

нения толщины слоя δ в масштабах δ^{**} и δ_0 :

$$9 < \delta/\delta^{**} < 173, \quad 26 < \delta/\delta_0 < 78 \quad (2.2)$$

Из соотношений (2.2) следует, что использование δ^{**} как масштаба толщины слоя при численном решении приводит к неоправданно большим затратам машинного времени из-за необходимости, сохраняя достаточно малый шаг (для получения решения при $\delta/\delta^{**}=9$), задавать очень большие значения поперечной координаты (для получения решения при $\delta/\delta^{**}=173$). Использование в качестве масштаба толщины пограничного слоя величины δ_0 приводит не только к сокращению затрат машинного времени на одной итерации, но и к существенному уменьшению числа итераций, что является следствием быстрого установления δ_0 в отличие от δ^{**} .

На фиг. 4 приведены профили скоростей основного и поперечного потоков при различных значениях ξ . Первоначально профиль скорости основного потока соответствует профилю Блазиуса на пластине в инерциальной системе координат (кривая 1). Поперечное течение, развивающееся вследствие нарушения баланса силы Кориолиса и градиента давления в направлении оси x , которое обусловлено торможением потока вблизи стенки, оказывает через появление проекции кориолисовой силы на ось z обратное воздействие на профиль основного потока. В свою очередь изменение профиля скорости основного потока отражается на развитии поперечного течения. Таким образом, процесс имеет колебательный характер.

Кривая 4 соответствует профилю поперечной скорости при максимуме расхода q ($\xi=1,5$). Кривая 2 иллюстрирует наиболее заполненный профиль φ ($\xi=2,35$). В точке $\xi=3,0$ расход уменьшается до минимального, отличного от нуля значения, этому соответствует профиль $\chi(\eta)$, представленный кривой 5. Уменьшение компоненты силы Кориолиса $|-2\omega u|$ сопровождается снижением интенсивности воздействия на основной поток, что вновь приводит к менее заполненному профилю φ (кривая 3 при $\xi=3,95$). Колебания совершаются вокруг асимптотических значений, соответствующих профилям решения Экмана (кривые 6 и 7). График изменения напряжения трения вдоль пластины $\xi = (\partial\varphi/\partial\eta'')/\eta''=0$, где $\eta''=y/\lambda$, представлен кривой 4 на фиг. 2.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kurosaka M. The oscillatory boundary layer growth over the top and bottom plates of a rotating channel.— Trans. ASME, Ser. D, 1973, v. 95, № 1. (Рус. перев.: Куро-сакэ. Колебательный характер развития пограничного слоя на верхней и нижней стенках вращающегося канала.— Тр. амер. об-ва инж.-мех. Теорет. основы инж. расчетов. 1973, т. 95, № 1, с. 139—146).
2. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980. 616 с.
3. Бэтчелор Д. Введение в динамику жидкости. М.: Мир, 1973. 758 с.

Ленинград

Поступила в редакцию
5.III.1981

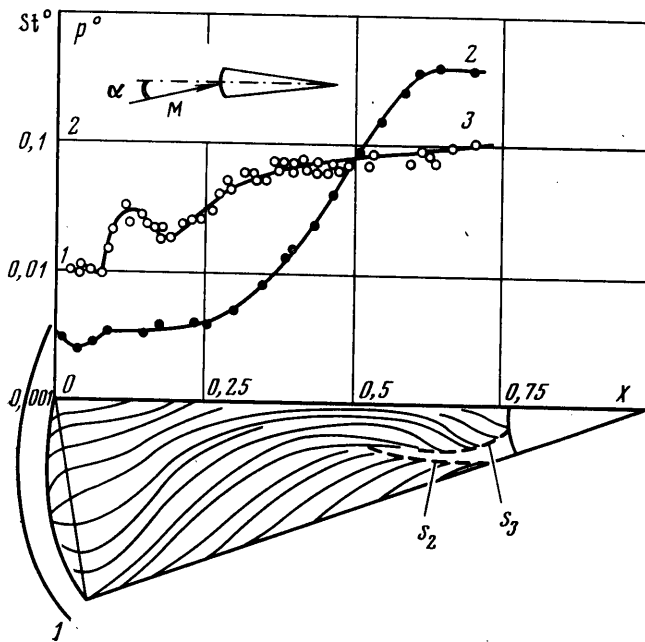
УДК 532.517.2

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ЗОН ОТРЫВА НА ПОВЕРХНОСТИ ТЕЛ СЕГМЕНТАЛЬНО-КОНИЧЕСКОЙ ФОРМЫ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

