

5. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. 336 с.
6. Головачев Ю. П., Шмидт А. А. Обтекание затупленного тела сверхзвуковым потоком запыленного газа. – Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, № 3, с. 73–77.
7. Карлсон, Хаглунд. Сопротивление и теплоотдача частиц в соплах ракетных двигателей. – Ракетная техника и космонавтика, 1964, т. 2, № 11, с. 104–109.
8. Полежаев Ю. В., Романченков В. П., Чирков И. В., Шебеко В. Н. Расчетная модель процесса эрозионного разрушения композиционного материала. – Инж.-физ. журн., 1979, т. 37, № 3, с. 395–404.

Ленинград

Поступила в редакцию  
12.IV.1985

УДК 533.6.011.5

## ОСОБЕННОСТИ ГИПЕРЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ МОДЕЛЕЙ В АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ТРУБАХ РАЗЛИЧНОГО КЛАССА

АЛФЕРОВ В. И., ЛАБАЗКИН А. П., РУДАКОВА А. П.

Гиперскоростной режим обтекания характеризуется рядом особенностей, обусловленных влиянием реальных свойств газа. Основными среди них являются: существенное уменьшение расстояния отхода ударной волны от тела, изменение химического состава газа за ударной волной, явление поглощения энтропийного слоя пограничным и т. д. Известно, что в реальных летных условиях эффект поглощения энтропийного слоя оказывает существенное влияние на условия на внешней границе пограничного слоя и величины тепловых потоков, приводя их к значительному увеличению и соответственно к уменьшению толщины пограничного слоя [1].

С точки зрения моделирования гиперскоростной режим полета является наиболее трудным для воспроизведения и наименее изученным. В работе [2] изложены условия, которые необходимо выполнять при моделировании гиперскоростного режима обтекания, и оценены возможности различного типа установок для его моделирования.

В работе [2] сделаны оценки величины отхода ударной волны  $\Delta/R$  от сферы в трубах с омическим подогревом газа и в гиперскоростной аэродинамической установке с магнитогазодинамическим ускорением потока. Показано, что отличие значения  $\Delta/R$  в трубах с омическим подогревом и соответствующих значений натуры в зависимости от высоты и скорости полета составляет 1,5–2 раза, для гиперскоростной аэродинамической установки это отличие составляет  $\sim 15\text{--}30\%$ .

В литературе имеется немало теоретических и экспериментальных работ по обтеканию простейших тел (например, [3–5]), однако систематические количественные данные по исследованию влияния реальных свойств газа на обтекание объекта, движущегося с большой скоростью, а также данные сравнительных испытаний моделей в установках различного класса отсутствуют.

В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования сверхзвукового обтекания полусферы и конусов с большими ( $\theta=40\text{--}65^\circ$ ) углами полураствора в аэродинамических установках различного класса. Проводится сравнение измеренных распределений давления вдоль поверхности полусферы и конусов, а также расстояний отхода ударной волны от полусферы в установках различного класса при одном и том же числе Маха.

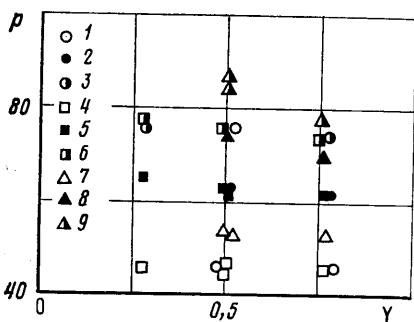
1. Экспериментальные исследования проводились в гиперзвуковых аэродинамических трубах с омическим и электродуговым подогревом газа в форкамере и в гиперскоростной аэродинамической установке при числах Маха  $M=6\text{--}9$  на моделях острых конусов и полусферы. Углы полураствора конусов имели значения  $\theta=40^\circ, 50^\circ, 55^\circ, 56^\circ, 57^\circ, 58^\circ, 59^\circ, 60^\circ, 62^\circ, 65^\circ$ . Диаметр миделя моделей составлял 29 мм. Все модели имели цилиндрическую хвостовую часть. При такой форме моделей влияние донного давления на пограничный слой на конусе невелико и не должно приводить к нарушению коничности течения вдоль образующей конусов с присоединенным скачком уплотнения [6].

Во время испытаний измерялось полное давление в форкамере  $p_0$ , распределение статического давления по соплу и моделям  $p$ . Для контроля равномерности потока измерялись поля  $p_0'$  насадком полного давления в нескольких сечениях от среза сопла. Все испытания проводились при нулевом угле атаки. Во время испытаний снималась картина обтекания моделей.

