

15. Воронин Ф. С. Экспериментальное исследование обтекания сферы гиперзвуковым потоком разреженного газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 2.
16. Tirmaleša D. An experimental study of hypersonic rarefied flow over a blunt body. AIAA Journal, 1968, vol. 6, No. 2.
17. Ван-Дайк М. Теория сжимаемого пограничного слоя во втором приближении с применением к обтеканию затупленных тел гиперзвуковым потоком. В кн.: «Исследование гиперзвуковых течений», М., «Мир», 1964, стр. 35—58.
18. Davis R. T., Flügge-Lotz I. Second-order boundary-layer effects in hypersonic flow past axisymmetric blunt bodies. J. Fluid Mech., 1964, vol. 20, pt 4, pp. 593—623.
19. Булах Б. М. К теории обтекания тупоносого тела гиперзвуковым потоком вязкого газа. ПММ, 1964, т. 28, вып. 6.
20. Као Н. С. Hypersonic viscous flow near the stagnation streamline of a blunt body. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 11.
21. Павлов Б. М. О расчете сверхзвукового вязкого течения вблизи линии торможения затупленного тела. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 2.
22. Павлов Б. М. Численное решение задачи о сверхзвуковом вязком течении газа около затупленных тел. В сб.: «Вычислительные методы и программирование», Изд-во МГУ, 1968, вып. 11, стр. 32—44.
23. Vogenitz F. W., Bird G. A., Broadwell J. E., Rungaldier H. Theoretical and experimental study of rarefied supersonic flows about several simple shapes. AIAA Journal, 1968, vol. 6, No. 12.
24. Oguchi H. Hypersonic flow near the forward stagnation point of a blunt body of revolution. JASS, 1958, vol. 25, No. 12.
25. Davis R. T., Chyu W. J. Laminar flow past a sphere at high Mach number. J. Fluid Mech., 1966, vol. 24, pt 3, pp. 481—495.
26. Сейф А. Новые исследования в области гиперзвуковых течений. В сб.: «Газовая динамика космических аппаратов», М., «Мир», 1965, стр. 183—214.
27. Толстых А. И. О численном расчете сверхзвукового обтекания затупленных тел потоком вязкого газа. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1966, т. 6, № 1.
28. Горюславский В. С., Толстых А. И. Численный расчет течения в области сферического затупления при малых числах Рейнольдса. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 5.
29. Калугин В. М. Об измерении плотности газа в сверхзвуковом разреженном потоке при помощи свечения тлеющего разряда. ПМТФ, 1969, № 2.

ОБТЕКАНИЕ НАКЛОННОГО ПРЕПЯТСТВИЯ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ

Д. М. ВОЙТЕНКО, А. И. ЗУБКОВ, Ю. А. ПАНОВ

(Москва)

Физические особенности обтекания трехмерного препятствия сверхзвуковым потоком изучены в ряде работ (например, [1—3] и др.), в которых основное внимание было уделено цилиндрическим препятствиям, перпендикулярным поверхности. В данной работе излагаются результаты исследований режимов течения вблизи наклонных препятствий, имеющих круглую (диаметр 22 мм) и прямоугольную (10 × 22 мм) формы поперечного сечения, установленных на плоской заостренной пластине. Высота препятствия считалась условно бесконечно большой, так как верхний конец его был выведен из потока. Лобовая поверхность прямоугольного препятствия и поверхность пластины были дренированы вдоль линии симметрии.

Угол наклона препятствия α , отсчитываемый от поверхности пластины по часовой стрелке (набегающий поток направлен слева направо), изменялся через 5° в диапазоне от 25° до 170°. Число Маха набегающего потока $M_0 = 3$. Пограничный слой перед препятствием был турбулентным.

Для визуализации течения вблизи поверхности модели применялся метод масляных покрытий [4]. Картина обтекания модели потоком фотографировалась через прибор Тенлера. Перед препятствием в зависимости от его угла наклона наблюдаются различные конфигурации скачков уплотнения, возникающие в области пересечения основного скачка уплотнения 1 и скачка уплотнения 2, образующегося вследствие отрыва пограничного слоя (фиг. 1, б и др.). Подробно газодинамическая схема течения вблизи препятствий при $\alpha = 90^\circ$ рассмотрена в работах [1—3].

