pavlov A. A., Shilein E. H., Yakovlev V. N. Interconnectionship between the flow separation and the direct and inverse transition at supersonic speeds conditions // IInd IUTAM Symp. on laminar-turbulent transition, Novosibirsk, 1984.— Berlin; Heidelberg: Springer, 1985.
15. Дейч М. Е. Техническая газодинамика.— М.: Наука, 1974.
16. Леонтьев А. И., Зауличный Е. Г. Определение относительных коэффициентов тепло- и массообмена и критических параметров отрыва для турбулентного пограничного слоя при неоднородном вдуве в условиях неизотермичности // ИФЖ.— 1970.— Т. 19, № 4.
17. Хаякава К., Смитс А. Дж., Богдонов С. М. Экспериментальное исследование характеристик турбулентности в присоединяющемся сдвиговом слое в сжимаемом газе // Аэрокосмич. техника.— 1984.— Т. 2, № 12.
18. Dussauge J. P., Gaviglio J. Bulk dilatation effects on Reynolds stresses in the rapid expansion of a turbulent boundary layer at supersonic speeds // Proc. IIIrd Symp. on turbulent shear flows, California, 1981.
19. Settles G. S., Baca B. K., Williams D. R., Bogdonoff S. M. A study of reattachment of a free shear layer in compressible turbulent flow — N. Y., 1980.— (Pap./AIAA; N 1408).

г. Новосибирск

Поступила 31/III 1989 г.

УДК 532.517.2

А. И. Мошинский

### ДИСПЕРСИЯ ПРИМЕСИ В НЕОДНОМЕРНЫХ ПОГОКАХ

Теория дисперсии примеси в трубах ведет свое начало от работы Тейлора [1], где получено уравнение диффузии с постоянными коэффициентами для средней по сечению концентрации примеси, заменяющее локальное уравнение диффузии с конвективным слагаемым, зависящим от поперечной координаты. В дальнейшем Арис [2] уточнил значение коэффициента эффективной диффузии (дисперсии), предложил формулы для коэффициента дисперсии в трубе с произвольным поперечным сечением и уточнил область применимости теории Тейлора как асимптотической при достаточно