

ЛИТЕРАТУРА

1. Mc Kenzie J. F., Westphal K. O. Interaction of linear waves with oblique shock waves.— Phys. Fluids, 1968, v. 11, No. 11.
2. Пискарева М. В., Шугаев Ф. В. Прохождение ударной волны через неоднородную область газа с распределением температуры или концентрации компонентов.— Вестн. МГУ, Сер. физ., астрофиз., 1978, т. 19, № 3.
3. Ибрагим М. А., Климов А. И., Шугаев Ф. В. Взаимодействие звуковых волн с ударной волной.— Акуст. ж., 1978, т. 24, вып. 4.
4. Шугаев Ф. В. О движении ударных волн в газе с переменными параметрами.— Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1976, т. 16, № 3.
5. Пискарева М. В., Шугаев Ф. В. О дифференциальных соотношениях на нестационарной ударной волне.— Изв. АН СССР, МЖТ, 1977, № 5.

Москва

Поступила в редакцию
25.XII.1979

УДК 533.6.011.8

ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБТЕКАНИЯ СФЕРЫ В ПЕРЕХОДНОМ РЕЖИМЕ ПРИ СВЕРХ- И ГИПЕРЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

ХЛОПКОВ Ю. И.

В [1–8] разрабатывались численные методы решения кинетических уравнений, позволяющие рассчитывать аэродинамические характеристики осесимметричных тел в переходном режиме. За исключением [1], где проводился метод прямого статистического моделирования процесса обтекания (ПМ), работы были посвящены решению приближенных кинетических уравнений. Применение в основном модельных кинетических уравнений (МК) объясняется трудностями вычисления интеграла столкновений, стоящего в правой части уравнения Больцмана. Замена последнего приближенным выражением позволяет, как правило, избежать трудоемкого интегрирования по скоростному пространству и дает возможность решать модельные кинетические уравнения [2–6]. Основное отличие разработанных методик состоит в том, что в [2, 5, 6] алгоритм строится на основе регулярных численных схем, а в работах [3, 4, 7, 8] расчет соответствует статистической процедуре построения марковских траекторий. В данной работе используется статистический метод решения модельного уравнения Крукса в осесимметричном случае, используемый в [3, 4, 7, 8].

Особенность метода, основанного на том, что модельное уравнение предполагает равновесный вид функции распределения после столкновения, позволяет строить траектории частиц, не имея информации о функции распределения. Осевая симметрия течения при построении траекторий используется по методу [8], где дана оценка возникающих при этом погрешностей. В данной работе при количестве траекторий в итерации порядка 30–50 тысяч и размере ячейки 0,1–0,2 λ_∞ погрешность вычисления силы сопротивления колеблется около нескольких процентов (здесь λ_∞ — длина свободного пробега молекул в невозмущенном потоке). Точность же расчета поля течения, особенно вблизи осевой линии, существенно ниже, и погрешность может превышать 10%.

На основе сопоставления результатов данных расчетов с имеющимися решениями как кинетических, так и уравнений Навье – Стокса (NS) делается попытка (на примере обтекания сферы) проанализировать зависимость поведения коэффициента C_x сопротивления в переходном режиме от различных параметров течения. Проводится качественное сравнение с экспериментальными данными.

1. Рассматривается стационарное обтекание осесимметричного тела сверхзвуковым потоком разреженного газа. Поле течения в окрестности обтекаемого тела ограничивается конечной областью, на передней границе которой задается равновесная функция распределения

$$f_\infty = n_\infty (2\pi RT_\infty)^{-3/2} \exp[-(\xi - V_\infty)^2 / (2RT_\infty)]$$

Здесь n_∞ , V_∞ , T_∞ — плотность, массовая скорость и температура невозмущенного потока, ξ — скорость молекул, R — универсальная газовая постоянная.

На боковой и задней поверхности области ставится граничное условие отсутствия градиента функции распределения. На поверхности обтекаемого тела задается закон взаимодействия молекул с поверхностью. Так, в случае условия непротекания отражение от поверхности считается диффузным с температурой, равной температуре поверхности стенки

$$(1.1) \quad f_w = n_w (2\pi RT_w)^{-3/2} \exp[-\xi^2 / (2RT_w)]$$

Здесь n_w , T_w — плотность и температура отраженных от поверхности молекул, n_w определяется из условий протекания.

В случае, когда моделируются условия испарения с поверхности, считается, что молекулы набегающего потока полностью захватываются телом, а с его поверхности происходит равномерное испарение с функцией определения (1.1) с заданными значениями n_∞ и T_w .

