

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ТЕЧЕНИЯ В ОБЛАСТИ ОТРЫВА ПРИ ТРЕХМЕРНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ С УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

В. С. АВДУЕВСКИЙ, К. И. МЕДВЕДЕВ

(Москва)

В сверхзвуковом потоке рассмотрено трехмерное течение в плоскости симметрии области взаимодействия пограничного слоя с ударной волной, возникающей перед препятствием, установленным на пластине. Принципиальной особенностью такого течения является проникновение струй идеальной жидкости внутрь отрывной зоны и образование на поверхности пластины и препятствия узких участков с высокими давлениями, большим градиентом скоростей и коэффициентами теплоотдачи.

Проведены измерения распределения давления, получены теневые и тепловровские снимки и фотографии картины течения на поверхности при нанесении краски и на легкоплавких моделях. Установлены основные физические особенности отрывного течения. Доказана независимость длины зоны отрыва от толщины пограничного слоя. Обнаружены местные сверхзвуковые течения в области отрыва, выявлены режимы течения в зависимости от угла встречи оторвавшегося потока с препятствиями, выделены характерные зоны течения в области взаимодействия.

Обозначения

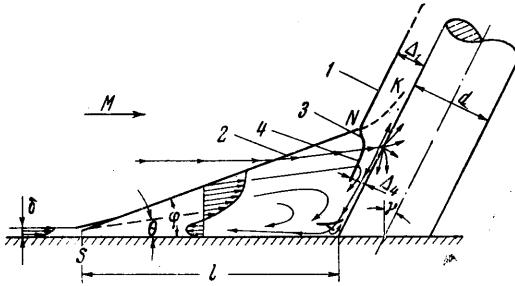
s — координата точки отрыва на пластине;	p_* — давление в критической точке на препятствии;
l — длина отрывной зоны;	ρ — плотность;
H — высота препятствия;	μ — коэффициент вязкости;
d — поперечный размер препятствия;	δ — толщина пограничного слоя;
u — скорость набегающего потока;	φ — угол скачка уплотнения;
β — градиент скорости на критической линии препятствия;	θ — эффективный угол отрывной зоны;
b — ширина струи;	γ — угол установки препятствия на пластине;
Δ — отход скачка уплотнения от тела;	M — число Маха;
p — статическое давление;	R — число Рейнольдса;
	P — число Прандтля.

Индекс 1 относится к параметрам на внешней границе пограничного слоя, верхний индекс $^{\circ}$ — относительная величина.

1. В сверхзвуковом потоке исследуется течение перед препятствием в виде цилиндра или параллелепипеда, установленного на плоской поверхности. Ударная волна 1, возникающая перед препятствием, вызывает отрыв пограничного слоя, который распространяется вверх по потоку (фиг. 1). В точке отрыва s перед трехмерной отрывной зоной, в свою очередь, образуется более слабая ударная волна 2, перепад давлений в которой определяется условием взаимодействия с пограничным слоем. Внешний поток идеальной жидкости, отклоненный от пластины за счет образования отрывной зоны, после прохождения системы скачков натекает на препятствие, образуя критическую точку с высоким давлением. Некоторое количество идеального газа, растекаясь от критической точки, попадает в отрывную зону. Из нее газ частично эжектируется оторвавшимся потоком, а в основном вытекает в боковых направлениях.

В случае двухмерного течения боковое вытекание отсутствует, количество эжектированного газа в точности равно количеству газа, вошедшего

в зону отрыва. Линия тока, попадающая в критическую точку, в этом случае будет линией постоянной массы и находится в слое смешения между отклоненным потоком идеальной жидкости и вязкой отрывной зоной [1,2]. В случае трехмерного течения с боковым вытеканием в отрывной зоне увеличиваются скорость потока, перепады давления, градиенты скорости и, соответственно, коэффициенты теплоотдачи. Одновременно



Фиг. 1

повышается давление и коэффициенты теплоотдачи в критической точке на поверхности препятствия, поскольку к ней подходят струйки идеальной жидкости с давлением торможения, которое выше, чем давление торможения за прямым скачком 1.