Как показали эксперименты, угол наклона скачка 2 в плоскости симметрии слабо зависит от угла α и при $M_0 = 3$, его можно считать постоянным и равным $\sim 27^\circ 30'$.

Основной скачок в плоскости симметрии остается при всех α прямолинейным и его угол β отличается от угла наклона препятствия на постоянную величину. В частности, $\beta = 0.93\alpha + 0.105$ при $M_0 = 3$.

Учитывая это, можно проанализировать возможные конфигурации скачков уплотнения в плоскости симметрии (р/р₁⁰, δ), где р₁⁰ — давление в набегающем потоке и δ — угол наклона вектора скорости потока к поверхности пластины, отсчитываемый против часовой стрелки.

Рассмотрим характерные режимы течения вблизи препятствия в порядке увеличения его угла наклона.

На фиг. 1, а и б представлена схема течения перед препятствием при малых углах его наклона ($\alpha = 30^\circ$) и расположение сердцевидных кривых, описывающих течение в окрестности пересечения скачков 1 и 2. Индекс 0 здесь и в дальнейшем относится к набегающему потоку, цифрами на схеме обозначены скачки уплотнения, а на кривых — состояния потока за ними. Таким образом, кривые а, б, с показывают всевозможные состояния потока, которые могут быть скачкообразно получены соответственно из нулевого состояния, за скачком 2 и 1. Крестиками отмечены положения, когда число Маха за скачком равно единице. Точка пересечения кривых б и с соответствует состояниям 3, 4, разделенным линией контактного разрыва к. Расчет произведен для плоскости симметрии в предположении двумерности потока.

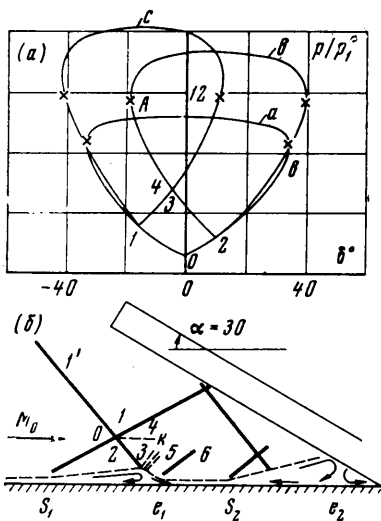
При малых углах наклона препятствия α интенсивность основного скачка 1 мала. По мере увеличения α интенсивность скачка 1 увеличивается

и достигает критической величины и превышает ее. В месте взаимодействия скачка 1 с пограничным слоем происходит отрыв пограничного слоя, образование скачка 2 и зоны обратного отрывного течения. Так как при малых углах скачок 1 далеко отходит от препятствия, то оторвавшийся пограничный слой вновь прилипает к поверхности пластины, не достигнув препятствия. В этом случае в области взаимодействия картина течения аналогична наблюдающейся при взаимодействии падающего пространственного скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем, исследованной в работе [4]. На фиг. 1, б показана схема течения в плоскости симметрии, S_1 и e_1 — точки отрыва и прилипания пограничного слоя, 5 — волна разрежения, 6 — скачок уплотнения, доворачивающий внешний поток до направления, параллельного пластине. Скачок 4, достигнув поверхности препятствия, отражается от него 7 и вновь взаимодействует с пограничным слоем, вызывая его вторичный отрыв в точке S_2 . В области оторвавшегося течения имеется линия растекания e_2 струи газа, идущего к поверхности пластины сверху.

Линии отрыва S_1 и S_2 (линии стекания) и линии растекания потока e_1 и e_2 хорошо заметны на фотографии распределения визуализирующего состава по поверхности пластины, данной на фиг. 2.

Оптическая фотография течения и распределения давления по поверхности препятствия, имеющего прямоугольное сечение, представлены на фиг. 3, а и 4. Характер кривой давления и видимая система скачков уплотнения полностью соответствуют конфигурации скачков уплотнения, полученной теоретически, а расчетное отношение полного давления в струйке газа, прошедшей скачки 2, 3, 6 и 7, равное $p_0^7 / p_1^0 = 30$, близко к значению давления, замеренного на поверхности препятствия вблизи его основания.