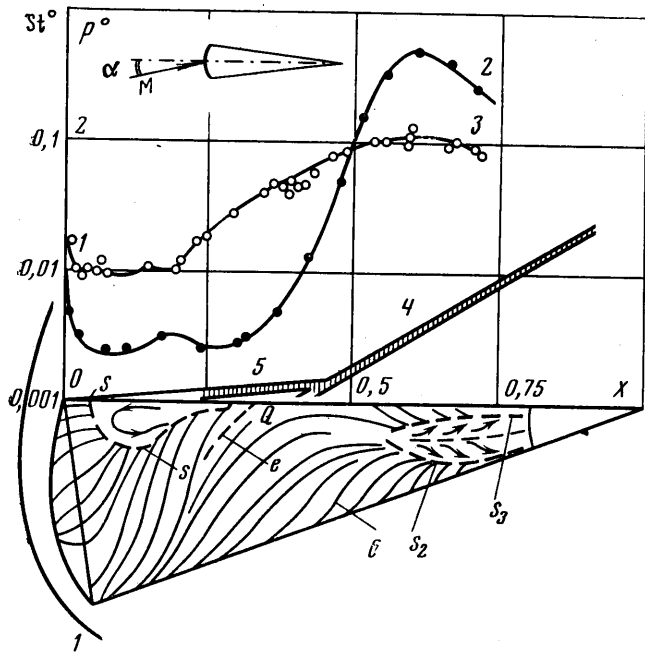
ГЛАГОЛЕВ А. И., ЗУБКОВ А. И., ЛЯГУШИН Б. Е.

При обтекании тел сегментально-конической формы, расположенных под углом атаки, сверхзвуковым и гиперзвуковым потоками на их поверхности образуется сложная система зон отрыва, характер течения в которых существенным образом зависит от геометрических параметров обтекаемого тела и от его положения относительно набегающего потока. В ряде работ, посвященных этому вопросу [1—3], на основе экспериментальных исследований приводится анализ пространственных картин течения вблизи и на поверхности тел. Полученные и проанализированные в этих работах картины отрыва частично согласуются с результатами аналогичных исследований, обзор которых представлен в [4]. Однако наряду с этим обнаружен целый ряд особенностей, касающихся изменения режимов обтекания затупленных тел при изменении углов атаки.

В настоящей работе приводятся закономерности изменения основных геометрических размеров отрывных областей на поверхности тел сегментально-конической формы, а также некоторые данные по распределению давления и удельных тепловых потоков вдоль образующей его конической части. Модель, на которой проводи-



Фиг. 1

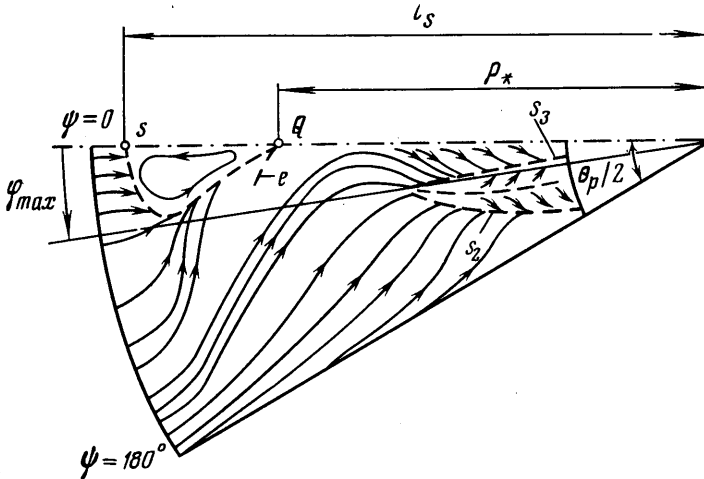


Фиг. 2

лись эксперименты, представляла комбинацию шарового сегмента с центральным углом, равным 60° , и конуса с полууглом раствора β , состыкованных своими основаниями (Фиг. 1, 2). Основными переменными параметрами при проведении экспериментов были: угол атаки α ($5-180^\circ$); полуугол обратного конуса β ($0-20^\circ$); число Маха набегающего потока M ($3-10$); число Рейнольдса, подсчитанное по параметрам невозмущенного потока и диаметру модели ($10^6-1,5 \cdot 10^7$). В скобках указан диапазон изменения параметров. На фиг. 1 и 2 введены обозначения: 1 — ударная волна;

