

## ИССЛЕДОВАНИЕ ОТРЫВА ЛАМИНАРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА КОНУСЕ ПОД УГЛОМ АТАКИ

В. С. АВДЗЕВСКИЙ, К. И. МЕДВЕДЕВ (Москва)

Получены экспериментальные данные о положении линии отрыва в зависимости от угла атаки, угла при вершине конуса и числа  $M$  потока.

### Обозначения

$x$ — расстояние от вершины конуса вдоль образующей; $z$ — угол, отсчитываемый от линии растекания; $U$ — скорость; $u, w$ — компоненты скорости вдоль направлений $x$ и $z$ ; $p$ — статическое давление;	$\rho$ — плотность; $\mu$ — вязкость; $\delta$ — толщина пограничного слоя; $\alpha$ — угол атаки; $\theta$ — полуугол при вершине конуса; $\Gamma_l, \Gamma_t$ — критерии отрыва для ламинарного и турбулентного пограничного слоя.
--	---

Индексы: 1 — значения вне пограничного слоя;  $w$  — значения на стенке;  $\infty$  — значения в набегающем потоке;  $s$  — значения на линии отрыва.

1. На конусе, обтекаемом сверхзвуковым потоком под углом атаки, линия отрыва пограничного слоя совпадает с одной из образующих  $z = \text{const}$  (фиг. 1). Критерии подобия, определяющие отрыв в этом случае, могут быть записаны в виде

$$\Gamma_l = \frac{\delta^2}{\mu_1 w_1} \frac{\partial p}{\partial z}, \quad \Gamma_t = \frac{\delta}{\rho_1 U_1 w_1} \frac{\partial p}{\partial z} R \delta^n \quad (1.1)$$

$(n = 0 - 0.25)$

Значения  $\Gamma_l$  и  $\Gamma_t$  в общем случае являются функциями определяющих критериев подобия: числа  $M_1$ , числа Прандтля  $P$ , температурного фактора  $T_w/T_1$  и др.

Отрыв возникает на подветренной стороне конуса на линии стекания  $z = \pi$ , когда  $\Gamma_l$  и  $\Gamma_t$  принимают некоторые положительные значения. В случае ламинарного режима течения отрыв начинается на линии  $z = \pi$  при углах атаки  $\alpha$ , близких по величине к значению  $\theta$ . В работе [1] показано, что, независимо от значения  $R$ , отрыв на линии стекания конуса возникает, когда параметр

$$K = \frac{2}{3} \frac{\partial w_1 / \partial z}{u_1 \sin \theta}$$

достигает определенного значения  $K_s$  ( $K_s \approx 0.85$ ).

Уравнения (1.1) могут быть использованы для определения отрыва, если течение вне пограничного слоя известно.

На конусе это условие выполняется только в момент начала отрыва, когда пограничный слой еще тонок. При увеличении угла атаки линия отрыва смещается в сторону меньших значений  $z$ , и образуется область отрыва, оказывающая существенное влияние на течение идеальной жидкости. При этом положение линии отрыва и картина течения внутри отрывной области определяются взаимодействием идеального и вязкого трехмерных потоков.

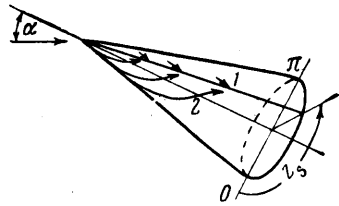
2. В настоящей работе проведены экспериментальные исследования развития отрыва на конусах при увеличении угла атаки и установлены некоторые количественные закономерности. Эксперименты проводились при значениях  $M_\infty = 2.1, 3.6$  и 6 в диапазоне изменения числа  $R$  от  $10^5$  до  $10^6$  при значениях  $\theta = 5, 10, 15, 30^\circ$ . В экспериментах определялось положение линии отрыва, наблюдалась визуально и фотографировалась картина предельных линий тока на поверхности.

Для определения положения линий отрыва и направления предельных линий тока поверхность конуса покрывалась тонким слоем краски, размягчающейся и стекающей



Фиг. 2

ность конуса покрывалась тонким слоем краски, размягчающейся и стекающей при воздействии нагретого потока.



Фиг. 1

На фиг. 2 в качестве примера приведены фотографии течения пленки на поверхности конуса  $\theta = 15^\circ$  при  $M = 6$ , угле  $\alpha = 25^\circ$  и  $R \approx 10^6$ . Отчетливо видны предельные линии тока на поверхности конуса и линия отрыва, являющаяся линией стекания для предельных линий тока.

