

**О ПОВЕДЕНИИ ЗВУКОВЫХ ЛИНИЙ В УДАРНОМ СЛОЕ
ЗА ОТОШЕДШЕЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ**

М. М. ГОЛОМАЗОВ, А. П. ЗЮЗИН

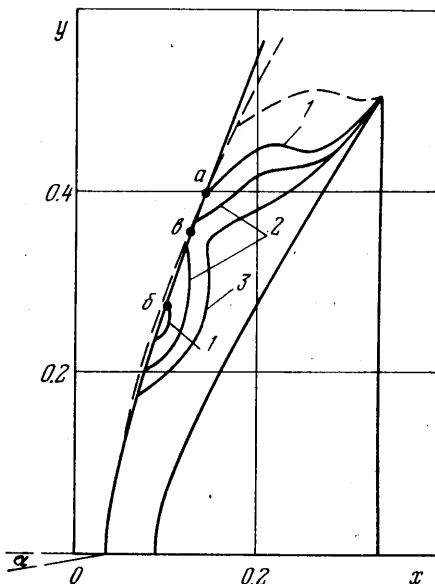
(Москва)

В работе проведено численное исследование образования местных сверхзвуковых зон в дозвуковой области течения между отошедшей ударной волной и поверхностью тела при сверхзвуковом трехмерном обтекании конических тел с углом раствора конуса $\theta_k = 120^\circ$ в диапазоне чисел Маха $M_\infty = 2.5 \div 15$.

1. При численном расчете обтекания тел сверхзвуковым потоком газа точность решения и устойчивость численных схем в значительной степени зависят от конфигурации дозвуковой области течения в ударном слое между отошедшей ударной волной и телом. Знание положения и формы звуковых линий облегчает правильный выбор границ расчетной области, позволяет учитывать особенности течения и представляет практический интерес.

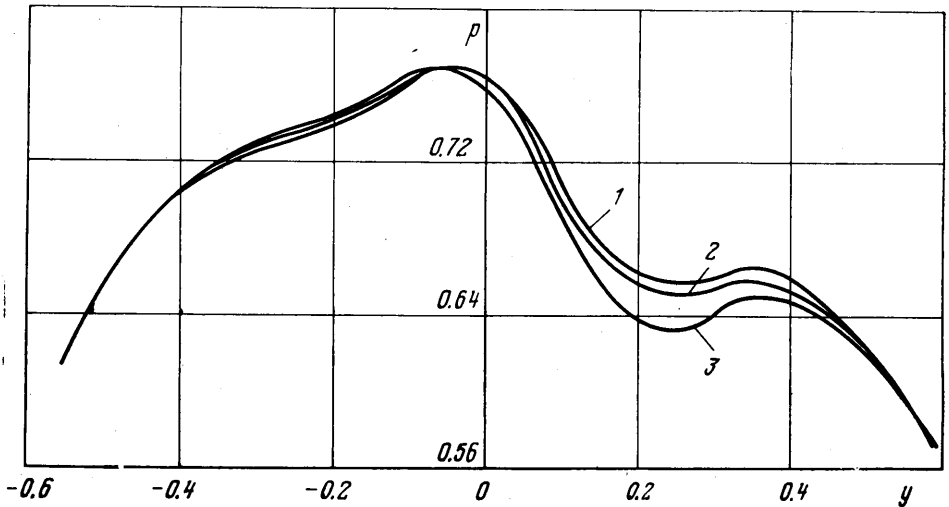
В исследованиях ряда авторов отмечалось возникновение местной сверхзвуковой зоны около ударной волны в дозвуковой части течения при обтекании затупленных конусов гиперзвуковым потоком газа. Исследовался осесимметричный случай, и сверхзвуковая зона обычно обнаруживалась при малых значениях показателя адиабаты κ . В [1] показано возникновение местной сверхзвуковой зоны при обтекании конической формы с углом конусности $\theta_k = 140^\circ$ при $M_\infty = 18$, $\kappa = 1.1$, $\alpha = 0$. При уменьшении угла конусности местная сверхзвуковая зона возникает при сравнительно больших значениях показателя адиабаты, однако для $\kappa = 1.4$ такие зоны не обнаруживаются для любых значений θ_k при осесимметричном обтекании.

