

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ СФЕРЫ ГИПЕРЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

Ф. С. ВОРОНИН

(Москва)

Теоретическое исследование обтекания тел разреженным газом при гиперзвуковых скоростях сопряжено с большими трудностями, связанными с взаимным влиянием сжимаемости, вязкости и других свойств реального газа, а также трансформацией ударной волны при увеличении разреженности потока. В настоящее время в литературе имеются решения задач главным образом для двух предельных случаев:

- (1) свободномолекулярных течений, или близких к ним;
- (2) течений, близких к течениям сплошной среды с учетом взаимодействия вязкого слоя с невязким потоком.

Для области, промежуточной между этими предельными случаями, не имеется удовлетворительных теоретических решений. Поэтому для получения сведений об особенностях характеристик течения в этой области единственным надежным средством является экспериментальное исследование. Обстоятельный обзор теоретических и экспериментальных исследований по обтеканию затупленных тел гиперзвуковым потоком разреженного газа дан Г. К. Ченгом [1]. Большинство рассмотренных им работ посвящено исследованию области критической точки на различных режимах течения. В частности, Е. Левинский и Х. Иосихара [2], исходя из предположения о применимости уравнений Навье — Стокса в ударном слое, теоретически рассчитали характеристики потока в критической точке сферы при числе $M = 10$ и числах Рейнольдса, равных 10, 100 и 1000. В результате они получили, что при числе Рейнольдса, равном 100, коэффициент давления в критической точке сферы уменьшается примерно на 15% по сравнению с течением сплошной среды. Однако эксперименты Шермана, как указывают сами авторы [2], не подтвердили их расчетных данных. К сожалению, автор не располагает данными Шермана.

В многочисленных экспериментальных исследованиях насадков полного давления, имеющих полусферический носок, при сверхзвуковых скоростях [3, 4] показано, что при $R \approx 10^3$ давление в критической точке начинает падать по сравнению с расчетной величиной, соответствующей течению при больших числах Рейнольдса. При дальнейшем уменьшении числа Рейнольдса до значения в несколько десятков оно достигает минимума и вновь начинает расти. Уменьшение полного давления с уменьшением числа Рейнольдса объясняется влиянием вязкого слоя, в то время как последующий рост — вырождением ударной волны. Экспериментально полученное уменьшение полного давления при исследованиях насадков не превышало 5—6% от значения полного давления при том же числе Маха, но при числах Рейнольдса порядка 10^6 .

Вопросу сверхзвукового обтекания затупленных тел, и в частности, сферы при больших числах Рейнольдса посвящено достаточно много экспериментальных и теоретических работ, результаты которых вполне удовлетворительно совпадают и дополняют друг друга. Что же касается экспериментального исследования обтекания сферы гиперзвуковым потоком разреженного газа, то такие данные практически отсутствуют, за исключением отдельных экспериментов для критической точки.

Одним из методов определения характеристик обтекания тел является исследование распределения давления по их поверхности.

С целью накопления экспериментальных данных для определения характера влияния числа Рейнольдса на обтекание сферы при гиперзвуковых скоростях в настоящей работе проведено экспериментальное исследование распределения давления по поверхности сферы в диапазоне чисел Рейнольдса $R_\infty = 10^2 - 10^4$. Наряду с этим производилась визуализация обтекания сферы по методу тлеющего разряда [5].

1. Методика проведения экспериментов. Экспериментальное исследование распределения давления на сфере в гиперзвуковом потоке разреженного газа связано с определенными трудностями методического характера.

Наряду с необходимостью измерения очень малых абсолютных величин давления интерпретация измеренных величин сама по себе является сложной задачей. При этом необходимо учитывать особенности течения газа внутри измерительной системы: адсорбцию и гажение с внутренних стенок дренажных магистралей, термическую диффузию газа, связанную с разностью температур на концах дренажной магистрали, и ряд других факторов, влияющих как на время установления динамического равновесия в измерительной системе, так и на показания датчика давления, установленного на некотором расстоянии от дренажной точки. Наиболее рациональным было бы размещение датчика давления непосредственно у дренажной точки, однако, учитывая размеры модели и использованных в настоящей работе датчи-

ков давления, такой возможности не было. Исходя из размеров изэнтропического ядра гиперзвукового потока, была исследована сфера диаметром 30 мм с тремя дренажными отверстиями, схема расположения которых представлена на фиг. 1.

С целью исследования влияния размеров дренажных трактов на показания датчика давления при малых плотностях потока дренажные отверстия имели следующие диаметры: 1—0,8 мм; 2—1 мм и 3—3 мм. Внутренние диаметры дренажных трубок, соединенных с отверстиями 1 и 2, равнялись 2 мм, а с отверстием 3—3 мм.