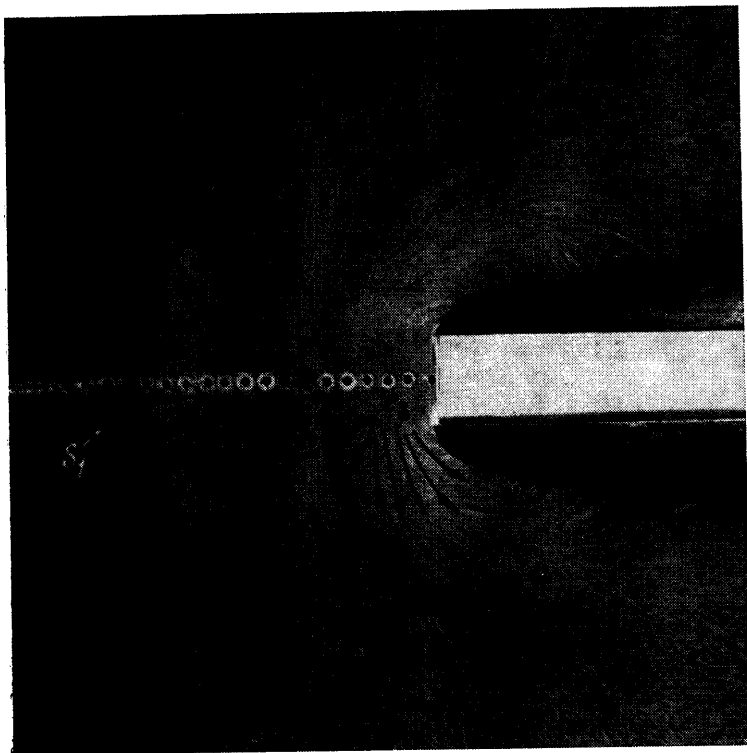
При увеличении угла наклона препятствия интенсивность основного скачка 1 увеличивается, угол отклонения потока за ним возрастает, при этом точка 1 перемещается по левой стороне кривой а вверх, а величина петли кривой с уменьшается, в то время как кривая б остается фиксированной. При некотором угле α пересечение кривых с и б становится невозможным. Возникает ситуация, изображенная на фиг. 5, а ($\alpha = 50^\circ$). Этому расположению сердцевидных кривых соответствует система скачков уплотнения с двумя тройными точками пересечения, изображенная на фиг. 5, б. Положение конца скачка 3, обозначенное цифрой 3', здесь и в дальнейшем определено по измерению угла наклона этого скачка на оптической фотогра-



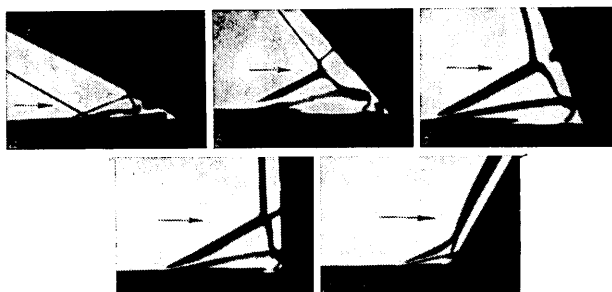
Фиг. 1

Фиг. (фиг. 3, б). Следует обратить внимание на то, что угол наклона скачка 4—4' в нижней точке пересечения (точка А на фиг. 5, а) фиксирован, а в верхней точке зависит от интенсивности скачка 1.

Полное давление в струйках газа, прошедших различные участки этой системы скачков уплотнения, будет различно. В струйке, прошедшей скачки 1, 5, скачок 4 и



Фиг. 2



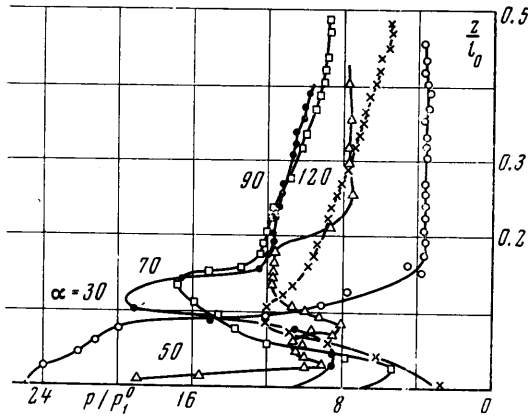
Фиг. 3

скачки 2, 3, оно соответственно равно $p_0^5 / p_1^\circ = 20$, $p_0^4 / p_1^\circ = 12$ и $p_0^{3'} / p_1^\circ = 20.8$. Характерный для этой конфигурации скачков уплотнения минимум давления хорошо заметен на кривой распределения давления (фиг. 4).

