

Расчеты по исследованию влияния длины иглы на сопротивление цилиндра с иглой были проведены при  $M=2$ ,  $Re=10^4$  и длинах игл  $L=0; 1,9r_0; 3,9r_0; 6,5r_0$ . Расчеты показали, что лобовое сопротивление тела с увеличением  $L$  от 0 до  $\sim 2r_0$  меняется незначительно, поскольку перед телом возникает отошедший скачок, близкий к прямому у оси симметрии. При этом вдоль иглы образуется неконическая отрывная зона, начинающаяся на некотором расстоянии от ее вершины. Ожидаемое при этом поведение размеров отрывной зоны представлено на фиг. 5 пунктирными линиями. На лобовой поверхности происходит перераспределение давления с максимумом вблизи угловой кромки. При увеличении длины иглы  $L$  от 2 до 3 имеет место резкое изменение сопротивления тела, обусловленное изменением режима обтекания в связи с трансформацией отошедшей ударной волны и образованием присоединенного конического скачка. В этом диапазоне  $L$  возможна существенная нестационарность режимов обтекания цилиндра с иглой. На фиг. 5 (кривая 3) приведено изменение с  $L$  осредненного по площади давления на лобовой поверхности цилиндра  $p_0$ , т. е. сопротивления тела, а также длины  $l$  (кривая 2) и высоты  $h$  отрывной зоны (кривая 1). При дальнейшем увеличении  $L$  сопротивление цилиндра с иглой монотонно уменьшается, что связано с увеличением длины отрывной зоны  $l$  и уменьшением ее угла конусности. В диапазоне  $L=4,5$  и  $5,0$  результаты расчета хорошо согласуются с экспериментальными данными [1], которые на фигуре показаны точками. Следует отметить, что при всех исследованных длинах игл точка отрыва потока всегда находилась на некотором расстоянии от ее вершины. Это обусловлено тем, что для возникновения отрыва потока кроме положительного градиента давления необходимо наличие еще энергетических потерь в потоке, вызванных, например, трением о поверхность иглы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Чжен П. Отрывные течения. Т. 1—3. М.: Мир, 1972.
2. Moeskel W. E. Flow separation ahead of blunt bodies at supersonic speeds.— NASA, 1951, TN 2418, p. 39.
3. Ковалев Б. Д., Мышенков В. И. Расчет вязкой сверхзвуковой струи, истекающей в затопленное пространство.— Уч. зап. ЦАГИ, 1978, т. 9, № 2, с. 9—18.
4. Березин Ю. А., Ковеня В. М., Яценко Н. Н. Об одной неявной схеме расчета течения вязкого теплопроводного газа.— В кн.: Численные методы механики сплошной среды. Т. 3, № 4. Новосибирск, 1972, с. 3—18.
5. Мышенков В. И. Численное исследование отрывного течения перед уступом.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 5, с. 72—79.
6. Chapman D. R., Kuehn D. M., Larson H. K. Investigation of separated flows in supersonic and subsonic streams with emphasis on the effect of transition.— NASA Rep., 1958, № 1356, 40 p.
7. Мышенков В. И. Отрывные течения около цилиндра с плоским торцом.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 2, с. 3—10.
8. Bogdonoff S. M., Vas I. E. Preliminary investigations of spiked bodies at hypersonic speeds.— J. Aerospace Sci., 1959, v. 26, № 2, p. 65—74.

Москва

Поступила в редакцию  
25.XII.1979

УДК 533.6.011.8

#### АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВРАЩАЮЩИХСЯ ТЕЛ В МНОГОКОМПОНЕНТНОМ ПОТОКЕ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

АБРАМОВСКАЯ М. Г., БАСС В. П.

Рассматривается близкое к свободномолекулярному обтекание тел различной геометрической формы (сфера, диск, конус) гиперзвуковым потоком разреженного газа. Исследуется влияние состава газа атмосферы на аэродинамические характеристики указанных тел при их несимметричном обтекании с учетом вращения вокруг одной из осей.