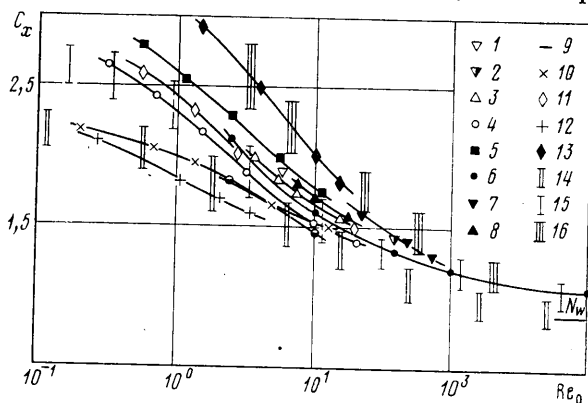
В области, представляющей поле течения, решается модельное кинетическое уравнение

$$df/dt = v(f_0 - f)$$

в котором f_0 — локально-равновесная функция распределения, частота столкновений v в безразмерном виде выражается через число Кнудсена Kn :

$$v = (8/5) \pi^{-1/2} kT (Kn \mu)^{-1}, \quad Kn = \lambda_\infty r^{-1}$$

Обезразмеривание здесь осуществляется по параметрам потока на бесконечности, r — радиус сферы, зависимость коэффициента вязкости μ от температуры характери-



Фиг. 1

зуется параметром ω : $\mu \sim T^\omega$, т. е. при $\omega = 1/2$ молекулы соответствуют упругим сферам, а при $\omega = 1$ — максвелловским. Скорость потока характеризуется аналогом числа Маха M и безразмерным параметром S (κ — показатель адиабаты)

$$S = V_\infty (2RT_\infty)^{-1/2} = (\kappa/2)^{1/2} M$$

Полагаем, что обтекание одноатомным газом характеризуется следующими безразмерными параметрами: температурным фактором $t_w = T_w/T_0$ (T_0 — температура торможения газа); сортом газа ω , скоростью потока S , параметром разреженности среды Kn .

Как показано в работе [9], при больших скоростях потока характерным является не число Кнудсена, а число Рейнольдса $Re_0 = \rho V_\infty r \mu^{-1}(T_0)$, в котором коэффициент вязкости μ вычисляется по температуре торможения.

Выбор подобного параметра физически можно обосновать тем, что длины свободного пробега молекул в газе, находящемся при температуре T_0 , имеют один и тот же порядок величины независимо от вида закона взаимодействия между молекулами.

2. Расчет обтекания проводился для одноатомного газа для чисел M из диапазона, соответствующих сверхзвуковому и гиперзвуковому обтеканию. Число Re_0 изменялось от 0 до нескольких десятков. Значение температурного фактора t_w соответствовало крайним случаям холодного ($t_w \sim 10^{-2}$) и горячего ($t_w = 1$) тела, значения ω брались равными 1 и $1/2$. Как известно, максвелловские молекулы и упругие сферы являются двумя крайними выражениями наиболее мягкого и наиболее жесткого потенциала взаимодействия.

На фиг. 1 представлены полученные результаты в совокупности с результатами других авторов и экспериментом, иллюстрирующие влияние вышеупомянутых параметров течения на поведение коэффициента сопротивления сферы C_x . Обозначения, принятые на фиг. 1, даются в таблице.

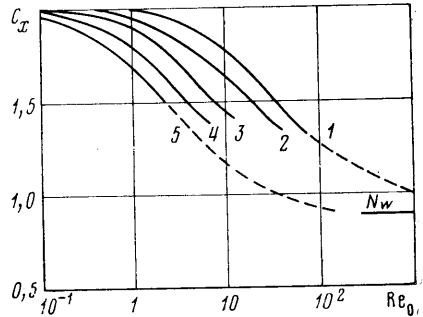
Из фиг. 1 видно, что наиболее сильное влияние на аэродинамические характеристики обтекаемого тела в переходном режиме оказывает число Re_0 . Причем максимальное изменение C_x происходит в окрестности тех значений Re_0 , где необходимо кинетическое описание течения. Подобное поведение C_x , по всей видимости, объясняется тем, что именно в этом диапазоне ($Re_0 \sim 10$) происходит резкое изменение структуры течения, связанной с началом формирования ударной волны. Этот процесс заканчивается в режиме вязкого ударного слоя, затем по мере уменьшения толщины волны течение стабилизируется и сопротивление при $M \gg 1$ стремится к своему предельному значению, полученному по методу Ньютона (Nw).