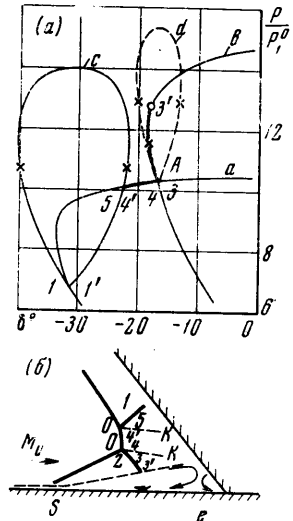
По мере дальнейшего увеличения угла α скорость потока за скачком 1 уменьшается и, наконец, становится дозвуковой, при этом точка 1 переместится по кривой α вверх в дозвуковую область, а кривая α исчезнет. Вместе с этим исчезает и верхняя тройная точка пересечения в системе скачков уплотнения. Положение сердцевидных кривых для этого характерного случая ($\alpha = 70^\circ$) и соответствующая ему конфигурация скачков изображены на фиг. 6. Распределение давления дано на свод-

ном графике (фиг. 4). Максимум давления на поверхности препятствия хорошо согласуется со значением полного давления в струйке газа, прошедшей скачки 2, 3' ($p_0^{3'}/p_1^0 = 19.8$).

При углах, близких к 90° , скачок 3' можно считать прямым по отношению к потоку, прошедшему скачок 2. В этом случае точки 1' и 3' расположатся соответственно в центрах верхних дозвуковых частей кривых *a* и *b* (фиг. 7, *a*). Теперь в отличие от предыдущего случая состояние 3' может быть достигнуто двумя путями; либо непрерывно вдоль кривой *b*, либо сначала скачкообразно из состояния 4 в состояние 5 вдоль кривой *d*.



Фиг. 4



Фиг. 5

а затем непрерывно из состояния 3-5 в состояние 3'. В первом случае имеем систему скачков уплотнения с одной тройной точкой и сильно искривленным скачком 3-3' (фиг. 6, б). Во втором случае — систему скачков с двумя тройными точками пересечения, изображенную на фиг. 7, б. Эксперименты показывают, что в действительности осуществляется вторая возможность. Особенности течения при $\alpha = 90^\circ$ достаточно подробно изучены в работах [1-3] и др., поэтому рассматривать этот случай детально нет необходимости.

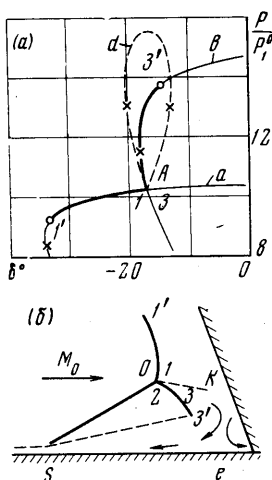
При достаточно большом отклонении препятствия назад по потоку ($\alpha \geq 110^\circ$ при $M_0 = 3$) система скачков вновь перестраивается. Возникающая при этом конфигурация (фиг. 8, б) соответствует окрестности точки В пересечения кривых *a* и *b* (фиг. 8, а). Угол скачка 1-1' в окрестности тройной точки имеет постоянную величину. Фотография Теплера и распределение давления для случая $\alpha = 120^\circ$ представлены соответственно на фиг. 3, в и 4.

По мере увеличения угла α длина зоны отрывного течения уменьшается. Когда интенсивность основного скачка становится меньше критической, отрыва пограничного слоя не наблюдается.

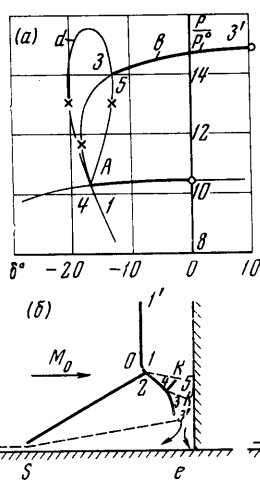
Таким образом, выше было проанализировано и сравнено с экспериментом пять характерных режимов течения, возникающих вблизи наклонного препятствия. Остановимся теперь кратко на некоторых количественных сторонах явления.

