

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шарипов Ф. М., Акинъшин В. Д., Селезнев В. Д. Течение разреженного газа через тонкую щель. Минск, 1987. 11 с.— Деп. в ВИНТИ 17.06.87. № 4392—В87.
2. Шахов Е. М. Метод исследования движений разреженного газа. М.: Наука, 1974. С. 207.
3. Канторович Л. В., Крылов В. И. Приближенные методы высшего анализа. М.; Л.: Физматгиз, 1962. 708 с.
4. Roscoe R. The flow of viscous fluids round Plane obstacles // Phil. Mag., 1949. V. 40. № 302. P. 338—351.
5. Шарипов Ф. М., Акинъшин В. Д. Симметрия кинетических коэффициентов в линейных задачах динамики разреженного газа. Минск, 1988. 44 с.— Деп. в ВИНТИ 18.03.88. № 2123—В88.

Свердловск

Поступила в редакцию
18.V.1988

УДК 533.6.011.8

© 1990 г.

К. В. НИКОЛАЕВ

ОБТЕКАНИЕ СФЕРЫ РАЗРЕЖЕННЫМ ГАЗОМ ПРИ НАЛИЧИИ ВДУВА

Рассматривается обтекание наветренной стороны сферы гиперзвуковым потоком разреженного газа при наличии распределенного вдува с поверхности тела. Аналогичная задача решалась ранее как в рамках механики сплошной среды [1—3], так и на основе модельных кинетических уравнений [4]. В данной работе расчеты проведены методом прямого статистического моделирования Монте-Карло [5, 6]. Вдувался газ того же сорта, что и в набегающем потоке. Использована модель простого одноатомного газа с потенциалом взаимодействия твердых шаров. Отражение молекул от поверхности тела предполагалось диффузным с полной аккомодацией энергии. Методика расчетов с использованием весовых множителей описана в работе [7]. Исследовано влияние вдува на силовое и тепловое воздействие потока газа на тело при различной степени разреженности среды и интенсивности вдува.

1. Расчеты проведены для числа Маха невозмущенного потока $M_\infty = 20$, температурного фактора (отношения температуры тела к температуре торможения) $t_w = T_w/T_0 = 0,03$ и диапазона чисел Рейнольдса $0,01 \leq Re_0 \leq 100$ ($Re_0 = \rho_\infty V_\infty r_0 / \mu_0$, где ρ_∞ и V_∞ — плотность и скорость невозмущенного потока, r_0 — радиус сферы, μ_0 — коэффициент вязкости при температуре торможения.) Соответствующий диапазон чисел Кнудсена $Kn_\infty = \lambda_\infty / r_0$ в невозмущенном потоке составил $0,028 \leq Kn_\infty \leq 280$.

Распределение потока массы вдуваемого газа по телу задавалось в виде

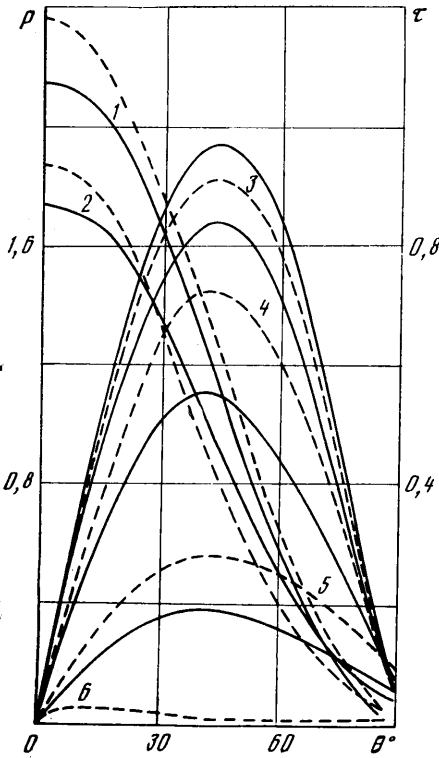
$$F_m = \varepsilon \rho_\infty V_\infty \cos \theta \quad (1.1)$$

где угол θ отсчитывался от оси симметрии. Параметр вдува ε в расчетах задавался в диапазоне $0 \leq \varepsilon \leq 1$. Функция распределения молекул вдуваемого газа предполагалась максвелловской при температуре тела.