2 – распределение давления $p^0 = p/p_1$ по верхней образующей; 3 – распределение теплового потока $St^0 = St/St_0$; 4 – скачок, вызванный течением сжатия; 5 – краевой скачок; 6 – предельные линии тока; p_1 – статическое давление в потоке; St_0 – число Стантона в критической точке на лобовой поверхности тела; $X = x/l$, где l – длина образующей конуса, x – расстояние от передней кромки вдоль образующей конуса.

Изучение особенностей пристеночного течения проводилось с помощью известного метода визуализации (метод масляной пленки) в сочетании с теньевым методом. Анализ опытных данных показывает, что характер течения вблизи поверхности сильно зависит от геометрических параметров тел. В частности, большую роль в их формировании, а также реализации той или иной схемы обтекания играет суммар-



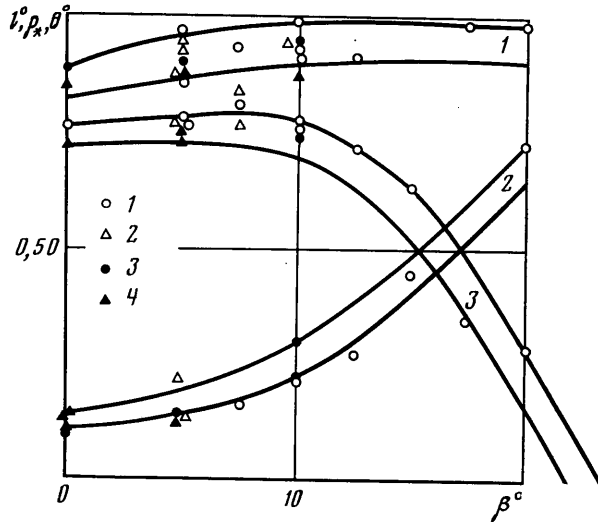
Фиг. 3

ное воздействие угла атаки и угла раствора конуса модели. Как было показано [3], при малых углах атаки (до 5°) и малых β имеет место режим почти безотрывного обтекания со слабо выраженными локальными обтекающими s_2 и s_3 предельных линий тока на подветренной стороне тела (фиг. 1). Там же приведены графики распределения давления вдоль образующей $\psi = 0$ при $\alpha = 5^\circ$, $\beta = 10^\circ$ для числа Маха набегающего потока, равного 6.

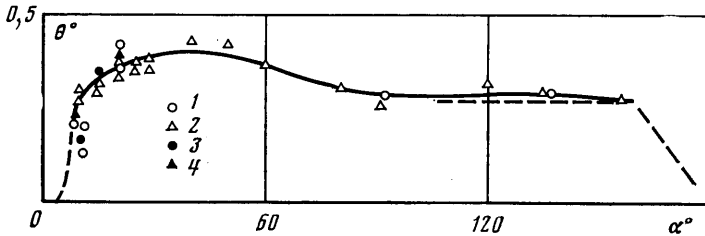
Характерной особенностью рассматриваемого случая является небольшая область низкого давления непосредственно за острой кромкой, соответствующая течению разрежения. При движении вдоль образующей вниз по потоку происходит монотонный рост давления.

С увеличением угла наклона образующей $\psi = 0$ к направлению невозмущенного потока происходит усложнение течения на подветренной стороне. Получает развитие возвратное течение, идущее из области (окрестность точки Q , фиг. 2) присоединения оторвавшегося пограничного слоя. В результате этого образуется передняя отрывная область с циркуляционным течением, ограниченная линией стекания s . В кормовой части линии стекания s_2 и s_3 приобретают более отчетливо выраженный характер [3]. Сложные особенности течения у поверхности тела в этом случае показаны на фиг. 2, где при $\alpha = 10^\circ$, $\beta = 10^\circ$ и $M = 6$ совместно приведены стилизованная картина предельных линий тока на поверхности, распределение давления $p^0 = f(x^0)$ вдоль образующей $\psi = 0$ удельных тепловых потоков $St^0 = f(x^0)$ и форма скачков уплотнения, полученная теньевым методом. Удельные тепловые потоки по поверхности замерялись методом регулярного режима [5]. Характерным для данного случая является образование развитой зоны отрыва в районе миделевого сечения модели, в которой имеет место низкий уровень давления и удельных тепловых потоков. Непосредственно за этой зоной, вниз по потоку, давление и уровень удельных тепловых потоков плавно поднимаются, достигая своих максимальных значений в окрестности области присоединения оторвавшегося пограничного слоя.