На фиг. 9 представлена зависимость некоторых характерных давлений в зоне отрывного течения перед препятствием от угла его наклона. В правом верхнем углу на фигуре схематично показана форма кривой распределения давления. Буквами *p*₁ обозначены характерные давления. На графике отчетливо просматривается прямая связь между максимальным давлением *p*₆ и конфигурацией системы скачков уплотнения, зависящей, как было показано выше, от угла α . Действительно, на величину максимального давления должно оказывать влияние по крайней мере два фактора: величина полного давления в струе газа, идущей сверху к пластине вдоль поверхности препятствия, и количество газа или интенсивность этой струи. Первый фактор зависит от конфигурации скачков уплотнения, второй от угла наклона (чем меньше угол α , тем большая часть высоконапорного газа устремляется вдоль поверхности препятствия вниз к пластине). В соответствии с этими соображениями находится и зависимость максимального давления p_6/p_1^0 от угла α , данная на фиг. 9. По мере увеличения угла α величина p_6 уменьшается, достигает локального минимума при $\alpha = 50^\circ$, вновь возрастает, достигая локального максимума при $\alpha = 60 \div 70^\circ$, и затем непрерывно плавно убывает. При углах $\alpha \geq 90^\circ$ постепенно вся большая часть высоконапорного газа уносится вдоль поверхности препятствия вверх,

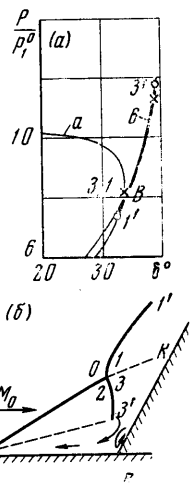
не попадая в область отрывного течения. На фиг. 9 показаны так же зависимость от угла α критического отношения давления p_2/p_1° на скачке уплотнения 2 и минимального давления p_5/p_1° . Обе эти величины при $M_0 = \text{const}$ относительно слабо зависят от α .



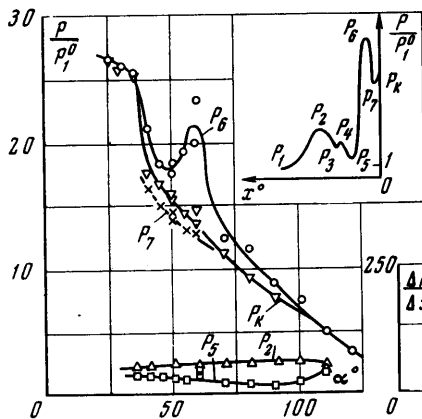
Фиг. 6



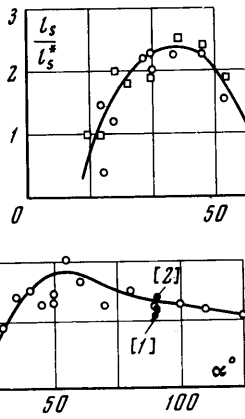
Фиг. 7



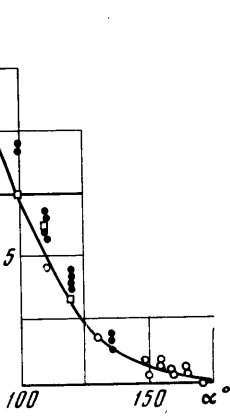
Фиг. 8



Фиг. 9



Фиг. 10



Фиг. 11

Следует обратить внимание на наличие перед препятствием в зоне обратного отрывного течения областей с очень большими абсолютными величинами давлений и градиентами давлений, наблюдающимися в окрестности точки растекания газа, идущего в отрывную зону сверху из области повышенного давления на поверхности препятствия. На фиг. 10 показана зависимость среднего безразмерного градиента давления $\Delta p^\circ / \Delta x^\circ$ от угла α ,

$$\frac{\Delta p^\circ}{\Delta x^\circ} = \frac{(p_6 - p_5)}{p_1} \left/ \frac{(x_5 - x_6)}{l_0} \right.$$

где величина $l_0 = 140$ мм выбрана для удобства сопоставления результатов настоящих исследований с данными, полученными ранее и опубликованными в работах [1, 2].