Основным характерным параметром течения является длина свободного пробега отраженных от обтекаемой поверхности частиц в поле набегающих. Для частиц, моделируемых твердыми сферами диаметра  $d$ , в случае однородного по составу потока с соответствующими средними параметрами она равна

$$(1) \quad \lambda_{21} = \frac{V_2}{\sigma_{21} g_{21} n_1}$$

где  $V_2$  — скорость отраженной частицы;  $\sigma_{21} = \pi d^2$  — сечение столкновения;  $g_{21} = |V_1 - V_2|$  — относительная скорость сталкивающихся частиц;  $n_i$  — концентрации падающих частиц. Здесь и в дальнейшем индексы 1, 2 относятся соответственно к падающим и отраженным частицам.

Для многокомпонентного потока средняя длина свободного пробега частиц сорта  $i$  относительно групп частиц смеси газа из  $j$  составляющих равна [1]

$$(2) \quad \lambda_{i2} = \frac{V_{21}}{\sum \sigma_{ij} g_{ij} n_j}$$

Здесь суммирование ведется по всем группам частиц, относительно которых рассматривается длина пробега. Оценим величины  $\lambda_{21}$  и  $\lambda_{12}$  для условий движения

Таблица 1

H, км	100	120	140	160	180
$n_{N_2}$	$8,85 \cdot 10^{18}$	$4,01 \cdot 10^{17}$	$6,78 \cdot 10^{16}$	$2,26 \cdot 10^{15}$	$1,02 \cdot 10^{16}$
$n_{O_2}$	$1,83 \cdot 10^{18}$	$5,89 \cdot 10^{16}$	$8,39 \cdot 10^{15}$	$2,51 \cdot 10^{15}$	$1,05 \cdot 10^{15}$
$n_O$	$1,08 \cdot 10^{18}$	$1,38 \cdot 10^{17}$	$3,91 \cdot 10^{16}$	$1,86 \cdot 10^{16}$	$1,05 \cdot 10^{16}$
$\lambda_{N_2\Sigma}$	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^0$	$8,1 \cdot 10^0$	$1,9 \cdot 10^1$	$8,7 \cdot 10^1$
$\lambda_{O_2\Sigma}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$7,2 \cdot 10^{-1}$	$4,5 \cdot 10^0$	$1,0 \cdot 10^1$	$4,1 \cdot 10^1$
$\lambda_{O\Sigma}$	$1,60 \cdot 10^{-2}$	$4,3 \cdot 10^{-1}$	$3,2 \cdot 10^0$	$8,2 \cdot 10^0$	$2,2 \cdot 10^1$
$\lambda_{21}$	$2,3 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^0$	$1,2 \cdot 10^1$	$3,3 \cdot 10^1$	$1,4 \cdot 10^2$

выпуклых тел в режиме первых молекулярных столкновений. Этот режим характерен столкновениями отраженных частиц с частицами набегающего потока и определяется неравенством [1]:

$$\frac{S}{Kn_1} \leq \varepsilon, \quad S = \frac{V_1}{\sqrt{2kT_2/m}}$$

где  $S$  — молекулярное число Маха, рассчитанное по температуре тела  $T_2$ ;  $Kn$  — число Кнудсена набегающего потока;  $\varepsilon \sim 1-10$  — нижняя граница применимости теории «первых столкновений», зависящая от геометрии тела и условий обтекания [2]. Для орбитальных скоростей полета тел ( $S \sim 10$ ) с теплоизолированной поверхностью ( $T_2 \sim 300K$ ) и характерным линейным размером  $\sim 1$  м это соответствует высотам над поверхностью Земли  $H \geq 120$  км.

В указанном диапазоне высот концентрации основных атмосферных компонент для различных уровней геомагнитной активности, характеризующихся значением экзосферной температуры  $T_e$ , сравнимы по величине [3]. Ниже для условий максимума геомагнитной активности ( $T_e = 1900K$ ) приведены концентрации ( $n$   $1/m^3$ ) азота, молекулярного и атомарного кислорода, а также длины свободного пробега, рассчитанные согласно (1) и (2) (табл. 1).

Различия в длинах свободного пробега приводят к существенной перестройке поля потока при численном моделировании обтекания тел и перераспределению величины вклада отдельных компонент в суммарные аэродинамические характеристики. Для осесимметричного обтекания тел вращения и различных граничных условий на поверхности частичное исследование этого вопроса было проведено авторами в [2, 4]. При расчетах длин свободного пробега предполагалось, что частицы отражаются со скоростью  $V_{2i} = \sqrt{2kT_2/m_2}$  от теплоизолированной пластины, расположенной нормально к гиперзвуковому потоку ( $V_1 = 8000$  м/с).