Как известно, гиперзвуковая стабилизация наступает при $M \geq 5$, поэтому влияние числа Маха на аэродинамические характеристики наиболее сильно будет сказываться при небольших сверхзвуковых скоростях. Так, из фиг. 1 видно, что с уменьшением числа Маха при $M < 5$ значение C_x возрастает, причем довольно существенно. Рост C_x при малых значениях Re_0 объясняется вкладом в сопротивление за счет теплового разброса молекул, который при больших M пренебрежимо мал. При этом важную роль в переходном режиме играет трение. При приближении к вязкому пределу вклад трения уменьшается и сопротивление определяется в основном давлением.

Существенное влияние на поведение C_x оказывает и величина температурного фактора, причем, так же как и в предыдущем случае, это влияние увеличивается по мере разреженности среды и достигает максимума в свободномолекулярном случае. При больших сверхзвуковых скоростях влияние температурного фактора по сравнению с другими параметрами является определяющим и отличие в значениях C_x достигает 20–25%. Поведение C_x можно объяснить так: в свободномолекулярном случае превышение сопротивления горячего тела над холодным объясняется исключительно реактивной силой горячих частиц, отраженных от тела. При уменьшении разреженности среды, когда столкновения начинают играть существенную роль, уплотнение течения перед холодным телом затрудняет передачу импульса молекул набегающего потока поверхности сферы. По мере дальнейшего увеличения плотности течения влияние граничных условий ослабевает, что хорошо видно на фиг. 1, и величина C_x независимо от граничных условий стремится к своему предельному значению.

Влиянием граничных условий можно объяснить поведение аэродинамических характеристик при решении модельной задачи обтекания сферы с условиями испарения на поверхности. Считается, что молекулы, попадающие на тело, полностью захватываются телом,

а с его поверхности происходит равномерное испарение с функцией распределения (1.1), где T_w соответствует холодному телу, а значение $n^* = n_w/n_\infty$ меняется от 1 до 25. Поведение C_x при различных параметрах n^* представлено на фиг. 2. Кривые 1, 2, 3, 4, 5 соответствуют значениям параметра $n^* = 1, 3, 10, 20, 25$. Характер поведения градиента C_x в зависимости от величины n^* объясняется наличием области уплотнения течения в окрестности тела за счет интенсивности испарения. Метод позволяет проводить расчеты до значений Re_0 порядка нескольких десятков, но общие свойства поведения аэродинамических характеристик, обсужденные выше, позволяют сделать вывод, что параметрическая зависимость C_x от числа Re_0 представляет собой гистерезисную кривую, пределами которой являются свободномолекулярное значение и сплошной предел, данный методом Ньютона. Пунктиром на фиг. 2 показано вероятное поведение C_x при больших числах Re_0 в области, где уже не работает метод решения кинетического уравнения.



Фиг. 2

| Обозначение | M | t_w | ω | Способ получения | Источник |
|-------------|----------|-------|----------|------------------|----------------|
| 1 | 5,48 | 1 | 0,5 | ММ | [1] |
| 2 | 3,83 | 1 | 0,5 | ММ | [1] |
| 3 | 5,48 | 1 | 0,5 | МК | [10] |
| 4 | 17 | 1 | 1 | МК | [4] |
| 5 | 3,2 | 1 | 0,5 | МК | [10] |
| 6 | 10 | 1 | 0,5 | N-S | [11] |
| 7 | 4 | 0,5 | 0,75 | N-S | [12] |
| 8 | 10 | 1 | 1 | N-S | [13] |
| 9 | ∞ | | | NW | |
| 10 | 10 | 0,08 | 0,5 | МК | Данная работа. |
| 11 | 10 | 1 | 0,5 | МК | То же |
| 12 | 15 | 0,02 | 1 | МК | » |
| 13 | 2 | 1 | 0,5 | МК | » |
| 14 | 10–25 | 0,01 | 0,7 | Эксперимент | [14, 15, 24] |
| 15 | 5–17 | 1 | 0,7–0,8 | » | [9, 16–23] |
| 16 | 2–3 | 1 | 1 | » | [24–25] |

Представленные расчеты ни при каких значениях параметров не дают превышения коэффициента сопротивления над свободномолекулярным значением, возможность чего обсуждается в работе [19].