Проследим за изменением геометрических размеров отрывных областей при различных режимах обтекания. Учитывая сложность течения в пристеночной области, а также необходимость получения наглядной информации о закономерностях изменения параметров в зонах отрыва, обработку указанной информации провели на развертке боковой поверхности экспериментальной модели. Для этой цели на ней введена полярная система координат с полюсом в вершине развертки. Обозначение основных параметров, характеризующих положение зон отрыва и их размеры, при-



Фиг. 4



Фиг. 5

ведены на фиг. 3: l_* – расстояние от вершины развертки до точки отрыва s ; ρ_* – расстояние от вершины развертки до точки присоединения Q ; θ_{\max} – максимальный угол раскрытия передней отрывной области; $\theta_p = 2\pi \sin \beta$ – угол развертки конуса. На фиг. 4 и 5 точки 1–4 относятся к результатам, полученным для $M=3, 6, 8, 10$ соответственно.

Анализ спектров предельных линий тока, полученных для сегментально-конических тел с переменным полууглом обратного конуса β , при постоянном угле атаки α и числе $M=3$ показывает, что увеличение β приводит к сокращению размеров кормовой зоны отрыва и увеличению размеров передней отрывной области. Этот вывод подчеркивается количественными данными, приведенными на фиг. 4, на которой представлены зависимости безразмерных координат $l^* = l_s/l$, $\rho_* = \rho_{кр}/l$ и угла $\theta^* = \theta_{\max}/\theta_p$ (кривые 1, 2, 3 соответственно). Из графика следует, что если величина l^* слабо меняется в зависимости от угла β , то расстояние между точками s и Q , которое условно можно принять за предельный размер передней отрывной области, и ее поперечный размер θ^* возрастают при увеличении β . Экстраполяция зависимости ρ_* на большие углы обратного конуса показывает также, что, видимо, для каждого угла атаки существует угол обратного конуса, при котором на подветренной стороне реализуется только передняя область возвратного течения. Отметим, что в диапазоне углов атаки от 5 до 30° практически не обнаружено его влияние на l^* и ρ . Для этого случая эти параметры были почти постоянными и их величина менялась от 0,87 до 0,98 для l^* и от 0,6 до 0,67 для ρ . Таким образом, при изменении углов атаки в указанном диапазоне практически постоянным является продольный размер передней отрывной области. В то же время (фиг. 5) отметим сложный характер зависимости θ^* с ярко выраженным максимумом при угле атаки $\alpha \approx 40^\circ$. В районе угла атаки 90° величина θ^* принимает значение, равное углу наклона линии отрыва на конусе. При этом диапазон углов атак от 0 до 90° соответствует режимам обтекания сегментально-конических тел, а от 90° до 180° – режимам обтекания конусов. На этой же фигуре пунктиром приведены данные работы [6].

Обработка результатов экспериментальных исследований, проведенных при различных числах Маха, показала, что в достаточно широком диапазоне их измене-

ния сохраняется качественно неизменная конфигурация зон отрыва и структура течения в них. Отметим, что увеличение числа Маха приводит к возникновению зон отрыва на меньших углах атаки. Так, при $M=8$ на угле атаки $\alpha=5^\circ$ зарегистрирована развитая зона возвратных течений, хотя аналогичная зона при $M=3$ отмечена при угле атаки $\alpha \geq 10^\circ$. Имеет место несущественное, но вполне заметное влияние числа Маха на геометрические размеры зон отрыва. В частности, при изменении Маха от 3 до 10 при фиксированных α и β замечено уменьшение l^* приблизительно на 10%. Видимо, подобное обстоятельство имеет место и для других геометрических размеров (ρ^* , θ°), однако точность полученных опытных данных не позволяет пока высказать определенное мнение по этому поводу.