В настоящей работе разработанный ранее вариант метода Монте-Карло для расчета одностолкновительных течений многокомпонентного газа развит применительно к исследованию аэродинамических характеристик сферы, диска и конуса при их несимметричном обтекании и с учетом вращения вокруг одной из осей симметрии. Подобного рода задачи возникают при расчете параметров молекулярных насосов [5] и дополнительных возмущений, действующих на закрученные тела.

Предполагается, что набегающий поток — моноскоростной, состоящий из молекул-шаров. Отражение от поверхности считается мгновенным и подчиняется максвелловской функции распределения по скоростям, которая в данном случае имеет

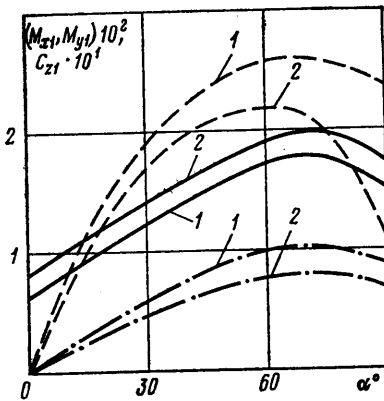
вид

$$(3) \quad f_2 = n \left( \frac{2\pi k T_2}{m_2} \right) \exp \left[ - \frac{(V_2 - \omega \times r_2)^2 m_2}{2kT_2} \right]$$

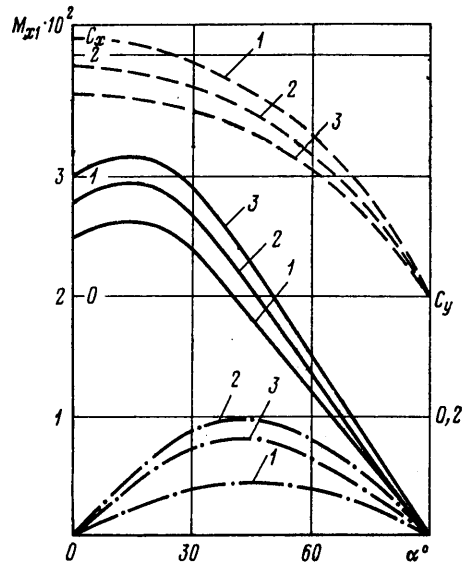
где  $\omega(\omega_{x1}; 0; 0)$  – вектор угловой скорости вращения тела, а  $r_2$  – радиус-вектор точки отражения на поверхности тела. В силу симметрии течения считается, что вектор скорости набегающего потока  $V_1$  лежит в плоскости  $X_1Y_1$ , а ось  $Z_1$  параллельна вектору  $V_1 \times \omega$  ( $X_1, Y_1, Z_1$  – оси связанной с телом системы координат).

В случае свободномолекулярного обтекания на тело в направлении оси  $Z_1$  действует сила Магнуса, знак которой противоположен тому, который имеет место в сплошной среде [6–8]. Эта анизотропия течения наблюдается и с уменьшением чисел Кнудсена.

Ниже приведены результаты расчетов коэффициента силы Магнуса  $C_{Z1}$  и коэффициента лобового сопротивления  $C_X$  сферы, отнесенные к соответствующим



Фиг. 1



Фиг. 2

свободномолекулярным значениям  $C_{Z1}^\circ$  и  $C_{X1}^\circ$ , для различных высот и значений угловых скоростей. Данные, приведенные в табл. 2, получены для среднего состава атмосферы при  $T_e=1900$  К и  $T_2=300$  К. Во всем рассмотренном диапазоне скоростей для фиксированной высоты  $H$  коэффициент  $C_{Z1}$  больше  $C_{Z1}^\circ$ . С уменьшением высоты проявляется зависимость коэффициента  $C_X$  от скорости вращения. С увеличением  $\omega$  влияние столкновений уменьшается. Это объясняется тем, что  $\omega$  входит в функцию распределения (3) и, следовательно, рассеянные поверхностью частицы сталкиваются с частицами набегающего потока, согласно (2), на расстояниях от тела, больших, чем в случае стационарного обтекания.