2. Расчетная сетка строилась в полярных координатах r, θ . По координате θ производилось равномерное разбиение на 12 ячеек. По координате r сетка сгущалась к телу с таким расчетом, чтобы величина шага Δr всюду была по крайней мере в 3 раза меньше местной длины свободного пробега молекул. Расстояние от центра сферы до внешней границы расчетной области выбиралось таким, чтобы охватить внешнюю границу размытой ударной волны, и изменялось от $1,5 r_0$ при $Re_0 = 100$ до $10 r_0$ при $Re_0 \leq 0,1$. Поскольку столкновительная релаксация осуществлялась по схеме испытаний Бернулли [6], приходилось заботиться о том, чтобы число моделирующих частиц в ячейках не было слишком большим. С этой целью шаг сетки Δr вблизи внешней границы расчетной области задавался много меньшим длины свободного пробега молекул. Качество расчетов от этого должно было только выигрывать, однако число ячеек по координате r приближалось в некоторых расчетах к тысяче.

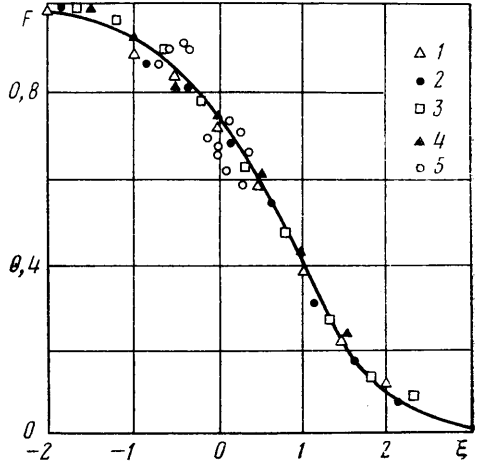
3. Следуя терминологии, принятой в механике сплошной среды, силовое воздействие потока газа на тело можно условно разделить на нормальное (давление) и касательное (трение) напряжения.

На фиг. 1 показано влияние вдува на распределение давления p (кривая 1 соответствует $Re_0=0,03$, 2 — $Re_0=30$) и трения τ (кривая 3 соответствует $Re_0=0,03$, 4 — 0,3, 5 — 3, 6 — 30) по полусфере, где обе эти величины отнесены к скоростному напору $\rho_\infty V_\infty^2/2$. В величину давления здесь включен реактивный импульс молекул вдуваемого газа. Сплошные кривые соответствуют обтеканию без вдува, штриховые — со вдувом максимальной интенсивности ($\epsilon=1$).



Фиг. 1

Увеличение давления по всему телу при наличии вдува на режиме обтекания, близком к свободномолекулярному ($Re_0=0,03$), вызвано реактивным импульсом вдуваемого газа. При $Re_0=30$ на этот эффект накладывается противоположное влияние экранирования набегающего потока, которое снижает давление по всему



Фиг. 2

телу примерно на постоянную величину. В результате при $Re_0=30$ сильный вдув ($\epsilon=1$) увеличивает давление вблизи критической точки и снижает его на периферии (для углов $\theta > 30^\circ$).

Реактивный импульс вдуваемого газа не вносит вклада в величину касательного напряжения, поскольку функция распределения вдуваемых молекул в каждой точке поверхности симметрична относительно нормали к поверхности. Поэтому вдув только снижает трение за счет экранирования набегающего потока и тем сильнее, чем плотнее среда. При $Re_0 \geq 30$ и сильном вдуве ($\epsilon=1$) на большей части тела ($\theta > 40^\circ$) отличие касательного напряжения от нуля лежит в пределах точности расчета.

