

Как видно из этой формулы, а также на фиг. 4, Δ может стать как угодно большим при $\alpha_0 \rightarrow \pi$ и $r \rightarrow \infty$.

При фиксированных α_0 , r и M_0 разность хода Δ не зависит от времени, т. е. можно сделать вывод, что закругленная вершина угла воздействует на профиль ударной волны таким образом, что он «помнит» об этом воздействии в течение всего дальнейшего процесса распространения. Это утверждение экспериментально проверено в пределах испытательной секции, а именно отношение l/r , где l — длина плоского участка стены после скругления для точек 1–5 на фиг. 3 равнялось соответственно 17,6; 1,9; 0,6; 13,2; 1,2. Таким образом, в данной работе экспериментально показано, что скорость пристеночной части дифрагированной ударной волны на плоском участке после скругления постоянна, не зависит от радиуса скругления и достигает значения соответствующей скорости при дифракции на таком же угле без скругления.

Экспериментально обнаружено, что под воздействием закругленного угла профиль дифрагированной ударной волны изменяет свою форму по сравнению с дифракцией на угле с острой кромкой и «запоминает» это воздействие в течение всего дальнейшего движения.

На основе экспериментально обнаруженных закономерностей получено уравнение движения ударной волны по цилиндрической поверхности, а также уравнения для ее скорости и ускорения. Определена зависимость разности хода Δ пристеночных частей двух одинаковых ударных волн, дифрагированных на закругленном угле и на угле с острой кромкой от угла дифракции α_0 , радиуса закругления r и числа Маха падающей ударной волны M_0 .

ЛИТЕРАТУРА

1. Gvozdeva L. G., Bazhenova T. V., Lagutov Yu. P., Fokeev V. P. Shock wave interaction with cylindrical surfaces.— Arch. Mech. stosow., 1980 (1981), v. 32, № 5, p. 693–702.
2. Гвоздева Л. Г., Харитонов А. И., Сухоруких В. С., Лагутов Ю. П. Применение голографического интерферометра для исследования дифракции ударных волн.— В кн.: Оптические методы исследований газовых потоков. Минск, 1979, с. 79–81.
3. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977. 274 с.
4. Bazhenova T. V., Gvozdeva L. G., Zhilin Yu. V. Change in the shape of the diffracting shock wave at a convex corner.— Acta Astronautica, 1979, v. 6, № 3–4, p. 401–412.
5. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г., Комаров В. С., Сухов В. Г. Исследование дифракции сильных ударных волн на выпуклых углах.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1973, № 4, с. 122–134.
6. Skews B. W. The shape of a diffracting shock wave.— J. Fluid Mech., 1967, v. 29, № 2, p. 297–304.
7. Skews B. W. The perturbed region behind a diffracting shock wave.— J. Fluid Mech., 1967, v. 29, № 4, p. 705–719.

Москва

Поступила в редакцию
29.VII.1981

УДК 533.6.011.8

АЭРОДИНАМИКА СФЕРЫ, ГАЗИРУЮЩЕЙ В ПОТОКЕ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

ЛАРИНА И. Н., РЫКОВ В. А.

Закономерности обтекания сферы потоком разреженного газа с условием непротекания на поверхности изучены достаточно подробно как экспериментальными, так и численными методами. При наличии на сфере вдува, направленного против набегающего потока, появляются новые закономерности, обусловленные отжатием основного потока от тела. Задача обтекания тела со вдувом ранее рассматривалась в режиме сплошной среды [1–3], а при кинетическом подходе — в режиме, близком к свободномолекулярному [4, 5].

В настоящей работе рассмотрение проводится в переходном режиме на основе системы двух модельных кинетических уравнений Крука. Первое уравнение определяет функцию распределения молекул набегающего потока, второе уравнение описывает функцию распределения молекул, истекающих с поверхности тела. Введение двух сортов газа позволяет проследить за распределением по пространству истекающих молекул и определить, какая их часть возвращается на тело в результате столкновений. Численным методом получены коэффициент сопротивления сферы и поток энергии к ней в зависимости от интенсивности вдува, выявлены приближенные законы подобия.

1. Примем, что молекулы набегающего потока имеют ту же массу и то же сечение столкновения, что и молекулы, газирующие с поверхности сферы. Состояние газа

набегающего потока (первый сорт) будем описывать функцией распределения $f_1(x_i, \xi_i)$, а состояние газа, выпускаемого поверхностью (второй сорт), — функцией распределения $f_2(x_i, \xi_i)$.