2. Обозначим высоту препятствия H , d — ширину. Пусть $d/H \ll 1$. Тогда в качестве характерной длины может быть использован размер или в более общем случае течения в плоскости симметрии величина u_1/β , где $\beta = du/dz$ — градиент скорости в идеальной жидкости на линии растекания препятствия выше зоны отрыва, z — расстояние, отсчитываемое от линии растекания. Для определения размера области отрыва h критериальная зависимость в изотермическом течении может быть записана в виде

$$\frac{h\beta}{u_1} = f\left(M, P, \frac{u_1\rho_1\delta}{\mu}, \frac{\beta\delta}{u_1}, \frac{\beta H}{u_1}\right) \quad (2.1)$$

Рассмотрим случай, когда высота препятствия неограниченно велика $v = u_1/\beta H \ll 1$. Пусть $\varepsilon = \beta\delta/u_1 \ll 1$. Тогда, разлагая в ряд по малым параметрам v и ε , имеем

$$\frac{h\beta}{u_1} = f_0\left(M, P, \frac{u_1\rho_1\delta}{\mu}\right) + \frac{\beta\delta}{u_1} f_1\left(M, P, \frac{u_1\rho_1\delta}{\mu}\right) + \frac{u_1}{\beta H} f_2\left(M, P, \frac{u_1\rho_1\delta}{\mu}\right) \quad (2.2)$$

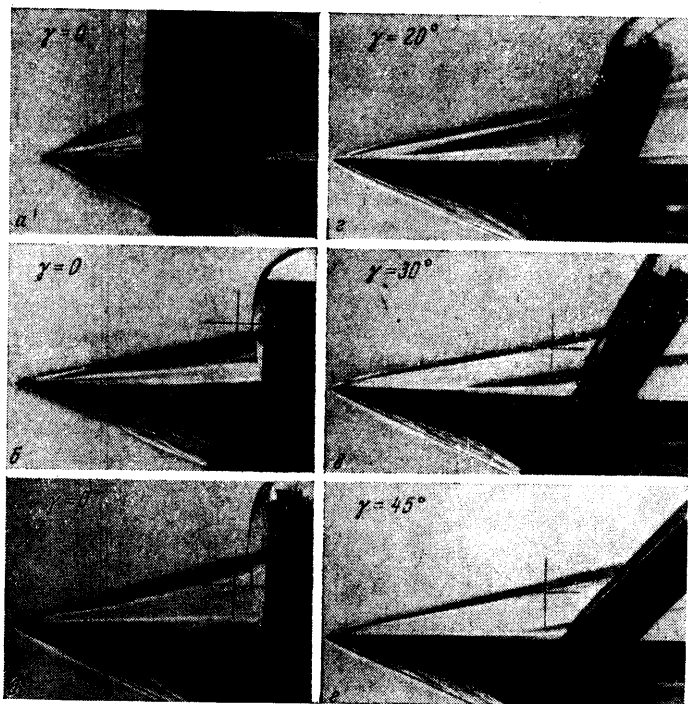
При неограниченном уменьшении v и ε (что эквивалентно одновременному уменьшению δ/d и d/H) при произвольном значении $u_1\rho_1\delta/\mu$, как показывают опыты, размер области взаимодействия остается конечным, т. е.

$$h\beta/u_1 = f_0(M, P, u_1\rho_1\delta/\mu) \quad (2.3)$$

Таким образом, в этом важном предельном случае при постоянных условиях перед точкой отрыва высота отрывной зоны h пропорциональна ширине препятствия $d \sim u_1/\beta$ и не зависит от толщины пограничного слоя. В этом смысле течение в случае $\delta/d \ll 1$ качественно аналогично сверхзвуковому течению с двухмерным отрывом перед ступенькой, когда высота зоны определяется высотой ступеньки и не зависит от толщины пограничного слоя. Длина зоны l определяется при этом углом отрыва θ , зависящим от характеристик пограничного слоя в точке отрыва ($R_s = u_1\rho_1 s/\mu, M$).

3. С целью проверки и отыскания границы применимости условия (2.3) были проведены специальные эксперименты. Испытания проводились при числах $M = 2-6$. Модель представляла собой плоскую пластину, на которую устанавливались цилиндры или параллелепипеды на различном расстоянии от переднего заостренного края пластины. Попереч-

ный размер препятствий изменялся от 1 до 20 мм, высота — от 3 до 100 мм. Режим течения в пограничном слое на пластине был ламинарным или турбулентным. Число Рейнольдса в точке отрыва R_s изменялось от 10^4 до 10^7 .