2. Были проведены исследования трехмерного обтекания тела конической формы с $\theta_k = 120^\circ$ и радиусом затупления конуса $R = 0.3D$, где D — диаметр миделевого сечения. Расчеты проводились на основе численной схемы [2], аппроксимирующей стационарные уравнения газовой динамики, для различных чисел Маха набегающего потока и углов атаки, но с постоянным показателем адиабаты $\kappa = 1.4$. При осесимметричном обтекании форма ударной волны выпуклая и имеется единственная звуковая линия. При увеличении угла атаки звуковая точка на ударной волне медленно смещается к оси симметрии тела и при некотором угле атаки образуется перегиб ударной волны между осью симметрии тела и звуковой точкой на подветренной стороне. При дальнейшем увеличении угла атаки перед точкой перегиба ударной волны возникает местная сверхзвуковая зона (при $\alpha = 3^\circ 45'$ для $M_\infty = 10$). Затем местная сверхзвуковая зона растет и при определенном значении угла атаки ($\alpha = 5^\circ 45'$ для $M_\infty = 10$) сливается со сверхзвуковой областью течения. Образуется единая сверхзвуковая линия.



Фиг. 1

Динамика слияния местной сверхзвуковой зоны со сверхзвуковой областью течения видна на фиг. 1, где приведена физическая картина обтекания конической формы при $M_\infty=8$, $\kappa=1.4$ для углов атаки $\alpha=0$ (штриховая линия) и $5, 5.5, 6^\circ$ (сплошные линии) на подветренной стороне в плоскости симметрии течения. Нанесены ударные волны и звуковые линии. Для углов атаки $\alpha=5, 5.5$ и 6° формы ударных волн отличаются незначительно и на графике совпадают, звуковые линии обозначены цифрами 1, 2 и 3 соответственно. Зарождение местной сверхзвуковой зоны для $M_\infty=8$ происходит при $\alpha=4^\circ 45'$. При $\alpha=5$ и 5.5° звуковая линия состоит из двух ветвей, одна из которых ограничивает дозвуковую область течения в ударном слое, другая — местную сверхзвуковую зону. Видно, что звуковые точки a и b на ударной волне этих двух ветвей при увеличении угла атаки сближаются, и при угле атаки $\alpha=5^\circ 45'$ они сливаются (точка e). При $\alpha=6^\circ$ звуковая точка оторвалась от ударной волны и единая звуковая линия имеет «горб» вблизи точки отрыва.



Фиг. 2

Аналогичная картина наблюдается для фиксированного значения угла атаки при изменении числа Маха набегающего потока. Для $\alpha=5^\circ$ местная сверхзвуковая зона образуется при $M_\infty=8$ и отрыв слившихся звуковых точек происходит при $M_\infty=12$.

Видно, что образование местных сверхзвуковых зон происходит в узком диапазоне углов атаки от 3.5 до 6° при сравнительно больших значениях числа Маха набегающего потока. Расчеты, проведенные для $M_\infty=2.5$, показали, что местные сверхзвуковые зоны не возникают во всем исследованном диапазоне углов атаки от 0 до 25° .

3. Перегиб ударной волны приводит к появлению локальных минимумов и максимумов в распределении давления вдоль ударной волны. Резкое изменение градиента давления на участке, соответствующем сферическому затуплению, наблюдается уже при нулевом угле атаки, однако распределение давления монотонное, что вполне согласуется с формой ударной волны. При увеличении угла атаки возникает локальный минимум в распределении давления вдоль ударной волны, который, как и перегиб ударной волны, расположен в окрестности точки сопряжения сферического затупления с конической частью тела. Подрастание давления вдоль ударной волны из-за увеличения угла наклона ударной волны приводит к появлению локального максимума.