Система модельных уравнений Крука, определяющих эти функции, имеет вид

$$\xi_i \frac{\partial f_k}{\partial x_i} = v(F_k - f_k), \quad k=1, 2 \quad (1.1)$$

$$v = \frac{4}{5\sqrt{\pi}} \frac{1}{\text{Kn}} \frac{nT}{\mu(T)}, \quad F_k = n_k (\pi T)^{-3/2} \exp\left(-\frac{c^2}{T}\right)$$

$$n_k = \int f_k d\xi, \quad n = n_1 + n_2, \quad c_i = \xi_i - U_i, \quad \text{Kn} = \frac{\lambda_\infty}{2R_0}$$

$$nU_i = \int f \xi_i d\xi, \quad nT = \frac{2}{3} \int c^2 f d\xi, \quad f = f_1 + f_2, \quad B = \frac{T_\infty}{T_*}, \quad T_* = \frac{\varepsilon}{k}$$

$$\mu(T) = \frac{T^{3/2} \psi(B)}{\psi(BT)}, \quad \psi(t) = 0,767 - 0,233t^{-1/2} \exp[-1.17(t-1)]$$

где F_1 и F_2 — равновесные функции распределения для частиц первого и второго сортов соответственно, U , T — скорость и температура смеси газов, $\mu(T)$ — вязкость смеси, соответствующая потенциалу Леннарда-Джонса [6], ε — глубина потенциальной ямы, k — постоянная Больцмана, R_0 — радиус сферы, λ_∞ — длина пробега молекул в набегающем потоке, T_∞ — температура в набегающем потоке, Kn — число Кнудсена. При обезразмеривании уравнений в качестве характерных величин выбрали: плотность газа на бесконечности n_∞ , радиус сферы R_0 и тепловую скорость $v_0 = (2kT_\infty/m)^{1/2}$.

Граничные условия в набегающем потоке и на поверхности тела имеют вид

$$f_{\infty 1} = \pi^{-3/2} \exp[-(\xi - S)^2], \quad f_{\infty 2} = 0 \quad (1.2)$$

$$f_{w1} = n_{w1} (\pi T_w)^{-3/2} \exp(-\xi^2/T_w), \quad f_{w2} = f_{w1} n_{w2}/n_{w1}, \quad (\xi_n > 0) \quad (1.3)$$

$$n_{w1} = -2 \left(\frac{\pi}{T_w}\right)^{1/2} \int_{\xi_n < 0} \xi_n f_1 d\xi$$

Здесь S — безразмерная скорость набегающего потока, T_w — температура поверхности, величина n_{w1} определяется из условия непротекания для частиц первого сорта.

Распределение величины n_{w2} по передней полусфере задавалось в виде $n_{w2} = n_0 \cos \alpha$, где α — угол, отсчитываемый от луча, проходящего через центр и лобовую точку сферы. На задней полусфере газирование отсутствует. Выставленные граничные условия соответствуют поглощению частиц второго сорта на поверхности тела.

В качестве параметра, характеризующего интенсивность газирования, выбрана величина I_s — отношение потока частиц I_w , газифицирующих с единичного элемента поверхности сферы в лобовой точке, к потоку частиц, протекающему через единичное сечение на бесконечности: $I_s = I_w/S$, $I_w = 1/2 n_{w2} \sqrt{T_w/\pi}$.

Численное решение уравнений (1.1) с граничными условиями (1.2), (1.3) проводилось по схеме работы [7]. Условия в набегающем потоке ставились на расстоянии $5R_0$ от поверхности сферы, численное интегрирование уравнений вдоль характеристических параметров S , Kn , B , T_w и I_s .

При гиперзвуковых режимах обтекания вместо числа Кнудсена Kn более удобным является число Рейнольдса Re_0 [6]

$$\text{Re}_0 = \frac{16}{5\sqrt{\pi}} \frac{1}{\text{Kn}} \frac{\psi[B(1+2/5S^2)]}{\psi(B)} \left(\frac{S^2}{1+2/5S^2}\right)^{3/2}$$

Поэтому результаты расчетов представлены в системе параметров: S , Re_0 , B , T_w и I_s .

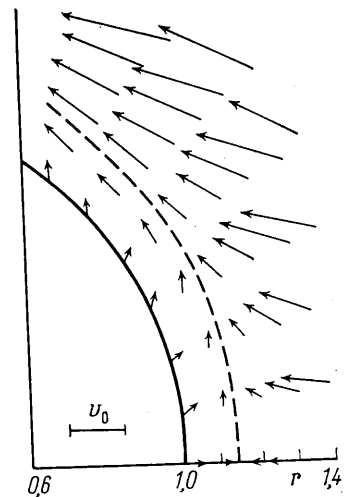
На фиг. 1 показано характерное поле скоростей около сферы, полученное при значениях параметров $S=7$, $T_w=1$, $I_s=0,54$, $\text{Re}_0=0,63$, $B=3$. Штриховой линией нанесена линия тока, проходящая через критическую точку. Результаты расчетов свидетельствуют о том, что величина отхода δ критической точки от поверхности тела зависит от I_s приблизительно по линейному закону и слабо зависит от значения Re_0 .