Фиг. 2

В настоящей статье приводятся результаты экспериментальных исследований, полученные в основном при ламинарном режиме течения, хотя физические особенности течения в трехмерной отрывной зоне остаются качественно верными и более сильно проявляются при турбулентном режиме.

Следует упомянуть, что исследуемая трехмерная отрывная зона нестационарна. Это было обнаружено при помощи искровой съемки. Изучение снимков для случая отрыва при турбулентном режиме показало, что колебания линейных размеров отрывной зоны, положения критической точки на препятствии, ширины струи и угла наклона скачка достигают 20%. Следовательно, приведенные ниже теневые и тепловские снимки и выполненные по ним измерения являются осредненными величинами.

На фиг. 2 представлены теневые снимки течения перед цилиндром, установленным на пластине. Модель обтекалась потоком при $M = 6$ и числе $R_s = 0.2 \div 0.8 \times 10^6$. На основании обмера фотографий были получены графики изменения длины зоны l и угла наклона θ отрывной зоны в зависимости от R_s (фиг. 3). Длина отрывной зоны l определялась по расстоянию от основания цилиндра до пересечения со скачком уплотнения 2, а угол θ — как угол эффективного клина по измеренному углу скачка уплотнения. Полученные экспериментальные данные удовлетворительно аппроксимируются формулами

$$l^{\circ} = l/d = 0.168R_s^{0.25}, \quad \theta = 135R_s^{-0.25} = 475R_s^{-0.5} \quad (3.1)$$

Повышение давления в скачке 2 может быть также с достаточной точностью, как показали многочисленные эксперименты, определенно в предположении, что внешний поток идеальной жидкости отклоняется на угол θ . Соответствующая аппроксимационная зависимость, согласующаяся с непосредственными измерениями давления, имеет вид

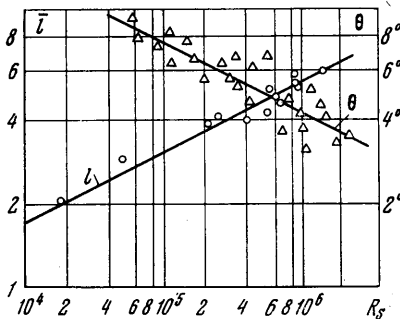
$$c_p = \frac{p - p_1}{\frac{1}{2} \rho_1 u_1^2} = \frac{1.13}{R_s^{0.25}} = \frac{2.75}{(M_1^2 - 1)^{0.25} R_s^{0.25}} \quad (3.2)$$

Полученные значения перепадов давления в скачке уплотнения 2 («предельные перепады») практически совпадают со значениями перепадов, полученными в этих же условиях при двухмерном обтекании клина на пластине с образованием отрывной зоны. Из физических соображений следует, что в случае трехмерного течения в плоскости симметрии перепад давления в скачке 2, возникающем в месте отрыва пограничного слоя, должен уменьшаться как $(\delta^*/\delta_x^*)^{1/2}$ (где δ^* — эффективная толщина вытеснения трехмерного течения, δ_x^* — условная толщина вытеснения, рассчитанная по распределению составляющей скорости u_1).

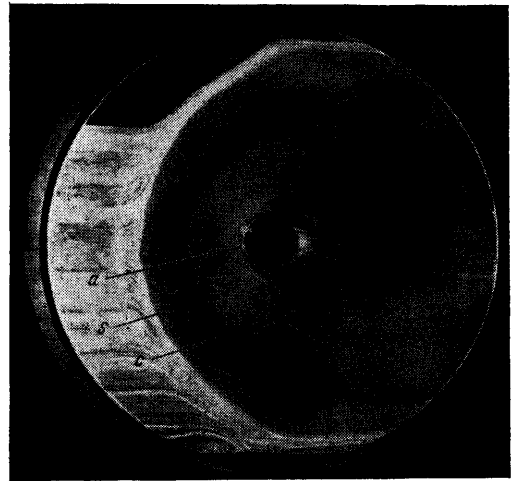
Отношение δ^*/δ_x^* на линии растекания меньше единицы [3]. Совпадение с двухмерным случаем можно объяснить тем, что в условиях опыта при отрыве ламинарного слоя перед цилиндром радиус кривизны ρ линии отрыва велик по сравнению с толщиной пограничного слоя $\delta/\rho \ll \ll 1$. В случае турбулентного течения, когда длина области отрыва намного меньше и кривизна линии отрыва увеличивается, действительно наблюдается снижение «предельного перепада» давлений в скачке, вызывающем отрыв. Полученные формулы так же, как и вся картина течения в плоскости симметрии, не зависят от высоты цилиндра, если выполняется условие $\beta H/u_1 > 4$.