Качественное сравнение с экспериментом в основном подтверждает выводы проведенного анализа.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Vogenitz F. W., Bird G. A., Broadwell J. E., Rungaldier H.* Theoretical and experimental study of rarefied supersonic flows about several simple shapes.— *AJAA Journal*, 1968, v. 6, № 12.
2. *Ларина И. Н.* Обтекание сферы разреженным газом.— *ПММ*, 1969, т. 33, вып. 5.
3. *Хлопков Ю. И.* Статистический метод решения приближенного кинетического уравнения.— *Уч. зап. ЦАГИ*, 1973, т. 4, № 4.
4. *Иванов М. С.* Решение осесимметричных задач динамики разреженного газа методом Монте-Карло.— *Тр. 4-й Всес. конф. по динамике разреж. газа и молекулярной газ. динамике*. М.: Изд. отдел ЦАГИ, 1977.
5. *Шахов Е. М.* Осесимметричное течение разреженного газа около диска.— *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1974, № 5.
6. *Ларина И. Н., Рыков В. А.* Обтекание сферы двухатомным газом на основе кинетических уравнений.— *Докл. АН СССР*, 1976, т. 227, № 1.
7. *Григорьев Ю. Н., Иванов М. С.* К решению задач аэродинамики разреженного газа методом Монте-Карло.— В кн.: *Прикладная аэродинамика космических аппаратов*. Киев: Наукова думка, 1977.
8. *Хлопков Ю. И.* Обтекание осесимметричных тел гиперзвуковым потоком разреженного газа.— *Уч. зап. ЦАГИ*, 1978, т. 9, № 4.
9. *Гусев В. Н., Коган М. Н., Перепухов В. А.* О подобии и изменении аэродинамических характеристик в переходной области при гиперзвуковых скоростях потока.— *Уч. зап. ЦАГИ*, 1970, т. 1, № 1.
10. *Phillips W. M., Kuhlthau A. R.* Transition regime sphere drag near free molecule limit.— *AJAA Journal*, 1971, v. 9, № 7.
11. *Белоцерковский О. М., Булекбаев А., Голомазов М. М., Толстых А. И. и др.* Обтекание затупленных тел сверхзвуковым потоком газа. М.: Изд-во ВЦ АН СССР, 1967, 400 с.
12. *Павлов Б. М.* Численное исследование сверхзвукового обтекания затупленных тел потоком вязкого газа.— В кн.: *Некоторые применения метода сеток в газовой динамике*. Вып. 4. М.: Изд-во МГУ, 1971, с. 181–287.
13. *Молодцов В. К.* Численный расчет гиперзвукового обтекания сферы с учетом граничных условий скольжения.— *Уч. зап. ЦАГИ*, 1979, т. 10, № 1, с. 122–126.
14. *Kussoy M. J., Horstman C. C.* Cone drag in rarefied hypersonic flow.— *AJAA Journal*, 1970, v. 8, № 2, p. 315–320.
15. *Закиров М. А., Омелик А. И.* Измерение коэффициентов сопротивления тел простой формы в ускоренном свободномолекулярном потоке азота.— *Уч. зап. ЦАГИ*, 1974, т. 5, № 4, с. 113–116.
16. *Сухнев В. А.* Экспериментальное определение коэффициента сопротивления шара в сверхзвуковом потоке разреженного газа.— *Изв. АН СССР. Механика*, 1965, № 3, с. 172–175.
17. *Potter J. L.* The transitional rarefied-flow regime.— In: *Rarefied gas dynamics*. V. 2. N. Y.— L.: Acad. Press, 1967, p. 881–937.
18. *Крылов А. А.* Вклад давления и трения в сопротивление сферы в сверхзвуковом потоке разреженного газа.— В кн.: *Аэродинамика разреженных газов*. Вып. 9. Л., 1978, с. 215–223.
19. *Phillips W. M., Kuhlthau A. R.* Transition regime sphere drag the free molecule limit.— *AJAA Journal*, 1971, v. 9, № 7, p. 1434–1435.
20. *Potter J. L., Miller J. T.* Sphere drag and dynamic simulation in near-free-molecular flow.— In: *Rarefied gas dynamics*. V. 2. N. Y.— L.: Acad. Press, 1969, p. 723–734.
21. *Smoldern J. J., Wendt J. F., Navrau J., Bramlette T. T.* Sphere and cone drag coefficients in hypersonic transitional flow.— In: *Rarefied gas dynamics*. V. 1. N. Y.— L.: Acad. Press, 1969, p. 903–907.
22. *Wegener P. P., Ashkenas H.* Wind tunnel measurements of sphere drag at supersonic speeds and low Reynolds numbers. *J. Fluid Mech.*, 1961, v. 10, № 4, p. 550–560.
23. *Hadjimichalis K. S., Brundin C. L.* The effect of wall temperature on sphere drag in hypersonic transition flow.— In: *Rarefied gas dynamics*. V. 2. Porz — Wahn, 1974, D13 11–D13/9.
24. *Sims W. H.* Experimental sphere drag results in the near-free molecule regime.— In: *Rarefied gas dynamics*. V. 1. N. Y.— L.: Acad. Press., 1969, p. 751–756.
25. *Aroesty J.* Sphere drag in low-density supersonic flow.— *Rarefied gas dynamics*. V. 2. N. Y.— L.: Acad. Press, 1963, p. 261–277.

Москва

Поступила в редакцию
9.IV.1979