На фиг. 1 представлены результаты расчетов коэффициентов  $M_{X1}$  (сплошная кривая),  $M_{Y1}$  (штриховая),  $C_{Z1}$  (штрихпунктирная) острого десятиградусного конуса для  $\omega=800$  м/с. Следует отметить, что для конуса значения коэффициентов  $C_{Z1}$  и  $M_{Y1}$  уменьшаются с уменьшением высоты (числа Кнудсена). Нумерация кривых на графиках соответствует следующему режимам обтекания: 1 – свободномолекулярный для среднего состава атмосферы; 2 – первых молекулярных столкновений для того же состава; 3 – первых столкновений с учетом многокомпонентного состава.

На фиг. 2 показано изменение от угла атаки коэффициента демпфирования  $M_{X1}$  (сплошная кривая) вращающегося ( $\omega=800$  м/с) диска и коэффициентов  $C_X$  (штриховая) и  $C_Y$  (штрихпунктирная) того же диска для  $\omega=0$ . Как и в случае осесимметричного обтекания [2,4], расчетные значения  $C_X$  с учетом многокомпонентного состава атмосферы в режиме первых молекулярных столкновений располагаются ниже соответствующих значений, определенных по среднему составу. Для  $C_Y$  наблюдается обратная картина.

Свободномолекулярные значения сил и моментов, полученные путем численного моделирования, практически совпадают с расчетами по аналитическим выражениям, приведенным в работах [6-8].

Результаты расчетов, приведенные на графиках, получены для высоты  $H=120$  км и экзосферной температуры  $T_e=1900$  К. Силы и моменты отнесены к  $S_M \rho_1 V_1^2/2$ . В качестве характерной площади  $S_M$  принята площадь проекции рассматриваемого

Таблица 2

$\omega$ , м/с	$C_{x1}/C^{\circ}_{z1}$					$C_{x1}/C^{\circ}_{z}$				
	$H$ , км=100	120	130	140	150	110	120	130	140	150
12000	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	0,72	0,89	0,97	1,00	1,00
1200	1,17	1,10	1,08	1,05	1,01	0,67	0,83	0,93	0,97	0,99
120	1,30	1,28	1,27	1,22	1,02	0,66	0,81	0,91	0,96	0,98
12	2,10	1,61	1,56	1,30	1,03	0,62	0,79	0,91	0,96	0,97
0	-	-	-	-	-	0,62	0,78	0,90	0,95	0,97

тела на плоскость, перпендикулярную  $V_1$  при  $\alpha=0$ . В качестве характерной длины для сферы и диска приняты их диаметры, а для конуса — его длина. Моментные характеристики рассчитаны относительно связанной системы координат, начало которой для сферы и конуса находится в носке, а для диска — в его центре. Ось  $X_1$  для конуса направлена по оси симметрии, а для диска совпадает с направлением нормали к его поверхности. Относительная погрешность расчетов не превышала 2% при количестве испытаний 10 000.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Коган М. Н. Динамика разреженного газа. М.: Наука, 1967. 440 с.
2. Абрамовская М. Г., Басс В. П. Исследование влияния молекулярного состава атмосферы земли на аэродинамические характеристики тел простой формы. — В кн.: Гидроаэромеханика и теория упругости: Межвуз. сб. науч. тр., 1978, вып. 25, с. 30—37.
3. CIRA — 1972. Berlin: Akademie Verlag, 1972.
4. Абрамовская М. Г., Басс В. П., Парнпуу А. А. Результаты численного моделирования обтекания тел многокомпонентным потоком разреженного газа. — Тр. 6-й Всес. конф. по динамике разреж. газа. Ч. 2. Новосибирск, 1980, с. 31—42.
5. Иванов В. П., Неймарк Ю. И. Расчет молекулярных насосов. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, № 3, с. 176—183.
6. Яскевич Э. П., Филагов Е. И. Дополнительные аэродинамические силы и моменты, действующие на тело вращения, закрученное относительно оси симметрии в свободномолекулярном потоке. — В кн.: Гидроаэромеханика и теория упругости: Респ. межвед. научно-техн. сб. Харьков, 1967, в. 6, с. 17—23.
7. Wang Ch.-T. Free molecular flow over a rotating sphere. — AIAA Journal, 1978, v. 10, № 5, p. 713—714.
8. Иванов С. Г., Яншин А. М. Силы и моменты, действующие на тела, вращающиеся относительно оси симметрии в свободномолекулярном потоке. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 3, с. 151—155.

Днепропетровск

Поступила в редакцию  
21.VII.1980