При установке вместо круглых цилиндров параллелепипедов с тем же поперечным сечением d длина зоны l возрастала, что связано с уменьшением величины β , что также согласуется с (2.3).

4. Для получения картины течения на пластине перед цилиндром и на самом цилиндре поверхность модели покрывалась слоем краски и веществ, размягчающихся и текущих под воздействием нагретого потока. Струйки краски увлекаются по направлению действия силы трения, в результате чего на поверхности образуется картина распределения предельных линий тока, являющихся огибающими векторов силы трения.



Фиг. 3



Фиг. 4

На фиг. 4 отчетливо видна линия отрыва s , к которой стекаются предельные линии тока с обеих сторон. Из сопоставления снимков течения на пластине перед цилиндром с соответствующими теневыми снимками следует, что линия отрыва в плоскости симметрии располагается в месте пересечения скачка уплотнения с поверхностью пластины.

Как видно из фиг. 2, поток идеальной жидкости, отклоненный в скачке 2 на угол θ , проходит через систему скачков. Вследствие этого возрастание энтропии в отклоненном потоке меньше, чем в потоке, прошедшем над областью взаимодействия единственный прямой скачок уплотнения. Соответственно давление торможения газа на препятствии в месте присоединения потока значительно выше, чем давление торможения за скачком 1. Для того чтобы определить максимальное давление на препятствии p^* , необходимо знать интенсивность скачков, через которые прошла струйка тока, определяющая давление в критической точке. Детальное изучение многочисленных теневых и теплеровских снимков сверхзвукового обтекания цилиндра, установленного на пластине под углом $\gamma = 0$, показало, что в результате взаимодействия ударной волны 1 достаточной интенсивности с пограничным слоем на пластине образуется λ -образный (вилкообразный) скачок.

На фиг. 1 цифра индекса параметров газа в области течения, которая располагается вниз по потоку за скачком уплотнения, совпадает с номером соответствующего скачка.

Конфигурация скачков 1, 2 и 3 образует тройную точку N . Скачок 2, угол наклона которого к набегающему потоку определяется условием отрыва $\varphi = f(M, R_s)$, является входящим. Выходящие скачки 1 и 3 вблизи узловой точки N искривляются и переходят соответственно: скачок 1 в прямой, а скачок 3 в замыкающий скачок 4, который почти параллелен образующей цилиндра. Интенсивность прямого скачка определяется значением числа M , а отход Δ_1 прямо пропорционален диаметру цилиндра, т. е. $\Delta_1^\circ = \Delta_1/d = f(M)$. Интенсивность замыкающего скачка зависит от числа M_2 в отклоненном потоке, а его относительный отход зависит от числа M_2 и от относительной ширины $b^\circ = b/d$ отклоненного потока, которая пропорциональна безразмерной длине отрывной зоны l°

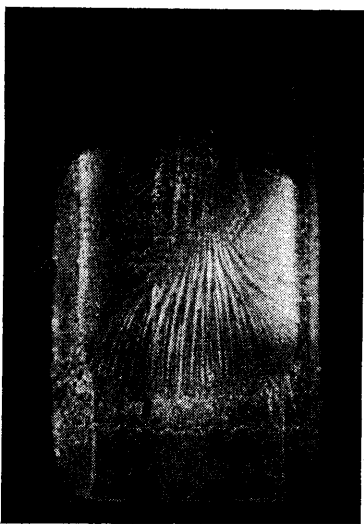
$$\Delta_4^\circ = \Delta_4/d = f(b^\circ, M) \quad (4.1)$$

При обтекании цилиндра потоком с большим значением числа M и, когда отношение $b/d \ll 1$, отход скачка 4 остается конечным и пропорциональным ширине потока, т. е. $\Delta_4^\circ = \Delta_4/b = f(M_2)$.