На фиг. 2 даны графики распределения давления на ударной волне при $M_\infty=8$ для углов атаки $\alpha=4.5, 5$ и 6° , обозначенные цифрами 1, 2 и 3 соответственно. Положительным значениям координаты y соответствует подветренная сторона, отрицательным — наветренная сторона в плоскости симметрии течения. Локальный минимум и максимум давления возникают при углах атаки, когда еще нет местной сверхзвуковой зоны, т. е. и максимум и минимум давления лежат в дозвуковой области течения. На фиг. 2 этому случаю соответствует угол атаки $\alpha=4.5^\circ$. С увеличением угла атаки значения давления в локальном минимуме и максимуме уменьшаются по

величине, причем возрастает разность между минимальным и максимальным значениями давления. При $\alpha=5^\circ$ минимум давления соответствует местной сверхзвуковой зоне течения, а максимальное значение находится в дозвуковой части течения. При увеличении угла атаки местная сверхзвуковая зона сливается со сверхзвуковой частью течения, и при $\alpha=6^\circ$ локальные минимальное и максимальное значения давления на ударной волне лежат в сверхзвуковой области течения.

Возникновение локальных минимума и максимума давления еще при дозвуковом режиме течения и плавное изменение давления от минимального до максимального значения при наличии местной сверхзвуковой зоны позволяет сделать вывод, что поток в местной сверхзвуковой зоне тормозится непрерывно до дозвуковых скоростей без образования скачка уплотнения. Непрерывность течения подтверждается гладким поведением газодинамических функций вдоль лучей, нормальных к поверхности тела и пересекающих местные сверхзвуковые зоны.

Таким образом, при трехмерном обтекании затупленных конусов возникают местные сверхзвуковые зоны на подветренной стороне течения около ударной волны и сверхзвуковое течение в местной зоне непрерывно переходит в дозвуковое течение без образования скачка уплотнения.

В заключение авторы благодарят Г. И. Петрова за постановку задачи и полезные советы и О. М. Белоцерковского за постоянное внимание к работе.

Поступила 28 IX 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Базжин А. П., Пирогова С. В. Алгоритм расчета трехмерных смешанных течений газа. Тр. ЦАГИ, 1974, вып. 1604.
- 2: Голомазов М. М., Зюзин А. П. Об одном численном методе расчета пространственного обтекания затупленных тел с отошедшей ударной волной. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1975, т. 15, № 5.

УДК 532.5.013.4

УСТОЙЧИВОСТЬ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ СЛОЯ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ ПО НАКЛОННОЙ ПЛОСКОСТИ

С. М. АЛЕЙНИКОВ

(Воронеж)

Рассматривается устойчивость неизо термического течения слоя вязкой жидкости, стекающей по наклонной плоскости под действием силы тяжести с учетом диссипации энергии в потоке. Принимается, что жидкость несжимаема, а ее физические свойства не зависят от температуры. На свободной поверхности слоя учитываются эффекты испарения и конденсации. Рассмотрение ведется в длинноволновом приближении методом, предложенным в [1]. Полученное выражение для критического числа Рейнольдса, при котором течение теряет устойчивость, указывает на дестабилизирующую роль вязкой диссипации в неизо термическом потоке.

Пусть слой вязкой жидкости толщиной d стекает под действием силы тяжести по охлаждаемой или подогреваемой плоскости, наклоненной к горизонту под углом β . Выберем неподвижную систему координат с началом на свободной поверхности слоя. Ось X направим вдоль, а Y — в глубь потока и будем предполагать, что в невозмущенном состоянии все характеристики течения являются функциями только координаты Y .

Для рассматриваемого стационарного течения в выбранной системе координат уравнения Навье — Стокса и граничные условия примут вид

$$\rho g \sin \beta + \mu d^2 V / dY^2 = 0$$

$$dp/dY = \rho g \cos \beta$$

$$dV/dY = 0, \quad Y = 0, \quad V = 0, \quad Y = d$$