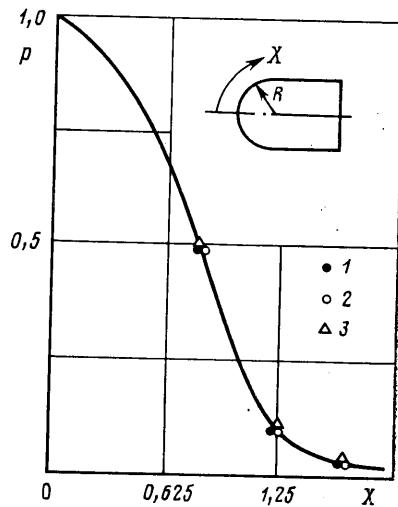
Поскольку в испытаниях использовались конические сопла, была выполнена оценка степени неравномерности набегающего потока. Степень неравномерности потока определяется параметром  $d=R/r^*$  [7] и отношением  $L/R$  [8]. Здесь  $R$  – радиус обтекаемого тела,  $r^*$  – радиус сферического сверхзвукового источника,  $L$  – расстояние от центра источника до обтекаемого тела. Для труб с омическим и

электродуговым подогревателем  $d=0,48$ ,  $L/R=26$ , для гиперскоростной установки  $d=0,7$ ,  $L/R=20$ . Влияние коничности потока на характер обтекания моделей в этом случае невелико и находится в пределах погрешности измерений.

При проведении экспериментов по обтеканию тел необходимо знание параметров набегающего потока, в частности числа Маха  $M_\infty$  и статического давления  $p_\infty$ . Методика оценки параметров потока в рабочей части при течении совершенного газа общеизвестна. При течении газа в сопле установки с электродуговым подогревателем и в сопле гиперскоростной установки имеют место эффекты неравновесности. Часть энергии замораживается в сопле в виде энергии внутренних степеней свободы и химических реакций. Замораживается также показатель адабаты  $\gamma$ . Поэтому расчет течения в соплах этих установок проводился с учетом



Фиг. 1



Фиг. 2

уравнений химической кинетики при использовании экспериментально измеренного распределения давления по длине сопла. Достоверность расчетов контролировалась совпадением рассчитанной и измеренной в эксперименте величины давления торможения за прямым скачком уплотнения  $p'_0$ .

2. Некоторые результаты экспериментов в гиперзвуковых трубах с омическим (I), электродуговым (II) подогревателем и в гиперскоростной аэrodинамической установке (III) при  $M=8,5$  приведены на фиг. 1-2. Параметры потока в трубах при  $M=8,5$  сведены в таблицу.

На фиг. 1 показаны распределения давления вдоль поверхности конусов с присоединенной ударной волной в виде отношения давления на поверхности конуса  $p$  к давлению набегающего потока  $p_\infty$ . Ордината  $Y$  отнесена к радиусу миделя модели. Точки 1-3 соответствуют результатам, полученным в трубе с омическим подогревателем, 4-6 – в трубе с электродуговым подогревателем, 7-9 – в гиперскоростной аэродинамической установке для углов полураскрытия  $\theta=40, 50, 55^\circ$  соответственно. Видно, что давление на конусе с углом полураскрытия  $\theta=40^\circ$  (точки 1, 4, 7) постоянно вдоль образующей для всех типов установок. При обтекании конусов с углом полураскрытия  $\theta>50^\circ$  давление падает по мере удаления от носка конуса. (Заметим, что при обтекании конусов потоком совершенного газа (I) при  $M_\infty<7$  давление строго постоянно вдоль образующей для всех конусов с присоединенным скачком уплотнения.) Такое распределение давления при обтекании конуса с присоединенной ударной волной соответствует неравновесному обтеканию с образованием релаксационного слоя, при этом угол наклона скачка меняется между своими предельными значениями для замороженного и равновесного обтекания [9]. На фотографиях конусов с присоединенным скачком уплотнения заметно изменение угла наклона скачка, усиливающееся с увеличением полуугла конуса.

Анализ формы и измерение расстояния отхода ударной волны от тела производились с помощью аппарата «Микрофот» при увеличении в 4,9 раза и увеличителя «PENTAKTA» при увеличении в 14,5 раза.

На фиг. 2 приведено распределение давления вдоль контура полусферы в виде отношения давления на поверхности модели  $p$  к давлению в критической точке  $p'_0$ . Координата  $X$  отнесена к радиусу миделя модели. Там же нанесены результаты расчета обтекания модели по модифицированной теории Ньютона (сплошная линия). Видно, что измеренные величины удовлетворительно согласуются с рассчитанными.