Модель крепилась к державке специального поворотного механизма, обеспечивающего поворот модели относительно центра сферы на $\pm 90^\circ$. Сам механизм находился вне потока. Для уменьшения длины дренажных магистралей, что особенно важно при измерениях низких давлений, на этом же механизме монтировался коллектор, в котором крепились датчики давления. Несмотря на это, длина дренажных трубок все же была равна примерно 250—300 мм. Измерение давления в точках дренажа в диапазоне 0,1333—13,33 н/м² производилось при помощи термомпарных манометров ЛТ-2 с вакуумметром ВТ-2А, которые проходили индивидуальную тарировку по компрессионному манометру Мак-Леода. В диапазоне 13,33—133,3 н/м² давление в точках дренажа измерялось при помощи многоколенного дифференциального манометра, заполненного кремне-органической жидкостью с удельным весом $\gamma = 9594,8$ н/м³.

Перед измерением давления в точках дренажа на определенном режиме обтекания модель вакуумировалась в откачанной до 0,01333 н/м² рабочей части установки, чем достигалось исключение влияния гажения с внутренних стенок измерительной системы. Вакуумирование продолжалось в течение 1—1,5 час. Затем давалось натекание воздуха через сверхзвуковое сопло для обеспечения заданного режима. Записи показаний приборов начинались через 30—40 мин. после установления режима натекания, который затем поддерживался постоянным в течение всего эксперимента, т. е. 2,5—3 час. Поворот модели производился с шагом 10—15°. При этом установление равновесного режима в измерительных магистралах достигалось в течение 10—15 мин после каждого поворота.

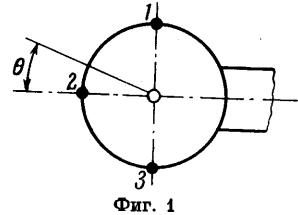
Как показали контрольные измерения давления в начале и конце эксперимента, показания датчиков в соответствующих точках находились в пределах точности термомпарных манометров ЛТ-2, т. е. адсорбция и гажение на внутренних поверхностях дренажных магистралей находились в динамическом равновесии и не влияли на величины измеряемого давления. Что же касается термической диффузии, то была проведена оценка ее влияния по результатам работы [9], которая показала, что эффект от ее влияния при самых низких давлениях и температурах, имевших место в настоящем исследовании, не превышает точности датчиков ЛТ-2. Поэтому поправок на термическую диффузию не делалось.

Для получения гиперзвуковых скоростей потока воздуха использовались три конических и одно профилированное сопло. На каждом сопле за счет изменения давления в форкамере обеспечивалось некоторое изменение числа Маха на выходе из сопла при сохранении достаточного размера изэнтропического ядра потока. Воздух перед поступлением в форкамеру установки подавался в осушитель, работающий по принципу вымораживания паров воды при помощи жидкого азота, а затем подогревался до $573 \pm 5^\circ$ К. Были исследованы режимы обтекания при $M_\infty = 3,87$ —7,60 и $R_\infty = 105$ —515, а также $M_\infty = 9,36$ —9,58 и $R_\infty = 18,065$ —47,495.

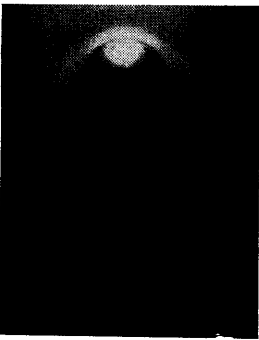
2. Результаты экспериментов и их анализ. Экспериментальное исследование обтекания сферы гиперзвуковым потоком было проведено в области течения со скольжением.

При малых числах Рейнольдса $R_\infty \approx 10^2$ исследованные режимы приближаются к переходной области.

Фотографирование модели в потоке воздуха по методу тлеющего разряда позволяет достаточно надежно определить форму и расстояние отхода фронта ударной волны. Так, в случае, представленном на фиг. 2 ($M_\infty = 4,99$ и $R_\infty = 120$), относительное расстояние отхода фронта ударной волны в точке торможения равно 0,21 радиуса сферы. В [7] для $M_\infty = 6$ и $R_\infty = 220$ это расстояние равно 0,22, т. е. совпадение результатов обеих работ вполне удовлетворительное. В то же время оно примерно на 20% превышает расстояние отхода ударной волны для тех же чисел Маха при числах Рейнольдса $R_\infty \approx 10^6$ [8]. При этом следует иметь в виду, что протяжен-