Пусть I' — поток частиц второго сорта, возвращающихся на единичный элемент поверхности сферы в лобовой точке. На фиг. 2 представлено отношение $I' = I/I_w$ как функция числа Рейнольдса Re_0 . Данные, отвечающие цифрам 1–3, получены при $S=4$, $T_w=5,2$, $B=0,5$ и $I_w = \{0,7; 1,95; 2,65\}$. Из графиков видно, что при малых числах Рейнольдса величина I' не зависит от интенсивности вдува I_w [5], в то время как при умеренных числах Рейнольдса кривые расслаиваются и зависимость от I_w имеет место.

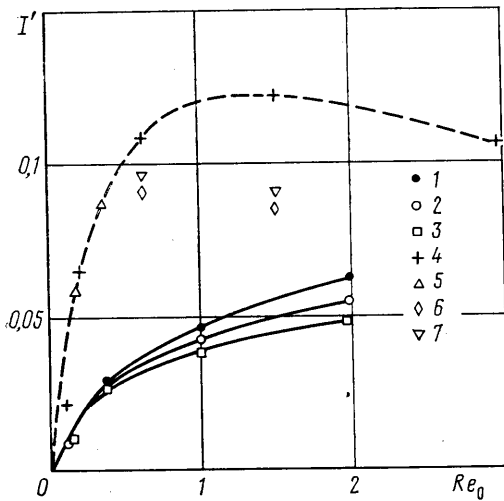
Данные, отвечающие цифрам 4, 5, получены при одинаковом значении $I_w=1,26$, $S=7$, $T_w=1$ и различных значениях B , равных 3 и 0,5 соответственно. Результаты 4 и 5 ложатся на одну кривую зависимости I' от Re_0 , что свидетельствует о том, что при больших числах S и фиксированном I_w параметр B входит только в Re_0 и имеет место приближенный закон подобия $I' = \Phi(Re_0)$.

Из графика видно, что зависимость I' от Re_0 имеет немонотонный характер: при малых числах Рейнольдса в соответствии с теорией одного соударения кривая круто возрастает, при умеренных числах Рейнольдса достигает максимума и затем плавно спадает. При больших числах Рейнольдса это отношение должно стремиться к конечному пределу, соответствующему истечению газа в режиме сплошной среды. Такой характер поведения качественно можно пояснить следующим образом. Испытывая первое столкновение, частицы рассеиваются в основном внутрь местного конуса Маха, расположенного по потоку. При малых числах Рейнольдса первые столкновения происходят столь далеко, что поверхность тела захватывают конусы Маха, приходящие лишь из небольшой части пространства, и поэтому поток частиц, возвращающихся на тело, мал. С увеличением числа Рейнольдса (т. е. с уменьшением длины свободного пробега) столкновения по-прежнему еще происходят в сверхзвуковой части набегающего потока, но в области, расположенной ближе к поверхности тела, что приводит к увеличению потока возвращающихся частиц. Уменьшение потока частиц на тело при дальнейшем увеличении числа Рейнольдса, по-видимому, связано с тем, что первые столкновения частиц, вылетевших с поверхности тела, происходят в области, где скорость газа направлена уже от тела, и частицы в основном сносятся потоком, идущим от тела.

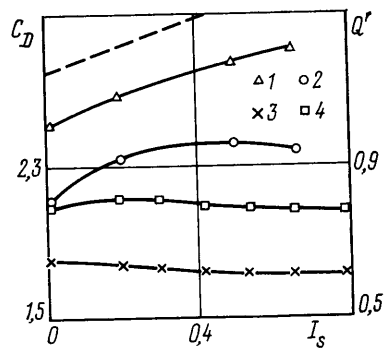
На фиг. 3 представлены значения коэффициента сопротивления C_D в зависимости от параметра I_s .



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

Штриховой линией нанесены результаты свободномолекулярного обтекания со вдувом для $S=4$ и $T_w=4,5$. Результаты, отвечающие цифрам 1-2, получены при $Re_0 = \{0,4; 2\}$ соответственно и значениях $S=4$, $T_w=4,5$, $B=0,5$, а цифре 3 - при $Re_0=1,5$, $S=7$, $T_w=1$.

