

2. Нейланд В. Я. О расчете характеристики срывной зоны и донного давления при обтекании тел сверхзвуковым потоком газа. Инж. ж., 1965, т. 5, № 1.
3. Amsden A. A., Harlow F. H. Numerical calculation of supersonic wake flow. AIAA Journal, 1960, vol. 3, No. 11.
4. Korst H. H. Zür theoretischen Bestimmung des Drellendruckes bei Abgelösten Strömung. Osterreich. Ing.-Arch., 1957, vol. 11, No. 3.
5. Chapman D. R. Theory for base pressure in transonic and supersonic flow. J. Appl. Mech., 1957, vol. 24, No. 3.
6. Wazzan A. R. Review of recent development in turbulent supersonic base flow. AIAA Journal, 1965, vol. 3, No. 6.
7. Nash I. F. A review of research on two-dimensional base flow. Aeronaut. Res. Council. Repts and Mem., 1963, No. 3323.
8. Badrinarayanan M. A. An experimental investigation of base flow at supersonic speeds. J. Roy. Aeronaut. Soc., 1961, vol. 65, No. 607.
9. Dewey C. F., Jr. Near wake of a blunt body at hypersonic speeds. AIAA Journal, vol. 3, No. 6.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ ГАЗА В ОБЛАСТИ ПАДЕНИЯ СКАЧКА УПЛОТНЕНИЯ НА ЦИЛИНДР, ОБТЕКАЕМЫЙ ПОТОКОМ БОЛЬШОЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ СКОРОСТИ

М. П. ТЕТЕРИН

(Москва)

Приводятся некоторые результаты исследования по влиянию интенсивности падающего скачка уплотнения на картину течения и силовое воздействие падающего скачка уплотнения на цилиндр в окрестности места падения<sup>1</sup>.

1. Проблема интерференции ударных волн, непосредственное отношение к которой имеет настоящая работа, давно является предметом постоянного внимания аэродинамиков. Результаты большого числа работ в этой области нашли отражение в таких монографиях, как [1-3]. Рассматривается взаимодействие между плоским падающим скачком уплотнения и отошедшей ударной волной цилиндра, установленного поперек набегающего сверхзвукового потока.

Основными факторами, влияющими на характер взаимодействия этих двух ударных волн, являются  $M$  — число Маха набегающего потока, интенсивность каждой из этих волн, а также наличие перед цилиндром области отрыва потока (в том случае, когда цилиндр установлен на некоторой поверхности).

Указанные выше факторы впервые были проварьированы в нашей экспериментальной работе, выполненной в 1962 г. Для всех исследованных вариантов были получены отчетливые снимки спектров обтекания цилиндра, установленного на клине, один из которых приводится на фиг. 1, где падающий на цилиндр скачок уплотнения индуцируется двадцатипятиградусным клином ( $\delta_2 = 25^\circ$ ) при  $M_1 = 3$ .

Для разделения эффектов, обусловленных интерференцией падающего скачка с цилиндром и передней области отрыва с цилиндром, и выявления «чистого» эффекта падающего скачка область отрыва перед цилиндром устранялась посредством «ножа» варьируемой высоты для слива газа из области отрыва, который размещался между клином и основанием цилиндра.

Для сложной пространственной картины течения в области падения скачка на цилиндр, которая в настоящее время еще в целом очень трудна для прямого теоретического расчета, Г. И. Тагановым [4] была предложена схема течения, состоящая из двух последовательно расположенных  $\lambda$ -скачков. Эта схема течения доступна газодинамическому расчету и подобна структуре ударных волн при спиновой детонации [5].



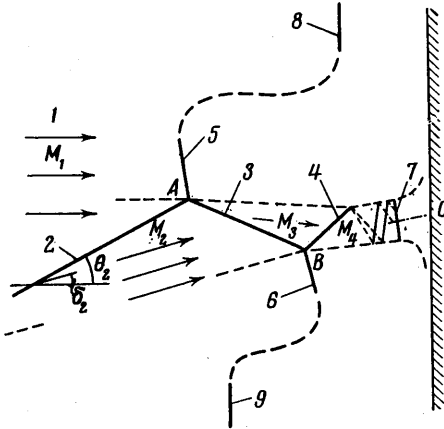
Фиг. 1

<sup>1</sup> Часть экспериментальных данных была получена при участии В. К. Кутликова.