3. На фиг. 3 представлены результаты измерений положения линии отрыва  $z_s$  на поверхности конуса в зависимости от  $\theta$ ,  $\alpha$  и  $M_\infty$  (сплошная линия —  $M=2.9$ , штрихпунктирная —  $M=3.6$ ).

Угол атаки, при котором возникает отрыв на линии стекания определяется путем экстраполяции кривых фиг. 3 до значения  $z = \pi$ . Его значение немного меньше, чем полуугол при вершине конуса, т. е. отрыв начинается, когда образующая  $z = \pi$  еще не ушла в «тень». Из сопоставления с расчетами идеального обтекания конуса [2] следует, что при этом параметр

$$\Gamma_l = \frac{\delta^2}{\mu_1 w_1} \frac{\partial p}{\partial z}$$

становится положительным. При увеличении угла атаки линия отрыва перемещается в сторону меньших значений  $z$ . Линии отрыва прямолинейны и направлены вдоль образующих.

Это связано с тем, что при увеличении угла атаки за счет торможения дозвуковой окружающей составляющей скорости  $w_1$

область с положительными значениями  $\partial p / \partial z$  и  $\Gamma_l$  смещается в сторону  $z$  меньших  $\pi$ .

Однако перемещение линии отрыва прекращается при достижении некоторого определенного угла атаки, примерно на пять градусов превышающего угол начала отрыва. Значение  $z_s$  остается затем постоянным и зависит только от угла при вершине конуса.

Это можно объяснить перестройкой течения в отрывной зоне. При достижении некоторого угла атаки окружающая составляющая скорости  $w_1$  становится сверхзвуковой, что следует, например, из экстраполяции расчетов работы [2].

Характер идеального течения вокруг конуса при больших  $M$  становится аналогичным характеру течения при поперечном обтекании цилиндра. Окружная составляющая скорости после перехода через скорость звука должна непрерывно увеличиваться и давление падать, пока вблизи  $z = \pi$  не возникнут скачки уплотнения.

В вязкой жидкости такое течение не может реализоваться, так как под действием скачков уплотнения произойдет отрыв пограничного слоя и передача давления в направлении меньших значений  $z$ .

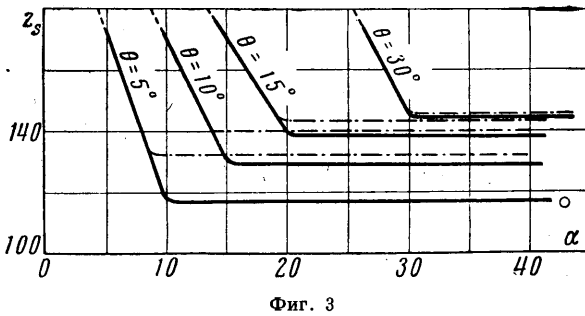
Положение линии отрыва при этом целиком определяется взаимодействием вязкого и невязкого потоков.

Подтверждением такой схемы является тот факт, что предельное значение линии отрыва на конусе с углом  $\theta = 5^\circ$  совпадает со значением  $z_s$ , соответствующем отрыву на поперечно обтекаемом цилиндре, которое обозначено на фиг. 3 точкой.

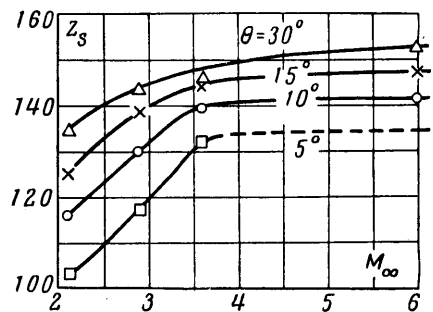
На фиг. 4 приведен график изменения предельных значений  $z_s$  в зависимости от числа  $M_\infty$ . Как видно, кривые стремятся к асимптотам при увеличении  $M_\infty$ , когда течение на конусе под большим углом атаки так же, как и на цилиндре становится автомодельным по  $M$ .

4. При увеличении  $\theta$  предельные значения  $z_s$  увеличиваются и размеры области отрыва становятся меньшими, чем при поперечном обтекании цилиндра. Это связано с трехмерностью течения и может быть объяснено характером течения в отрывной зоне.