Полученные данные свидетельствуют о немонотонном изменении коэффициента сопротивления C_D в зависимости от I_s . Поведение C_D определяется двумя факторами: с одной стороны, рост I_s приводит к появлению реактивной силы, увеличивающей C_D , с другой стороны, рост I_s вызывает отжатие набегающего потока испаряющимися частицами и уменьшение благодаря этому импульса, приходящего на тело. В зависимости от параметров задачи суммарное влияние этих факторов на величину C_D может быть различным. Так, например, результаты, полученные для более разреженного газа $Re_0=0,4$, показывают, что C_D монотонно увеличивается с ростом I_s . Для более

плотного газа ($Re_0=2$) величина C_D , начиная с некоторого I_s , убывает. При больших I_s величина C_D , достигнув минимума, начнет возрастать из-за увеличения реактивной силы истекающей струи. Рост C_D с увеличением I_s наблюдается в режиме сплошной среды на основе решений уравнений газовой динамики [3] и в эксперименте [4].

На фиг. 3 цифрой 4 отмечены значения потока энергии Q' в лобовой точке сферы ($Q'=-Q/S^3$), полученные для $S=7$, $T_w=1$, $Re_0=1,5$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гершбейн Э. А. Теория гиперзвукового вязкого ударного слоя при больших числах Рейнольдса и при сильном вдуве инородных газов.— ПММ, 1974, т. 38, в. 6, с. 1015–1024.
2. Коваль М. А., Стулов В. П., Швец А. И. Экспериментальное исследование сверхзвукового обтекания затупленных тел с сильным распределенным вдувом.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, № 3, с. 84–96.
3. Белоцерковский О. М. Численное моделирование струйных задач газовой динамики.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, № 1, с. 5–17.
4. Robertson S. J. Bhatnagar-Gross-Krook model solution of back-scattering of outgas flow from spherical spacecraft.— In: Rarefied gas dynamics. N. Y.: AIAA Publ., 1977, p. 479–489. (Progr. in astronaut. and aeronaut. V. 51).
5. Власов В. И., Жестков Б. Е., Омелик А. И. Собственная атмосфера вблизи орбитального аппарата и моделирование условий на его поверхности.— В кн.: Динамика разреженного газа: Тр. VI Всесоюз. конф. Ч. 2. Новосибирск, 1980, с. 159–164.
6. Ларина И. Н., Рыков В. А. Исследование обтекания сферы двухатомным разреженным газом.— В кн.: Численные методы в динамике разреженных газов. Вып. 4. М.: ВЦ АН СССР, 1979, с. 52–68.
7. Ларина И. Н. Исследование обтекания холодной сферы потоком разреженного газа при очень больших числах Маха.— В кн.: Численные методы в динамике разреженных газов. Вып. 4. М.: ВЦ АН СССР, 1979, с. 39–50.

Москва

Поступила в редакцию
22.VII.1984

УДК 533.601.15

ВЯЗКИЙ УДАРНЫЙ СЛОЙ У ПОВЕРХНОСТИ ЗАТУПЛЕННОГО ТЕЛА В РАСХОДЯЩЕМСЯ СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

ГОЛОВАЧЕВ Ю. П., ЛЕОНТЬЕВА Н. В.

Для экспериментального изучения проблем, связанных со сверхзвуковым и гиперзвуковым движением тел, применяются установки, в которых исследуется обтекание моделей недорасширенными сверхзвуковыми струями [1, 2]. В таких экспериментах модель находится в неравномерном газовом потоке, параметры которого зависят от координат.

Математической моделью неравномерного (расходящегося) набегающего потока указанного типа может служить течение от сверхзвукового источника. Задача об обтекании лобовой поверхности затупленного тела потоком идеального газа от сверхзвукового источника рассматривалась в [3–5]. В [6] в рамках теории пограничного слоя исследовалось влияние неравномерности на конвективный нагрев поверхности тела при больших числах Рейнольдса.

В данной работе представлены результаты расчетов обтекания сферического затупления сверхзвуковым расходящимся потоком, полученные с использованием уравнений Навье – Стокса. Рассматриваются течения при умеренных числах Рейнольдса. Исследовано влияние неравномерности набегающего потока на поле течения в ударном слое и распределение давления, коэффициента трения и теплового потока по поверхности сферы.

1. Центры обтекаемой сферы радиуса R_w и сферического источника радиуса r_* расположены на расстоянии l друг от друга. На поверхности источника задаются значения давления p_* и плотности ρ_* , скорость истечения газа принимается равной критическому значению $V_* = (\gamma p_* / \rho_*)^{1/2}$. Модуль вектора скорости газа $V(R, \theta)$, плотность $\rho(R, \theta)$ и давление $p(R, \theta)$ перед фронтом отошедшей ударной волны находят-ся из решения уравнений стационарного радиального сверхзвукового течения:

$$\frac{V}{V_*} = \left(\frac{r_*}{r} \right)^2 \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{1/\gamma-1} \left[1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \left(\frac{V}{V_*} \right)^2 \right]^{-1/\gamma-1}$$

$$\frac{\rho}{\rho_*} = \left(\frac{r_*}{r} \right)^2 \frac{V_*}{V} \quad (1.1)$$