2. Рассмотрим плоское течение однородного потока газа, движущегося с большой сверхзвуковой скоростью. Скачок уплотнения, падающий на цилиндр, предполагается прямолинейным, а течение за ним — сверхзвуковым. Отошедшую головную ударную волну цилиндра вблизи плоскости симметрии можно с хорошим приближением считать плоской. Таким образом, в существенном пространственном процессе взаимодействия цилиндра с падающим скачком уплотнения выделяется часть двумерного взаимодействия, которая вносит основной вклад в интерференцию скачков: при этом оказывается возможным использовать для построения картины течения в зоне интерференции результаты теории  $\lambda$ -образных скачков уплотнения [6-7].

Для цилиндра, установленного под небольшим (без ограничения общности) углом стреловидности  $\chi$  в области взаимодействия скачков, будет иметь место картина течения, представленная на фиг. 2.

Падающий скачок уплотнения 2, (фиг. 2) и отошедшая головная волна, индуцируемая цилиндром, которая вдали от области взаимодействия обозначается номером 8, а в непосредственной близости от области взаимодействия — номером 5 из-за существенного различия в наклоне, т. е. интенсивности скачка, взаимодействуют друг с другом, образуя  $\lambda$ -образный скачок уплотнения с узловой точкой  $A$ . Вторая ножка  $\lambda$ -образного скачка  $A$ , обозначенная номером 3, является одновременно первой ножкой  $\lambda$ -образного скачка  $B$ , который образуется при падении скачка 3 на отошедшую ударную волну 9, индуци-



Фиг. 2

руемой цилиндром в потоке, прошедшем через скачок 2, и имеющую номер 6 в районе взаимодействия со скачком 3.

$\lambda$ -Скачок  $B$  имеет вторую ножку 4, опирающуюся на свободную границу. (Области течения газа, лежащие вниз по потоку от соответствующих скачков, в дальнейшем обозначаются номерами этих скачков, аналогичные номера имеют все параметры, характеризующие течение в этих областях. Номером 1 обозначены параметры в невозмущенном набегающем потоке.)

Хорошо известно из теории  $\lambda$ -образных скачков, что в  $\lambda$ -скачке с одним падающим и двумя исходящими скачками (классификация [1]) должны быть одинаковыми направления и статические давления в потоках, разделенных тангенциальным разрывом, который начинается в узловой точке  $\lambda$ -скачка. Схема фиг. 2 построена в строгом соответствии с этим принципом.

Система, состоящая из двух  $\lambda$ -скачков, расположенных описанным выше образом, образует высоконапорную струю газа, заторможенную в скачках 2, 3 и 4 с малыми потерями полного давления и отделенную от областей с низкими значениями полного давления тангенциальными разрывами, начинающимися в узловых точках  $A$  и  $B$   $\lambda$ -скачков. Эту высоконапорную струю можно с полным основанием называть также низкоэнтропийной, поскольку энтропия в ней много ниже, чем в граничащих с ней потоках 5 и 6.

Скорость в низкоэнтропийной струе за скачком 4 остается сверхзвуковой ( $M_4 > 1$ ) вплоть до больших значений интенсивности падающего скачка 2, если  $M_1$  достаточно велико. При  $M_1 < 3$  и  $\kappa = 1.4$  поток за скачком 4 становится дозвуковым во всем диапазоне изменения угла падающего скачка.

Вниз по потоку от скачка 4 сверхзвуковая низкоэнтропийная струя проходит через систему слабых волн разрежения и сжатия, которая образуется вследствие отражения скачка 4 от свободной границы, а затем — через замыкающий прямой скачок 7, переводящий сверхзвуковое течение в струе в дозвуковое. Скачок 7 — всячий, опирающийся с обоих концов на слои смешения, в которые развиваются тангенциальные разрывы  $\lambda$ -скачков.

На первый взгляд, противостоительным кажется расположение скачков в районе взаимодействия, при котором скачок 5 находится значительно дальше от лобовой поверхности цилиндра, чем скачок 6, хотя  $M_2$  в этом случае меньше  $M_1$  и, следовательно, положение скачков, в соответствии с двумерной концепцией, должно быть обратным указанному на схеме (фиг. 2). Эта чрезвычайно интересная особенность течения объясняется, согласно нашей гипотезе, существованием составляющей скорости в направлении из области с повышенным давлением 6 в область с относительно низким давлением 5 на боковых сторонах цилиндра. Вследствие этого существенного пространственного эффекта как бы изменяется эффективный диаметр

цилиндра, чем и обусловлено кажущееся несоответствие в отходах скачков 5 и 6. В центральной части лобовой поверхности цилиндра перетекания нет ввиду того, что перепад давления  $\Delta p = p_6 - p_5$  удерживается центробежной силой, приложенной к низкоэнтропийной струе.