Коэффициент сопротивления сферы C_x , определенный как отношение силы сопротивления к $\rho_\infty V_\infty^2/2$, ведет себя следующим образом. При $Re_0 \rightarrow 0$ вдув увеличивает сопротивление; значение C_x при свободномолекулярном обтекании со вдувом для больших чисел Маха вычисляется по формуле

$$C_x^\circ = 2 + \frac{2}{3} \sqrt{\pi \frac{\kappa-1}{\kappa} t_w (1+\epsilon)}, \quad \kappa = \frac{c_p}{c_v}$$

где κ — отношение теплоемкостей. При числах Рейнольдса $Re_0 > 1$ вдув уменьшает сопротивление сферы, поскольку здесь решающее значение имеет снижение трения. В расчетах получено, что сопротивление холодной сферы ($t_w=0,03$) не зависит от вдува при $Re_0 \approx 0,2$, т. е. на этом режиме два противоположных эффекта — реактивный импульс и экранирование — нейтрализуют друг друга.

Вводя понятие приведенного коэффициента сопротивления

$$F = \frac{C_x - C_x^\infty}{C_x^\circ - C_x^\infty} \quad C_x^\circ = \left(\frac{\kappa+1}{2} \right)^{(\kappa+1)/(\kappa-1)} \kappa^{-\kappa(\kappa-1)}$$

где $C_{x^{\infty}}$ — предельное значение для сплошной среды, рассчитанное по модифицированной теории Ньютона для больших чисел Маха, удалось скоррелировать расчетные данные по коэффициенту сопротивления.

На фиг. 2 показана зависимость приведенного коэффициента сопротивления F' от параметра $\xi = \lg Re_0 + \epsilon/2$. Точки 1–4 соответствуют значениям параметра вдува $\epsilon = 0, 0,3, 0,65, 1$; 5 — результатам работы [4], в которой решались модельные кинетические уравнения. Кривая

$$F(\xi) = (\exp(1,56(\xi - 0,64)) + 1)^{-1} + 0,05 \exp(-3(-\xi - 0,8)^2)$$

аппроксимирует результаты данной работы при $\xi < 2,3$. Некоторое выпадение из данной корреляции результатов [4] может объясняться как различным типом решаемых уравнений, так и невысоким значением числа Маха ($M_{\infty} = 4-7$) и другой величиной температурного фактора ($t_w = 0,05-0,6$) в [4].

На основании многочисленных результатов расчетов предлагается следующая аппроксимационная формула для значения числа Стантона $St_0 = q_0 / (\rho_{\infty} V_{\infty} c_p (T_0 - T_w))$, характеризующего теплообмен в критической точке сферы

$$St_0^* = \frac{2}{\gamma Re_0} \left(1 - \exp\left(-\frac{\sqrt{\gamma Re_0}}{2}\right) \right) + 0,06 \exp(-\lg^2 Re_0)$$

(здесь и далее звездочка означает отсутствие вдува).

Распределение по полусфере отношения $St' = St^*(\theta) / St_0^*$ представлено на фиг. 3. Точки 1 соответствуют $Re_0 = 0,1, 2-1, 3-3, 4-10, 5-30$.

Для малых значений числа Рейнольдса ($Re_0 \leq 0,1$) распределение теплового потока по сфере практически совпадает со свободномолекулярным пределом для больших чисел Маха: $St^*(\theta) = St_0^* \cos \theta$. Для чисел $Re_0 > 10$ также наблюдается стабилизация (в пределах точности расчета) вида распределения $St^*(\theta) / St_0^*$ [8]. На основании этих данных предлагается следующая аппроксимация:

$$St' = A \cos \theta + (1-A) \exp(-1,1\theta^2), \quad A = \left(1 + \exp\left(2 \lg \frac{Re_0}{3}\right) \right)^{-1} \quad (3.1)$$

где угол θ измеряется в радианах.

По формулам (3.1) на фиг. 3 для соответствующих чисел Re_0 построены аппроксимационные кривые. Их соответствие результатам расчетов подтверждает точность аппроксимации (3.1). Распределение теплового потока при $Re_0 = 100$ из-за большого статистического разброса на фиг. 3 не показано, однако все расчетные точки для этого режима обтекания лежат в полосе $\pm 10\%$ от кривой $\exp(-1,1\theta^2)$, представляющей собой предельный вид распределения (3.1) для больших чисел Рейнольдса. Точность определения локальных тепловых характеристик методом прямого статистического моделирования для $Re_0 = 100$ и $t_w = 0,03$ также порядка 10% .