3. Сравнение результатов экспериментов в гиперзвуковых трубах различного класса проводилось при одном и том же числе Маха по следующим основным характеристикам: 1) распределение давления по поверхности модели; 2) величина отхода ударной волны от затупленного тела в окрестности критической точки  $\Delta/R$ ; 3) критический угол конуса, при котором возникает отход ударной волны от его носика; 4) угол наклона ударной волны у конусов.

Сравнение обтекания полусферы в гиперзвуковых аэродинамических трубах различного класса показало, что независимо от типа трубы распределения давлений  $p/p_0'$  с точностью до измерения совпадают и соответствуют модифицированной теории Ньютона. Распределение давления вдоль поверхности конусов существенно зависит от типа установки. Если для трубы с омическим подогревателем оно практически зависит от типа установки.

Тип установки	$p_0$ , Па	$T_0$ , К	$p_\infty$ , Па	$T_\infty$ , К	$U_\infty$ , м/с	$\gamma$	$Re_D$
I	$51 \cdot 10^5$	650	540	50	1100	1,4	$2,8 \cdot 10^5$
II	$35 \cdot 10^5$	3450	110	300	2900	1,4	$5,6 \cdot 10^3$
III	—	—	75	740	6150	1,55	$1,3 \cdot 10^3$

технически постоянно вдоль образующей конусов во всем диапазоне углов полурастворения, то для условий трубы с электродуговым подогревателем оно несколько уменьшается вдоль поверхности, причем величина указанного эффекта зависит от угла полураскрытия конуса. Так, для угла  $\theta=40^\circ$  этот эффект практически отсутствует, при  $\theta=50^\circ$  он незначителен, при  $\theta=55^\circ$  определенно заметен и для  $M=8,5$  составляет величину  $\delta p/p \sim 5\%$ . При обтекании конуса с углом  $\theta=55^\circ$  в гиперскоростной аэrodинамической установке величина  $\delta p/p$  составляет  $\sim 15\%$ .

Параметром, позволяющим оценить влияние реальных свойств газа на обтекание,

является величина  $\varepsilon = \int_0^\infty \left( \frac{\rho}{\rho_\infty} d\xi \right)^{-1}$ , где  $\rho_\infty$  — плотность газа перед скачком,

$\rho$  — плотность газа за скачком. Параметр  $\varepsilon$  связан с величиной отхода ударной волны от тела соотношением  $\Delta/R \approx 0,82\varepsilon$  [10], а также определяет форму ударной волны, степень завихренности течения около тела, распределение давления и, следовательно, моментные характеристики объекта [11, 12]. Величина отхода ударной волны от полусферы ( $\Delta$  — расстояние от фронта ударной волны до тела в критической точке,  $R$  — радиус тела) для труб различного типа меняется заметным образом. Так, при числе  $M=8$  оно имеет значение  $\Delta/R \sim 0,16$  для трубы с омическим подогревателем,  $\Delta/R \sim 0,14$  для трубы с электродуговым подогревателем,  $\Delta/R \sim 0,08$  для гиперскоростной аэrodинамической установки.

Из проведенных экспериментов следует, что в установках с электродуговым подогревом газа в форкамере и особенно в гиперскоростной аэrodинамической трубе при обтекании конусов на их поверхности возникает релаксационный энтропийный слой. При этом начальный угол наклона скачка уплотнения соответствует параметрам замороженного набегающего потока, приведенным в таблице.

Расстояние отхода ударной волны от полусферы при одинаковых числах  $M$  потока зависит от интенсивности физико-химических процессов в ударном слое. В установках с электродуговым подогревом при адиабатическом расширении газа в сопле происходит их замораживание и соответственно замораживания энергии, находящейся во внутренних степенях свободы. Это приводит к уменьшению доли энергии, которая может перейти во внутренние степени свободы при движении газа за ударной волной около тела. В гиперскоростной установке основная энталпия потока, несмотря на заметную степень диссоциации  $O_2$ , заключена в его кинетической энергии. Поэтому за ударной волной имеет место интенсивный сток энергии во внутренние степени свободы, приводящий к уменьшению температуры и росту плотности газа и соответственно к уменьшению величины отхода ударной волны от полусферы.

Таким образом, воспроизведение эффектов реального газа при гиперзвуковом обтекании тел возможно в гиперскоростных аэrodинамических трубах и в значительно меньшей степени в установках с электродуговым нагревом газа.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Goodrich W. D., Li C. P., Houston C. K., Chiu P. B., Olmedo L. Numerical computations of orbiter flowfields and laminar heating rates.— J. Spacecraft and Rockets, 1977, v. 14, № 5, p. 257.
2. Алферов В. И., Витковская О. Н. К вопросу моделирования гиперскоростного режима обтекания тел в аэrodинамических трубах.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1983, № 1, с. 125–130.