Априори, трудно предположить наличие столь интенсивного пространственно-го течения, которое в состоянии было бы изменить на обратное соотношение величин отхода ударной волны в районе взаимодействия. Этот неожиданный экспериментальный результат, полученный еще в 1962 г., лег в основу описанной выше схемы течения, на базе которой был построен способ расчета взаимодействия ударных волн, который дает результаты, удовлетворительно подтверждаемые экспериментом. На фиг. 3 в качестве примера приведен теневой снимок картины течения, полученный при помощи прибора Теллера при  $M_1 = 5$ , угле поворота потока в падающем скачке  $\delta_2 = 21^\circ$  и нулевом угле стреловидности цилиндра.

Падающий скачок индуцировался клином, расположенным выше по потоку перед цилиндром. На приведенном снимке отчетливо видны все элементы схемы течения фиг. 2, за исключением слабых по интенсивности волн сжатия и разряжения за скачком 4. Совпадение углов наклона скачков, рассчитанных с измеренными, превышает точность единичного измерения этих углов на теневом фотоснимке.

Низкоэнтропийная струя как главный результат взаимодействия скачков, обладая высокими значениями<sup>1</sup> динамических параметров, является основным предметом излагаемого исследования.

3. Рассмотрим силовое воздействие падающего скачка на цилиндр. Принимая во внимание сложный пространственный характер течения в области взаимодействия падающего на цилиндр скачка, становится очевидным, что в настоящее время задача точного аэродинамического расчета этого взаимодействия едва ли может быть решена, поскольку для ее решения необходимо обратиться к полной системе уравнений Навье — Стокса. Однако, как было показано ранее, возможен приближенный струйный подход к решению этой задачи. Он основан на том факте, что полное давление в низкоэнтропийной струе во много раз больше (как при малых гиперзвуковых числах  $M$ , таких как  $M_1 = 5$ , и, тем более, больше при больших числах  $M$ ), чем полное давление в соседних с этой струей потоках 5 и 6.

При применении струйного подхода решение может быть получено практически только лишь на критической линии (в плоскости чертежа критической точке  $C$  см. фиг. 2), т. е. линии растекания плоской высоконапорной струи, прошедшей через систему трех косых, и замыкающий прямой скачок. При расчете полного давления предполагается, во-первых, что вязкие слои смещения, в которые развиваются тангенциальные разрывы, начинающиеся в узловых точках  $\lambda$ -скачков, являются тонкими (т. е. характерное число  $R_\lambda$  большим) и не смыкаются друг с другом до критической точки  $C$  и, во-вторых, что потери полного давления в системе отраженных волн разряжения и сжатия, порождаемых отражением скачка 4 от слоя смещения, малы.

Расчет давления в критической точке низкоэнтропийной струи сводится к расчету потерь полного давления в скачках 2, 3, 4 и висячем скачке 7. Для расчета потерь полного давления в скачке 3 необходимо удовлетворить двум условиям в  $\lambda$ -скачке с узловой точкой  $A$ , а именно, в узловой точке должны быть равны статические давления  $p_4$  в низкоэнтропийной струе и в потоке 5

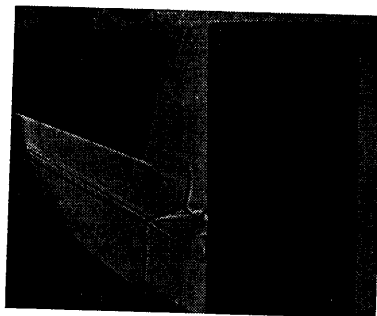
$$\xi_2 \xi_3 = \xi_5 \quad (\xi_2 = p_2 / p_1, \quad \xi_3 = p_3 / p_2, \quad \xi_5 = p_5 / p_1) \quad (3.1)$$

и направления потоков, т. е.

$$\delta_3 - \delta_2 = \delta_5, \quad (3.2)$$

где  $\delta_i$  — угол отклонения потока в соответствующем скачке.

<sup>1</sup> Следует, однако, иметь в виду, что зависимость исследуемого явления от большого числа определяющих параметров может привести к тому, что в некоторой области изменения этих параметров явление может быть «богаче», чем рассмотренная схема течения. В частности, возможны такие области изменения параметров, где интенсивное воздействие низкоэнтропийной струи на цилиндр в значительной степени ослаблено.