Влияние вдува на величину теплового потока иллюстрирует фиг. 4, где показана зависимость числа Стантона от угла θ при различных значениях параметра вдува и числа Рейнольдса. Сплошные линии соответствуют непроницаемой поверхности, штриховые — $\epsilon = 0,3$, штрихпунктирные — $\epsilon = 0,65$, пунктирные — $\epsilon = 1$. Кривая 1 — $Re_0 = 0,03, 2-0,3, 3-3, 4-30$. Здесь и далее в величину теплового потока входит энергия только падающих и отраженных молекул газа и не включена энергия молекул вдуваемого газа. Это позволяет в чистом виде оценить степень экранирования энергии набегающего потока. Энергия, уносимая вдуваемыми частицами, может быть легко вычислена при заданном законе вдува газа (1.1) и равновесной функции распределения вдуваемых молекул. С увеличением числа Рейнольдса эффективность вдува (относительное снижение теплового потока) растет вплоть до обращения теплового потока в нуль (в пределах точности расчета) при $Re_0 \geq 30$ и сильном вдуве ($\epsilon = 1$) на периферийной части полусферы ($\theta > 30^\circ$).

Для корреляции величины числа Стантона St_0 в критической точке при различных значениях Re_0 и ϵ использовался параметр [2]

$$F_0 = \epsilon Re_0 (1+j)^{-1/4} (Re_0^{1/4} + 2,2t_w^{1/4})^{-1}$$

где $j=0$ для плоского и $j=1$ для осесимметричного течения. Параметр F_0 является обобщением на различные значения температурного фактора параметра, предложенного в работе [1].

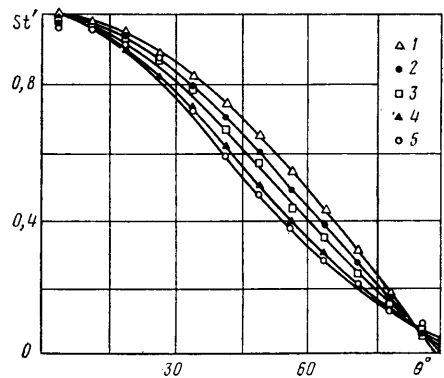
На фиг. 5 показано отношение $St^{\circ} = St_0 / St_0^*$ числа Стантона St_0 в критической точке при наличии вдува к значению St_0^* в отсутствие вдува в зависимости от параметра $\lg F_0$. Результаты расчетов показаны точками 1–3, которые соответствуют значениям параметра $\epsilon = 0,3, 0,65, 1$. Аппроксимирующая кривая имеет аналитическое выражение [2]

$$St^{\circ} = (1 + \gamma F_0 + 3(\gamma F_0)^2)^{-1}, \quad \gamma = 0,275(1+j)^{1/4}$$

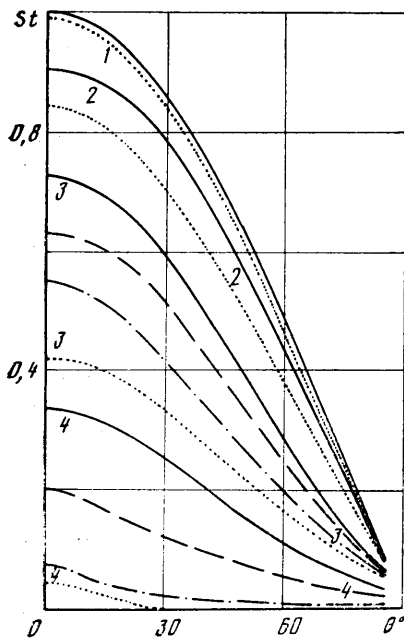
Заштрихованная область — расчетные данные, приведенные в [2] для $Re_0 = 2-1000$, $t_w = 0,002-0,9$ и $M_\infty = 6,5-26$. Следует заметить, что для корреляции данных по теплопередаче при обтекании сильноразреженным газом в параметр F_0 температурный фактор должен входить в степени не $1/3$, а $1/2$.