Проведенные исследования при изменении угла установки цилиндра на пластине γ от 0 до 60° показали, что всегда $\Delta_4 < \Delta_1$, хотя значение числа M_2 может быть значительно меньше, чем M . Это объясняется большим расходом газа из области 4 по сравнению с расходом из области 1. Из фиг. 2 нетрудно видеть, что основная часть отклоненного потока проходит через скачки 2 и 4 и лишь незначительная — через систему скачков, соответствующую тройной точке. Ширина струи, проходящей конфигурацию скачков 2 и 3, зависит от числа M и соотношения между величинами Δ_1 и Δ_4 ; она увеличивается при возрастании разницы $(\Delta_1 - \Delta_4)$ и уменьшается при постоянном числе R_s с увеличением угла γ . На теплеровских снимках, помимо скачков уплотнения, хорошо видна линия тангенциального разрыва NK , выходящая из узловой точки N , которая разделяет потоки 1 и 3 с различными значениями энтропии.

В случае, когда скачок 2 образуется от трехмерной отрывной зоны перед препятствием, угол установки γ которого изменяется от 0 до 60° , линия тангенциального разрыва, являющаяся границей низкоэнтропий

ной струи, загибается резко вверх, как показано на фиг. 1. В результате разворота, возникающего под воздействием перепада давления между областями 4 и 1 ($p_4 > p_1$), струя подходит под большим углом к поверхности цилиндра выше критической точки, наблюдаемой на поверхности легкоплавкой модели. Кроме того, нужно иметь в виду, что вдоль линии тангенциального разрыва развивается слой вязкого смешения и образуются вихри, вследствие этого низкоэнтропийная струя начинает размываться, не успев достигнуть поверхности препятствия, а давление торможения в ней — падать. Размыванию струи способствует также нестационарность трехмерной отрывной зоны. На основании визуальных наблюдений можно предположить, что давление в критической точке на препятствии в случае, когда скачок уплотнения 2 образуется от трехмерной отрывной зоны, определяется полным напором струйки тока, прошедшей конфигурацию из скачков 2, и замыкающего 4, параллельного образующей препятствия.



Фиг. 5

Однако следует указать, что при больших числах M при взаимодействии скачков уплотнения 1 и 2 перед цилиндром при $\gamma = 0-30^\circ$, когда приходящий скачок 2 образуется не в результате отрыва пограничного слоя и разрыв между скачками 1 и 4 относительно велик, вблизи узловой точки N может возникнуть вторая тройная

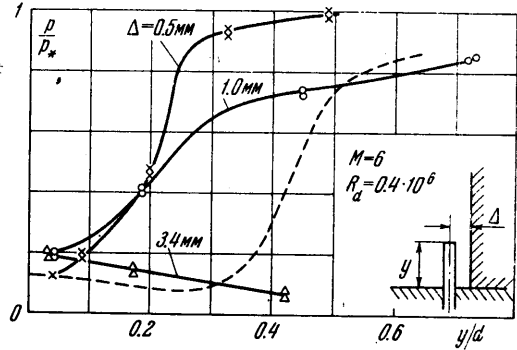
точка, причем скачок 3 в этом случае будет общим для образовавшейся конфигурации. Картина течения в области взаимодействия скачков усложняется. Приведенные выше результаты измерений и сделанные выводы не могут быть перенесены на эти случаи.

5. В точке растекания часть потока отклоняется вдоль поверхности цилиндра вниз к пластине. У поверхности пластины вблизи основания цилиндра на снимках наблюдается λ -образная система скачков, что свидетельствует о наличии сверхзвуковой скорости в потоке, текущем вдоль поверхности цилиндра к пластине. При натекании этого потока, вернее струи, на пластине образуется линия растекания a с повышением давления. На фиг. 5 приведена фотография картины течения на поверхности легкоплавкой модели цилиндра вблизи основания. Направление предельных линий тока на поверхности цилиндра от пластины указывает на существование отрыва пограничного слоя, развивающегося на цилиндре. Для исследования течения в струе, движущейся к пластине, производились измерения насадком полного давления. Насадок перемещался в плоскости симметрии параллельно поверхности цилиндра при помощи координатника.