Фиг. 3

Преобразование соотношений приводит к трансцендентному уравнению

$$\arcsin \left[ \frac{2 \sqrt{(1-A)/A} (M_1^2 A - 1)}{2 + M_1^2 (\kappa + 1 - 2A)} \right] - \arcsin \left[ \frac{2 \operatorname{ctg} \theta_3 (M_2^2 \sin^2 \theta_3 - 1)}{2 + M_2^2 (\kappa + 1 - 2 \sin^2 \theta_3)} \right] = \delta_2 = 0 \quad (3.3)$$

$$A = \sin^2 \theta_5 = \frac{\xi_2 [2\kappa M_2^2 \sin^2 \theta_3 - \kappa + 1] + \kappa - 1}{2\kappa M_1^2}$$

Здесь  $\theta_i$  — угол наклона соответствующего скачка.

Решение уравнения (3.3) находилось численно. Аналогичные соотношения имеют место для  $\lambda$ -скачка *B*. Для расчета потерь в скачке 4 необходимо в соотношениях (3.1)–(3.3) изменить только индексы, прибавив к ним единицу.

Полное давление за скачком 7 в безразмерном виде определяется по формуле

$$\bar{p}_{07} = \left\{ \left[ \frac{\kappa + 1}{2} M_4^2 \right]^{\kappa/(\kappa-1)} \left[ \frac{\kappa + 1}{2\kappa M_4^2 - \kappa + 1} \right]^{1/(\kappa-1)} \xi_2 \xi_3 \xi_4 - 1 \right\} \frac{2}{\kappa M_1^2} \quad (3.4)$$

Здесь  $\bar{p}_{07}$  и есть давление в критической «точке» *C* цилиндра — месте растекания низкоэнтропийной струи. Результаты проведенных расчетов на ЭВМ М-20 зависимости полного давления  $\bar{p}_{07}$  от интенсивности падающего скачка уплотнения  $\delta_2$  для  $M_1 = 5$  приведены на фиг. 4. Максимального значения полное давление достигает при  $\delta_2 = 16^\circ$ , что соответствует углу наклона скачка  $\theta_2 = 25^\circ.5$ .

Ниже этой кривой на фиг. 4 приведена кривая изменения полного давления

$$\bar{p}_{06} = \frac{2\xi_2 \xi_6 [1 + 1/2(\kappa - 1) M_6^2]^{\kappa/(\kappa-1)}}{\kappa M_1^2} \quad (3.5)$$

в той части потока, которая непосредственно примыкает к высоконапорной струе и проходит через скачки 2 и 6. Пунктиром нанесено значение  $\bar{p}_{07}' = 1.81$ , соответствующее давлению на критической линии цилиндра в невозмущенном потоке при нулевом угле стреловидности.

Для проверки результатов расчета был проведен эксперимент в одной из аэродинамических труб ЦАГИ при  $M_1 = 5$ . Подробные измерения распределения давления вдоль критической образующей цилиндра проводились при следующих углах отклонения рабочей грани клина, индуцирующего падающий скачок:  $\delta_2 = 5, 10, 15, 19, 21$  и  $23^\circ$ . В качестве примера на фиг. 5 приведены результаты измерения давления при  $\delta_2 = 10^\circ$ .

Следует вкратце остановиться на методике, примененной при измерении давления на критической линии цилиндра в месте растекания низкоэнтропийной струи, имеющей малую ширину (порядка одного миллиметра). Приемники статического давления (всего 25 штук), размещенные по передней образующей цилиндра на расстоянии 3 мм друг от друга и имеющие диаметр приемного отверстия 0.3 мм, могли лишь случайно уловить очень узкую область повышенного давления. Поэтому цилиндр в процессе опыта для каждого варианта  $\delta_2$  перемещался 12 раз при помощи набора мерных шайб с шагом, равным диаметру приемного отверстия датчика. При этой методике вся передняя образующая цилиндра фактически состояла из приемных отверстий датчиков. Максимальные перемещения цилиндра вдоль собственной оси при этом составляли 3.6 мм при общей длине цилиндра 100 мм и диаметре 40 мм и практически не влияли на характер обтекания модели.

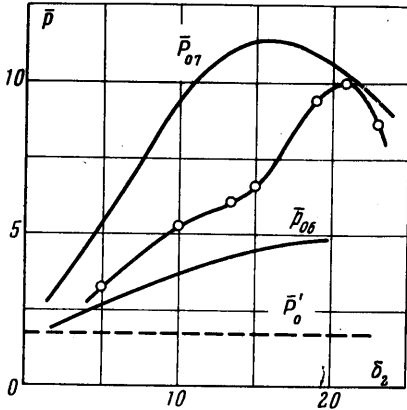
Характерной особенностью распределения давления на передней образующей цилиндра является, наряду с постоянством давления при  $x/D > 0.8$ , хорошо согласующегося с расчетной величиной  $\bar{p} = 1.81$ , наличие очень высоких значений (практически «пика») давления в области  $0.6 \leq x/D \leq 0.75$ , которые почти в три раза выше давления на цилиндре, обтекаемом невозмущенным потоком, и в 1.5 раза выше значений, соответствующих полному давлению за скачками 2 и 6, рассчитываемому по формуле (3.5). Измеренные значения давления за скачками 2 и 6 также хорошо согласуются с расчетными значениями.