3. *Maslen S. H. Inviced Hypersonic Flow Past Smooth Symmetric Bodies.* – AJAA Journal, 1964, № 6, p. 103–111.
4. Гусев В. Н., Ерофеев А. И., Климова Т. В., Перепухов В. А., Рябов В. В., Толстых А. И. Теоретические и экспериментальные исследования обтекания тел простой формы гиперзвуковым потоком разреженного газа. – Тр. ЦАГИ, 1977, вып. 1855. 43 с.
5. Кузнецов М. М., Полянский О. Ю. Распределение давления на клине и конусе в гиперзвуковом неравновесном потоке газа. – Уч. зап. ЦАГИ, 1982, т. 13, № 4, с. 42–49.
6. Амарантова И. И., Буковшин В. Г., Шустов В. И. Экспериментальные исследования обтекания острых конусов с околокритическими и закритическими углами раствора. – Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, № 2, с. 195–198.
7. Храмов Н. Е. Расчет обтекания сферы неравномерным потоком газа. – ПММ, 1965, т. 29, вып. 1, с. 175–177.
8. Лебедев М. Г., Савинов К. Г. Удар неравномерного сверхзвукового потока газа в плоскую преграду. – Изв. АН СССР. МЖГ, 1969, № 3, с. 164–171.
9. Лучев В. В. Гиперзвуковая аэродинамика. М.: Машиностроение, 1975. 327 с.
10. Агафонов В. П., Вертушкин В. К., Гладков А. А., Полянский О. Ю. Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике. М.: Машиностроение, 1972. 344 с.
11. Seiff A. Atmosphere entry problems of manned interplanetary flight. – AJAA Eng. Problems of manned interplanetary exploration. Techn. papers meeting. Sept. 30 – Oct. 1, 1963, p. 19.
12. Хейз У. Д., Пробстин Р. Ф. Теория гиперзвуковых течений. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. 607 с.

Москва

Поступила в редакцию  
23.I.1985

УДК 533.6.011.72:534.222

## К РАСЧЕТУ ВОЛН КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

МАКАРОВ С. Н., ФИЛИППОВ Б. В.

Исследуется третье (газодинамическое) приближение теории волн конечной амплитуды [1–3]. Полученное эволюционное уравнение для скорости газа интегрируется аналитически. В качестве примеров рассматриваются две известные задачи: о распространении стационарного симметричного скачка плотности [2] и о количественном описании акустического ветра [1, 3]. Решение второй задачи записывается для случая произвольных акустических чисел Рейнольдса.

1. С выводом уравнений второго приближения теории волн конечной амплитуды для недиспергирующего газа [1] связано следующее утверждение. Если амплитуда плоской волны и диссипативные коэффициенты характеризуются по величине одним и тем же малым параметром  $\varepsilon \ll 1$ , то после введения медленной координаты  $z_1 = \varepsilon x$  и перехода к времени  $\tau = t - x/c_0$  в движущейся системе координат для плотности  $\rho$ , скорости  $v$  и удельной энтропии газа  $s$  имеет место разложение

$$\begin{aligned} v(\tau, z_1, \varepsilon) &= \varepsilon v_0'(\tau, z_1) + o(\varepsilon) \\ \rho &= \rho_0 + \varepsilon \rho_0' + o(\varepsilon), \quad s = s_0 + \varepsilon^2 s_0'' + o(\varepsilon^2) \\ \frac{\partial}{\partial x} &= -\frac{1}{c_0} \frac{\partial}{\partial \tau} + \varepsilon \frac{\partial}{\partial z_1}, \quad \frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \tau} \end{aligned} \tag{1.1}$$

Подстановка (1.1) в систему уравнений неразрывности, импульса и энтропии для политропного газа дает соотношения

$$\begin{aligned} \rho_0' &= \frac{\rho_0}{c_0} v_0', \quad \frac{\partial v_0'}{\partial z_1} - \frac{\gamma+1}{2c_0^2} v_0' v_{0\tau}' - \frac{b'}{2\rho_0 c_0^3} v_{0\tau\tau}' = 0 \\ s_0'' &= \frac{\gamma-1}{\rho_0 c_0^3} x' v_{0\tau}', \quad c_0 \rho - \rho_0 v = \frac{3-\gamma}{4c_0} \rho_0 v^2 - \frac{b}{2c_0^2} v_\tau + o(\varepsilon^2) \end{aligned} \tag{1.2}$$

включающие уравнение Бюргерса. Здесь  $b' = b/\varepsilon$ ,  $x' = x/\varepsilon$ ; остальные обозначения постоянных общеприняты.

В настоящей работе для вывода упрощенных уравнений движения предлагается продолжить разложение (1.1) регулярным образом, введя еще одну независимую