На фиг. 6 представлены результаты измерений давления насадком и статического давления (пунктирная линия) вдоль образующей цилиндра в плоскости симметрии течения. На фиг. 7 приведены значения числа M , определенные по отношению статического давления к давлению торможения. При этом предполагалось, что давление торможения равно давлению в точке растекания на цилиндре. На самом деле, значение давления торможения в струйке, движущейся вдоль образующей цилиндра, может несколько снижаться за счет влияния вязкости. Как видно, результаты

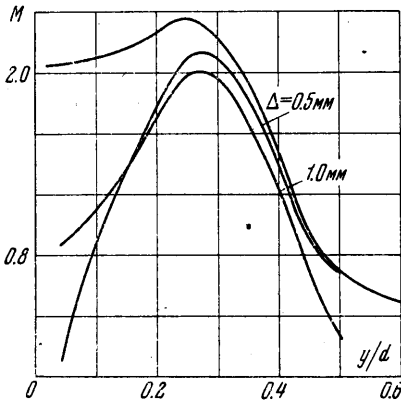
измерений подтверждают наличие сверхзвукового потока у поверхности цилиндра в отрывной зоне.

От линии растекания *a* на поверхности пластины часть натекающего потока после скачка разворачивается и течет к цилиндру, а основная часть — вдоль пластины от цилиндра, образуя в отрывной зоне область возвратного течения. На фиг. 4 видно, что линии тока в непосредственной близости от цилиндра направлены радиально. Течение в этой области полностью определяется условиями в критической точке на цилиндре и малочувствительно к каким-либо возмущениям. Дозвуковое возвратное течение в непосредственной окрестности линии растекания переходит в сверхзвуковое примерно на расстоянии, равном радиусу цилиндра. Сверхзвуковой радиальный поток сталкивается с набегающим потоком, вызывая отрыв далеко впереди цилиндра.

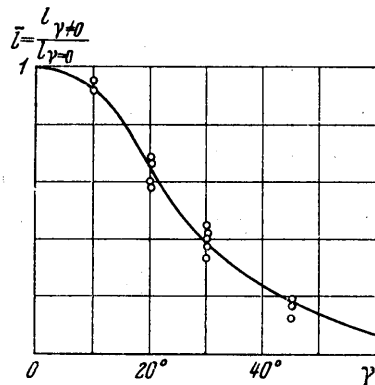


Фиг. 6

На фиг. 4 видна линия *c*, являющаяся линией, разделяющей область интенсивного радиального течения *a — c* и область *s — c* вязкого течения за линией отрыва. На линии *c* образуется вихревой жгут, обнаруживаемый по скоплению краски.



Фиг. 7



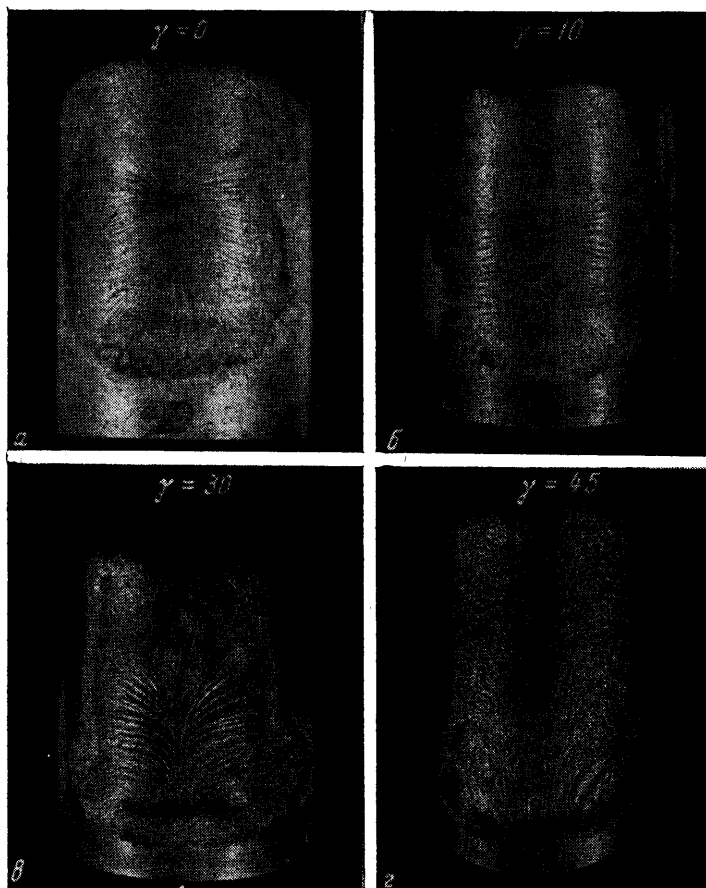
Фиг. 8

Между этой линией и линией отрыва находится область вязкого возвратного течения с относительно низкими скоростями и чувствительного к возмущениям.