С целью выявления картины течения в отрывной зоне при сверхзвуковом обтекании конуса, кроме экспериментов по визуализации течения на поверхности конуса, были проведены специальные эксперименты с установкой на конусе пластины, с нанесенной краской, в плоскости  $z = \pi$ . В качестве примера на фиг. 5 приведена фотография картины течения при числе  $M = 2.9$  и  $R \approx 10^6$  на поверхности такой пластины. На фиг. 5 видно, что в плоскости  $z = \pi$  вблизи конуса образуется линия растекания. На



Фиг. 3



Фиг. 4

этой линии одна часть потока отклоняется вверх от поверхности конуса. Другая часть потока направлена к поверхности конуса внутрь отрывной зоны.

В случае двумерного течения в донной области линия раздела совпадает с линией равной массы оторвавшейся струи и внутрь отрывной зоны отводится расход газа, равный расходу, подсасываемому в пограничный слой струи.

При трехмерном течении на конусе, зона отрыва не может рассматриваться как замкнутая, поскольку из нее газ может выходить через боковое сечение за счет разности площадей (фиг. 6)

$$dG \approx \rho u (\partial F / \partial x) dx \quad (4.1)$$

Здесь  $F$  — поперечное сечение области отрыва,  $\rho$  и  $u$  — некоторые характерные значения плотности и скорости в зоне отрыва. В фиксированном сечении с радиусом  $r$

$$dG_- \approx 2\rho ur \frac{dr}{dx} dx \sim \rho ur \sin \theta dx \quad (4.2)$$

Расход газа, втекающего в зону на длине  $dx$ ,

$$dG_+ \sim \rho_1 w_1 r dx \quad (4.3)$$

Сравнивая (4.2) и (4.3), получаем, что относительный расход газа из зоны

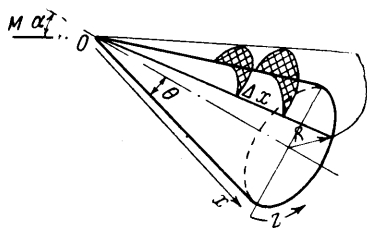
$$G^- = \frac{G_-}{G_+} \sim \sin \theta \quad (4.4)$$



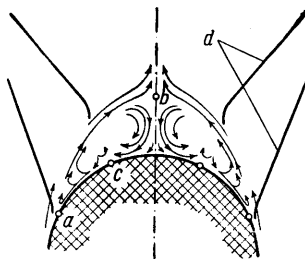
Фиг. 5

Таким образом, при увеличении угла конуса относительный расход газа из области отрыва увеличивается, что ведет к сокращению размеров зоны или увеличению  $z_0$ . Этот вывод качественно согласуется с кривыми фиг. 3 и 4.

Наличие бокового расхода из зоны отрыва приводит также к тому, что к линии раздела оторвавшегося потока подходят струйки не из пограничного слоя, как в двумерном течении, а струйки из идеального потока, обладающие большим давлением тор-



Фиг. 6



Фиг. 7

можения. Благодаря этому к поверхности конуса устремляется мощная струя, образующая, в свою очередь, на линии  $z = \pi$  линию растекания с соответствующим повышением давления.

Исследование течения показывает, что поток, расходящийся в обе стороны от линии  $z = \pi$  на поверхности конуса, вновь отрывается от поверхности, образуя сложную систему вихрей. Предполагаемая картина течения в отрывной области на конусе при сверхзвуковом обтекании показана на фиг. 7 (поперечное сечение), где  $a$  — точка отрыва пограничного слоя,  $b$  — точка растекания струй,  $c$  — точка отрыва струи,  $d$  — скачки уплотнения.

5. Толщина ламинарного пограничного слоя на конусе возрастает в зависимости от расстояния от вершины конуса по закону  $\delta \sim \sqrt{x}$ . В то же время линия раздела на фиг. 5 и на аналогичных снимках всегда практически прямолинейна, и размеры отрывной зоны возрастают по линейному закону от  $x$ . Это объясняется тем, что роль расхода, втекающего в отрывную зону из пограничного слоя, мала.

Поступило 2 XII 1965

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Авдеевский В. С., Медведев К. И. Трехмерный отрыв пограничного слоя. МЖГ, 1966, № 1.
2. Бабенко К. И., Воскресенский Г. П., Любимов А. Н., Русанов В. В. Пространственное обтекание гладких тел идеальным газом. Изд-во «Наука», 1964.