Фиг. 1



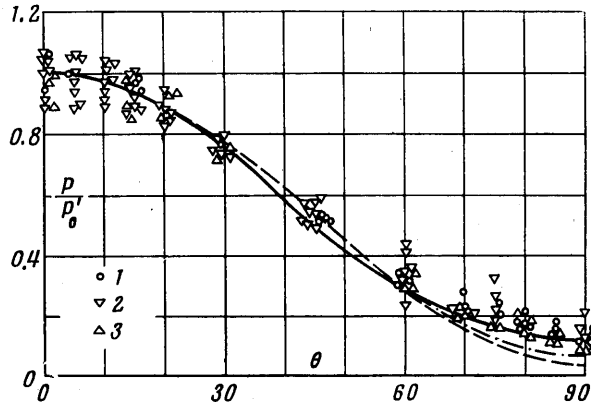
Фиг. 2

ность самой ударной волны может быть соизмерима с радиусом сферы, и расплывшаяся волна практически будет занимать весь сжатый слой.

Экспериментальные данные по распределению давления P к давлению в критической точке P_0' , рассчитанному по формулам для сплошной среды. Такая обработка дает возможность оценить влияние чисел Маха и Рейнольдса на распределение давления по сфере при обтекании ее разреженным газом.

В качестве примера на фиг. 3 представлены данные для режима ($M_\infty = 3.87-4.14$ и $R_\infty = 129-513$), где точки 1, 2, 3 соответствуют точкам дренажа 1, 2, 3 на фиг. 1.

Прежде всего следует отметить, что в диапазоне давлений, измеренных на лобовой части сферы ($\theta \leq 90^\circ$), экспериментальные точки, полученные при помощи



Фиг. 3

дренажных отверстий различных диаметров, взаимно перекрываются. Аналогичная картина наблюдается и на других режимах. Таким образом, при давлении $p \geq 1.333$ н/м² размеры испытанных дренажных отверстий практически не влияют на величину измеряемого давления. Кроме того, из фиг. 3 следует, что примененная донная державка диаметром 14 мм не влияет на распределение давления вплоть до $\theta = 90^\circ$.

Для сравнения на фиг. 3 нанесены также кривые распределения давления: пунктирная — по модифицированной формуле Ньютона [3]

$$P / p_0' = \cos^2 \theta + (p_\infty / p_0') \sin^2 \theta$$

и штрих-пунктирная — по данным О. М. Белоцерковского [9]. На всех исследованных режимах обтекания измеренные величины на большей части передней полусферы ($\theta = 15-60^\circ$) оказались меньше рассчитанных по модифицированной формуле Ньютона. С ростом числа Маха это расхождение увеличивается, достигая при $M_\infty = 9.5$, в окрестности $\theta \approx 45^\circ$, примерно 20%. Аналогичные отклонения от расчета по модифицированной формуле Ньютона наблюдались также в работе [10], где гиперзвуковой поток получался при истечении через сопло, установленное на конце ударной трубы. При этом характер течения в сопле был близок к равновесному. Расчетные данные [9] при $M_\infty \approx 4$ в диапазоне углов $\theta \approx 45^\circ$ практически совпадают с экспериментальными данными настоящей работы. И хотя с увеличением числа Маха расхождения становятся более заметными, все же при $M_\infty = 9.5$ они достигают лишь 10%, т. е. расчетные данные [9] достаточно хорошо подтверждаются настоящими экспериментами в диапазоне чисел $M_\infty = 4-9.5$.

При $\theta > 60^\circ$ экспериментальные точки лежат несколько выше обеих расчетных кривых. Однако, учитывая малое абсолютное значение давления в этой области, эти расхождения не могут существенно отразиться на расчете коэффициента сопротивления сферы, а также при расчете теплообмена. В целом же расчет полного давления на переднюю полусферу по модифицированной формуле Ньютона дает завышенный результат, что необходимо учитывать в практике.

Сравнение экспериментальных значений коэффициента давления C_p в критической точке сферы с теоретической кривой, рассчитанной для течения сплошной среды, показало, что экспериментальные точки с разбросом $\pm 10\%$ группируются вокруг теоретической кривой, и закономерных отклонений от нее не наблюдается. Отсюда можно сделать вывод, что при расчете давления в критической точке за

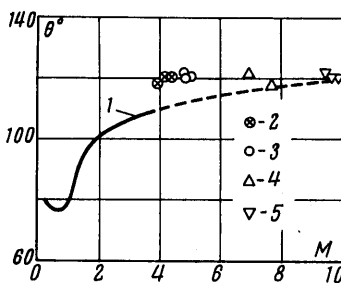
затупленных по сфере тел в диапазоне чисел $M_\infty = 4-10$ практически можно пользоваться соотношениями газовой динамики сплошной среды вплоть до чисел Рейнольдса $R_\infty = 10^2$.