В заключение остановимся на зависимости геометрических размеров зоны обратного отрывного течения от угла наклона препятствия. На фиг. 11 дана зависимость от угла α отношения длины зоны отрыва l_s , отсчитываемой вдоль линии симметрии от точки отрыва до переднего края препятствия, к ее значению l_s^* , соответствующему углу $\alpha = 90^\circ$. Светлые кружочки соответствуют цилиндрическому препятствию, квадратики — прямоугольному, темными кружочками показаны данные, полученные

в работе [3] при $M_0 = 6$. Максимум длины зоны отрыва наблюдается при угле $\alpha = 50 \div 60^\circ$. При этих же углах наблюдается наиболее интенсивная струя газа, идущая вдоль поверхности цилиндра в область отрывного течения. По-видимому, эта струя играет существенную роль и в возникновении отрывной зоны определенной длины. Следует отметить здесь, что при малых углах наклона такое определение l_s становится некорректным, т. е. в этих случаях оторвавшийся пограничный слой вновь прилипает к поверхности (Фиг. 1, б). Однако для описания некоторых интегральных характеристик явления, видимо, удобно сохранять за величиной l_s ее понимание в определенном выше смысле. С этой точки зрения удобно описывать при любом α и форму линии отрыва в координатах x_s, y_s , предложенных в работе [1, 2]. В этих координатах линию отрыва в первом приближении можно в проведенной серии экспериментов по-прежнему аппроксимировать формулой $y_s = \sqrt{x_s}$.

Разумеется, что при некоторой ширине прямоугольного препятствия при прочих равных параметрах форма линии отрыва не будет аппроксимироваться этой зависимостью. Более того, при большой ширине, естественно, форма линии отрыва будет иметь прямолинейный центральный участок.

Авторы выражают благодарность Г. Г. Черному и Г. Н. Андрееву за обсуждение работы.

НИИ механики МГУ

ЛИТЕРАТУРА

Поступило 28 VII 1969

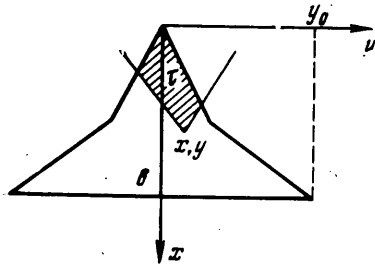
1. Вейтенко Д. В., Зубков А. И., Панов Ю. А. Обтекание цилиндрического препятствия на пластине сверхзвуковым потоком газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 1.
2. Вейтенко Д. М., Зубков А. И., Панов Ю. А. О существовании сверхзвуковых зон в пространственных отрывных течениях. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 1.
3. Авдудевский В. С., Медведев К. И. Физические особенности течения в области отрыва при трехмерном взаимодействии пограничного слоя с ударной волной. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 1.
4. Панов Ю. А. Взаимодействие падающего трехмерного скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 3.

КРЫЛЬЯ МИНИМАЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ПРИ ЗАДАННОЙ ПОДЪЕМНОЙ СИЛЕ

И. И. БУРАКОВ

(Москва)

В линейной постановке рассмотрена вариационная задача по определению оптимальной деформации срединной поверхности крыла, обладающего минимальным волновым сопротивлением. Показано, что для крыльев со сверхзвуковой передней и прямой задней кромками, деформация которых задана в виде двойного полинома, суммарные аэродинамические характеристики могут быть просто выражены через уравнение передней кромки крыла. Это позволяет решить вариационную задачу методом Ритца и получить не только минимум волнового сопротивления [1], но и найти оптимальную деформацию крыла. В качестве примера рассмотрено треугольное крыло и крыло с изломом передней кромки.



Фиг. 1

1. Рассмотрим обтекание сверхзвуковым потоком идеального газа крыла, имеющего нулевую толщину и расположенного в плоскости $z = 0$. Пусть форма крыла в плане такая, что передняя кромка будет сверхзвуковой, а задняя — прямой, перпендикулярной оси x (фиг. 1). Деформация крыла пусть задана функцией $z = z(x, y)$, причем будем считать, что

$$z(x, y) = z(x, -y)$$

Для коэффициента давления C_p в некоторой точке (x, y) крыла имеет место следующая формула:

$$C_p = -\frac{2}{\pi} \frac{\partial}{\partial x} \iint \frac{\alpha(\xi, \eta) d\xi d\eta}{\sqrt{(x-\xi)^2 - \beta(y-\eta)^2}} \quad (1.1)$$