Таким образом, сопоставление и анализ экспериментальных данных, приведенных выше, показывает, что при обтекании тел сегментально-конической формы реализуется сложная картина пространственных отрывных течений. Экспериментальное изучение отдельных аспектов таких течений и установление закономерностей их возникновения и развития представляет определенный интерес для создания расчетных методов обтекания сложных тел.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев Г. Н., Глаголев А. И., Зубков А. И., Лягушин Б. Е., Миносцев В. Б. О структуре течения вблизи боковой поверхности и о формировании отрывных зон на телах сегментально-конической формы. — Докл. АН СССР, 1976, т. 230, № 3, с. 541.
2. Глаголев А. И., Зубков А. И., Лягушин Б. Е. Экспериментальное исследование закономерностей развития зон отрыва на телах сегментально-конической формы, обтекаемых потоком с числом M от 3 до 10. — В кн.: Струйные и отрывные течения. М.: Изд-во МГУ, 1979, с. 43–50.
3. Андреев Г. Н., Глаголев А. И., Зубков А. И., Лягушин Б. Е., Миносцев В. Б. Исследование структуры течения газа у боковой поверхности тел сегментально-конической формы. — В кн.: Аэродинамика больших скоростей. М.: Изд-во МГУ, 1979, с. 60–75.
4. Чжен П. Отрывные течения. М.: Мир, 1972, 299 с.
5. Кондратьев Г. М. Регулярный тепловой режим. М.: Гостехиздат, 1954. 408 с.
6. Авдудевский В. С., Медведев К. И. Исследование отрыва ламинарного пограничного слоя на конусе под углом атаки. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1966, № 3, с. 117–119.

Москва

Поступила в редакцию
10.VII.1980

УДК 532.526+533.6.011.55–3

РЕЖИМЫ ТЕЧЕНИЯ ВЯЗКОГО ГАЗА В ТОНКОМ ТРЕХМЕРНОМ УДАРНОМ СЛОЕ ОКОЛО ПОВЕРХНОСТИ С МАЛЫМИ КРИВИЗНАМИ

МАРКОВ А. А.

Теории стационарных вязких течений в тонком ударном слое посвящены работы [1–6], где содержатся дальнейшие ссылки на исследования по этой теме. Особенности невязкого гиперзвукового течения около сильно затупленных тел обсуждаются в [7].

В [8, 9] изучались режимы вязкого течения в трехмерном ударном слое около гладкого тела в случае малости параметров α , ε ($\alpha^2 = (\gamma - 1)^{-1}(\gamma + 1)$, $\varepsilon^2 = Re_0^{-1}$, Re_0 — характерное число Рейнольдса, γ — отношение удельных теплоемкостей). Исследовался случай ударного слоя толщины $\Delta = O(\alpha^2)$ при условиях, что главные кривизны тела K_1, K_2 удовлетворяют неравенствам $0 < K_i < \infty$, $i = 1, 2$ при $\alpha \rightarrow 0$.

В настоящей работе анализируются режимы вязкого течения при $\alpha \ll 1$, $\varepsilon \ll 1$, $\delta \ll 1$ в трехмерном нестационарном ударном слое толщины $\Delta = O(\alpha)$ в случае $K_i = -\alpha K_i^*$, $K_i^* \neq 0$, $i = 1, 2$, $\delta = (\nu - 1)^{-1} M_\infty^{-2}$. Поверхность тела предполагается достаточно гладкой, области с особенностями типа ньютоновских точек отрыва (см., например, [10]) не рассматриваются. Для ряда нестационарных режимов изменения скорости поверхности тела проведен асимптотический анализ величин в ударном слое, получены и обоснованы универсальные уравнения при $\varepsilon^2 = O(\alpha^L)$, $1 \leq L < \infty$, где L — некоторый параметр. Отмечены отличия от случая $\Delta = O(\alpha^2)$.

Толщина ударного слоя определяется геометрией тела и параметрами набегающего потока. Оценки [4, 7] для двумерного течения и обобщение [5] на трехмерный случай приводят к результату $O(k) \leq \Delta \leq O(\sqrt{k})$, k — отношение плотностей на голов-