В результате анализа кривых $p/p_0' = f(\Theta)$ для исследованных режимов было определено положение звуковой точки на сфере в зависимости от числа Маха. С увеличением числа Маха звуковая точка на сфере перемещается в направлении критической точки с $\Theta = 43^\circ$ при $M_\infty \approx 4$ до $\Theta = 38^\circ 30'$ при $M_\infty \approx 10$.

Результаты расчетов по [9] при $M_\infty = 4$ совпадают с экспериментальными данными, а с увеличением числа Маха расходятся с ними и при $M_\infty \approx 10$ дают значение положения звуковой точки на $1^\circ 30'$ дальше от критической точки сферы, чем эксперимент. Однако, учитывая разброс экспериментальных точек, практически можно считать удовлетворительным совпадение настоящих экспериментов и расчетов [9].

На фиг. 4 представлены экспериментальные данные по положению точки отрыва потока на сфере. Точка отрыва потока определялась как точка осредненной кривой, построенной по результатам измерения давления на сфере при $\Theta > 90^\circ$, после которой давление с изменением угла Θ остается постоянным вплоть до $\Theta = 180^\circ$. На фиг. 4 дана кривая зависимости 1 положения точки отрыва от числа Маха в диапазоне $0.25 < M_\infty < 4$ и $3 \cdot 10^5 < R_\infty < 3 \cdot 10^6$, построенная по экспериментальным данным [14]. Если эту кривую проэкстраполировать в сторону больших чисел M_∞ (пунктирная кривая), то экспериментальные данные автора, полученные при $M_\infty = 9.36-9.58$ и $R_\infty = 18065-47495$ (точки 5), согласуются с ней достаточно хорошо. Таким образом, экспериментальные данные, полученные в диапазоне чисел $R_\infty = 2 \cdot 10^4-3 \cdot 10^6$, дают единую зависимость положения точки отрыва потока на сфере от числа Маха. При $R_\infty < 10^3$ экспериментальные точки 2 ($M_\infty = 3.87-4.14$, $R_\infty = 129-513$), 3 ($M_\infty = 4.64-4.98$, $R_\infty = 105-240$) и 4 ($M_\infty = 6.88-7.60$, $R_\infty = 215-515$) лежат несколько выше этой кривой. Последнее, по-видимому, объясняется тем, что при числах $R_\infty < 10^3$ вязкость потока играет более существенную роль и безотрывная зона обтекания сферы увеличивается.

Таким образом, на основании проведенного экспериментального исследования можно сделать вывод о распространении соотношений газовой динамики сплошной среды при расчете обтекания лобовой части сферы (в диапазоне чисел $M_\infty = 4-10$) в сторону малых чисел Рейнольдса до $R_\infty = 10^2$.



Фиг. 4

Поступило 18 IX 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Cheng H. K. The blunt-body problem in hypersonic flow at low Reynolds number. IAS Paper, 1963, No. 63-92.
2. Левинский Е., Иосихара Х. Обтекание сферы гиперзвуковым потоком разреженного газа. Сб. «Исследование гиперзвуковых течений», изд. «Мир», 1964.
3. Potter J. L., Bailey A. V. Pressures in the stagnation regions on blunt bodies in the viscous-layer to merged layer regions of rarefied flow. AIAA conference on Physics of entry into planetary atmospheres. New York, 1963.
4. Сухнев В. А. Об определении поправок к показаниям насадков полного напора в сверхзвуковом потоке разреженного газа. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, 1964, № 5.
5. Калугин В. М. Высокочувствительный способ тлеющего разряда для визуализации сверхзвуковых течений разреженного газа. ПМТФ, 1966, № 4.
6. Arney G. D., Bailey A. V. Effect of temperature on pressure measurements. AIAA Journal, 1963, No. 12.
7. Иванов А. В. Экспериментальное определение распределения плотности перед затупленными телами, обтекаемыми сверхзвуковым потоком разреженного газа. ПМТФ, 1964, № 2.
8. Хейз У. Д., Пробстин Р. Ф. Теория гиперзвуковых течений. Изд. иностр. лит., 1962.
9. Белоцерковский О. М. Расчет обтекания осесимметричных тел с отошедшей ударной волной (расчетные формулы и таблицы полей течений). ВЦ АН СССР, 1961.
10. Нагамацу, Гейгер, Шир. Влияние эффектов реального газа на гиперзвуковое обтекание тел затупленной формы. Вопросы ракетной техники, 1960, № 11.
11. Charters A. C., Thomas R. N., The aerodynamic performance of small spheres from subsonic to high supersonic velocities. J. aeronaut. sci., 1945, No. 4.