Отмеченные выше особенности возвратного течения в отрывной зоне связаны с боковым вытеканием газа. Из-за сверхзвуковых скоростей в зоне отрыва, примыкающей к цилиндру (на расстоянии до одного калибра), существуют большие перепады давления в продольном и поперечном направлениях, которыми нельзя пренебрегать при построении расчетных схем. Значения давления на внешней границе отрывной зоны, определяемые скосом потока, не совпадают в соответствующих точках со

значениями давления на поверхности пластины. Поэтому в указанной области теряет смысл понятие толщины вытеснения.

6. Для исследования влияния угла встречи потока с препятствием на размеры и условия течения в зоне отрыва были проведены эксперименты при установке цилиндров на пластину под различными углами стреловидности γ .



Фиг. 9

На фиг. 8 приведены результаты измерений длины области отрыва $l^\circ = l_{\gamma \neq 0} / l_{\gamma = 0}$ при постоянном числе R_s и числе $M = 6$ в зависимости от γ для ламинарного режима течения в пограничном слое. Длина зоны резко сокращается при увеличении γ , стремясь к нулю при $\gamma = 80^\circ$. При $\gamma > 83^\circ$ отрыв пограничного слоя не наблюдается. Для этих же условий при двухмерном натекании потока клина на пластине отрыв не наблюдается при угле клина 5° . При сокращении длины области отрыва при постоянном числе R_s угол наклона скачка уплотнения β и угол отрыва потока θ , а также повышение давления в нем не изменяются. Отсюда следует, что формирование течения в зоне, примыкающей к линии отрыва, определяется условиями вязкого взаимодействия пограничного слоя со скачком уплотнения β . Мощный сверхзвуковой поток, распространяющийся радиально вдоль поверхности пластины от основания цилиндра, отодвигает эту зону, перемещая линию отрыва, но не проникает в нее.

При помощи моделей из легкоплавкой пластмассы было исследовано положение точки растекания на цилиндре при значениях угла γ от 0 до 45° . При значениях $\gamma = 10^\circ$ образуются две точки растекания, причем вторая точка растекания располагается ближе к основанию цилиндра на границе оторвавшейся струи. При значениях $\gamma = 15-40^\circ$ на поверхности цилиндра наблюдается одна точка растекания, расположенная ближе к основанию цилиндра. И, наконец, при $\gamma \geq 40^\circ$ отклоненный поток поворачивается целиком в скачке 4, который на теневых снимках виден как примкнувший. В этом последнем случае характер течения в области присоединения изменяется, приближаясь к характеру течения при двухмерном обтекании клина с малым углом раствора. Соответственно давление и тепловой поток в точке растекания существенно падают и критическая точка не обнаруживается на поверхности препятствия. Положение максимума скорости плавления совпадает в этом случае с местом присоединения замыкающего скачка и началом поворота потока, причем на снимке фиг. 9 видно движение расплавленной пленки по цилиндру только вверх. Фотографии моделей, соответствующие перечисленным условиям течения, приведены на фиг. 8.

Таким образом, сокращение длины области отрыва при увеличении угла γ объясняется смещением точки растекания и уменьшением количества газа, отделяющегося от внешнего потока и втекающего в область отрыва.

Визуальный осмотр легкоплавких моделей дает возможность сделать качественные выводы о характере изменения тепловых потоков. В точках растекания цилиндра тепловые потоки при изменении угла наклона $\gamma < 35^\circ$ изменяются слабо. Уменьшение давления в этом случае компенсируется уменьшением линейного размера натекающей струи.

Тепловые потоки с увеличением угла γ на пластине перед цилиндром падают значительно быстрее и при $\gamma \geq 45^\circ$ зона повышенных тепловых потоков на легкоплавких моделях не наблюдается.

Поступило 18 VII 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Chapman D. R., Kuehn D. M., Larson H. H. Investigation of separated flows in supersonic and subsonic streams with emphasis on the effect of transition. NASA Report, 1958, No. 1356.
2. Erdos I., Pallone A. Shock-boundary layer interaction and flow separation. Proc. of the 1962 heat transfer and fluid mechanics institute, Stanford University Press, 1962.
3. Авдеевский В. С. Влияние кривизны ударной волны на теплообмен при трехмерном обтекании тел сверхзвуковым потоком. Сб. Исследование теплообмена в потоках жидкости и газа, Изд. «Машиностроение», 1965.