Относительное снижение теплового потока $St(\theta)/St^*(\theta)$ на поверхности полусферы непостоянно по углу θ и имеет минимум в диапазоне $30^\circ < \theta < 60^\circ$. С увеличением числа Рейнольдса глубина этого минимума растет. Для углов $\theta \leq 80^\circ$ при $Re_0 \leq 1$ максимальное отличие отношения $St(\theta)/St^*(\theta)$ от St^0 составляет 10%, при $Re_0 = 10-20\%$, при $Re_0 = 30$ доходит до 100%, поскольку тепловой поток на этом режиме обращается в нуль (в пределах точности расчетов) для углов $\theta \geq 30^\circ$.

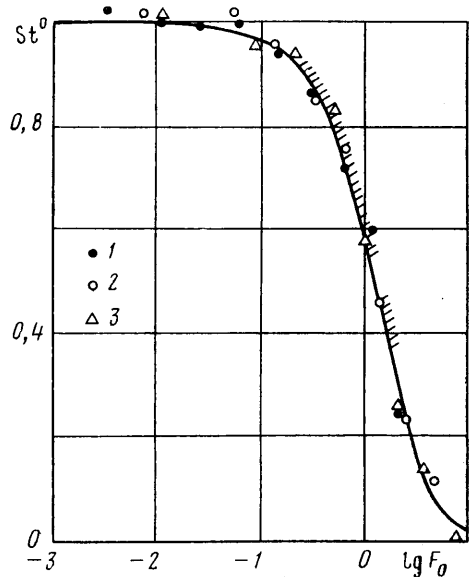
Таким образом, вдув с поверхности сферы, обтекаемой гиперзвуковым потоком разреженного газа, может служить для снижения как теплового потока, так и



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

сопротивления тела при числах $Re_0 > 1$. Причем с увеличением числа Рейнольдса эффективность вдува растет, что соответствует результатам, полученным в рамках теории сплошной среды.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гершбейн Э. А., Колесников А. Ф. Численное решение уравнений Навье — Стокса в окрестности притупления тел, обтекаемых гиперзвуковым потоком разреженного газа при наличии вдува // Аэродинамика гиперзвуковых течений при наличии вдува. М.: Изд-во МГУ, 1979. С. 69–77.
2. Провоторов В. П., Степанов Э. А. Численное исследование вязкого ударного слоя в окрестности критической точки при наличии вдува газа // Уч. зап. ЦАГИ. 1985. Т. 16. № 4. С. 44–52.
3. Гришин А. М., Погорелов О. И., Пырх С. И. Исследование сверхзвукового вязкого обтекания сферы при наличии дозвукового и звукового вдува // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 1. С. 83–89.
4. Ларина И. Н., Рыков В. А. Аэродинамика сферы, газирующей в потоке разреженного газа // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 3. С. 173–176.

5. Берд Г. Молекулярная газовая динамика: Пер. с англ. М.: Мир, 1981. 319 с.
6. Белоцерковский О. М., Яницкий В. Е. Статистический метод частиц в ячейках для решения задач динамики разреженного газа // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1975. Т. 15. № 5. С. 1195–1208; № 6. С. 1553–1567.
7. Николаев К. В. Прямое статистическое моделирование обтекания сферы разреженным газом в переходном режиме // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1989. Т. 29. № 2. С. 263–269.
8. Николаев К. В. Распределенные аэродинамические и тепловые характеристики обтекания сферы гиперзвуковым потоком разреженного газа // Тр. 9-й Всесоюз. конф. по динамике разреженных газов, Свердловск, 1987. Т. 1. Свердловск: Изд-во Урал. ун-та, 1988. С. 130–135.

Москва

Поступила в редакцию
17.III.1989