«Пиковые» значения давления, полученные при различных интенсивностях падающего скачка, нанесены в виде отдельных экспериментальных точек, соединенных интерполяционной кривой, на фиг. 4. Сравнение экспериментальной зависимости с теоретической  $\bar{p}_{07} = \bar{p}(\delta_2)$  указывает на хорошее соответствие (в среднем с расхождением 8%) между теорией и экспериментом в области большой интенсивности ( $\delta_2 \geq 17^\circ$ ) скачка и на значительное расхождение, достигающее 40% в области малой интенсивности падающего скачка ( $\delta_2 < 17^\circ$ ). Расхождение, имеющее место при малых интенсивностях падающего скачка, по-видимому, объясняется значительным влиянием вязкости в слоях смещения, ограничивающих низкоэнтропийную струю.

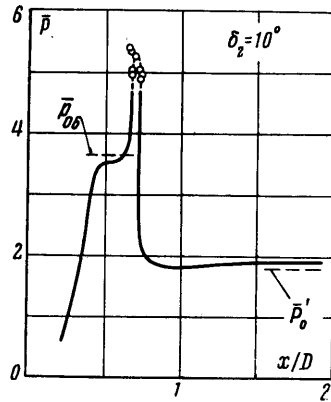
которые вследствие малой ширины струи при малых интенсивностях скачка смыкаются. Ввиду квадратичной зависимости давления от скорости для значительных потерь полного давления достаточно небольших уменьшений скорости.

В случае больших значений ширины струи, которые имеют место при больших интенсивностях падающего скачка вязкая диссипация на границах не влияет на основное течение в струе, расчетная схема, построенная в предположении больших чисел  $R_1$ , хорошо согласуется с системой скачков, полученной в эксперименте, а рассчитанные данные — с измеренными.

Таким образом, силовое воздействие падающего скачка на цилиндр сводится к силовому воздействию низкоэнтропийной струи, которая образуется в результате



Фиг. 4



Фиг. 5

интерференции падающего скачка уплотнения и отошедшей ударной волны. Это хорошо подтверждается снимками оптической картины течения и расчетами геометрии скачков в области взаимодействия, а также непосредственными измерениями и расчетами давления в месте натекания низкоэнтропийной струи на цилиндр.

4. Аналогичный характер и последствия имеет взаимодействие отошедшей ударной волны цилиндра и скачка уплотнения, индуцированного областью отрыва, которая располагается перед цилиндром, установленным на пластине. При этом полностью справедливыми остаются схема течения фиг. 2 и все сказанное о ней выше. Отсюда следует важный вывод, что область отрыва перед цилиндром может служить генератором низкоэнтропийной струи.

Этот вывод подтверждается результатами эксперимента, проведенного еще в 1964 г. при  $M_1 = 5$ , подробности которого здесь не приводятся. На фиг. 4 нанесено экспериментально полученное на передней образующей цилиндра при  $\delta_2 = 13^\circ$  5, «пиковое» значение давления, которое хорошо укладывается на эмпирическую кривую.

Распределение давления по другим образующим цилиндра  $\varphi = 15, 30, 45$  и  $60^\circ$  при наличии перед ним области отрыва свидетельствует, что действие низкоэнтропийной струи локализовано по  $\varphi$  вблизи критической линии цилиндра, и гипотеза плоских сечений для рассматриваемого пространственного взаимодействия в области «пиковых» значений мало пригодна.

Поступило 29 X 1966

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. Гостехиздат, 1954.
2. Курант Р., Фридрихс К. Ф. Сверхзвуковое течение и ударные волны. Изд. иностр. лит., 1950.
3. Зельдович Я. В., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Физматгиз, 1963.
4. Таганов Г. И. Энтропийные эффекты в гиперзвуковых течениях газа. Аннотац. докл. 2-го Всесоюз. съезда по механике, 1964.
5. Войцеховский Б. В., Митрофанов В. В., Толчяин М. Е. Структура фронта детонации в газах. Изд-во СО АН СССР, 1963.
6. Вюст В. К теории вилкообразных скачков уплотнения. Сб. «Газовая динамика». Изд. иностр. лит., 1950.
7. Векен Ф. Предельные положения вилкообразных скачков уплотнения. Механика. Сб. перев. и обз. ин. период. лит., 1950, № 4.