

УДК 533.6.011.8+536.244.08

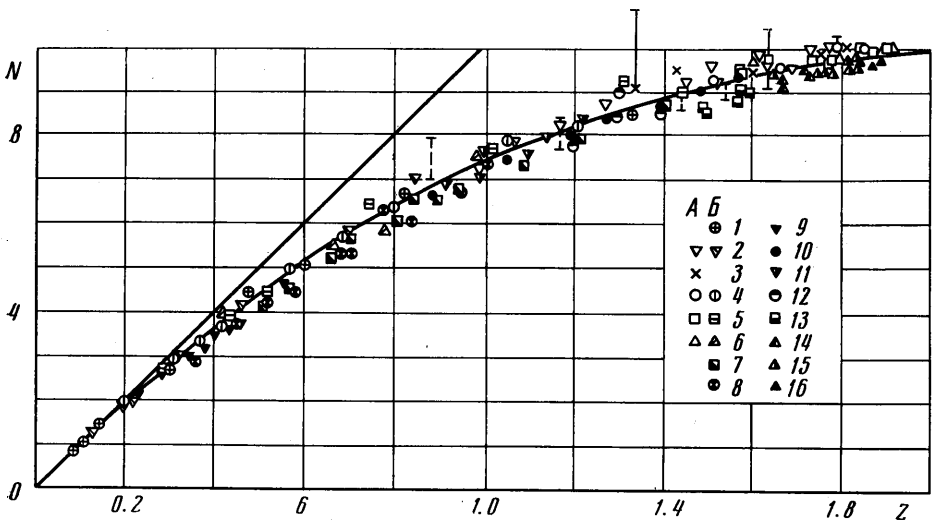
ТЕПЛОТДАЧА СФЕРЫ В ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ОБЛАСТИ ДИНАМИКИ
РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

Ю. А. КОШМАРОВ, С. Б. СВИРШЕВСКИЙ

(Москва)

Приводятся результаты экспериментального исследования конвективного теплообмена сферы в дозвуковом потоке низкой плотности. На основе обобщения полученных результатов и ранее известных данных при дозвуковых и сверхзвуковых скоростях предложены аппроксимирующие формулы, позволяющие вычислять теплоотдачу сферы при любых режимах обтекания потоком разреженного газа.

1. Исследование проводилось в вакуумной газодинамической трубе, описание которой дано в [4]. В качестве рабочего газа использовался осушенный воздух. Температура и давление воздуха в форкамере составляли соответственно $T_0 = 299-303.8^\circ \text{K}$, $p_0 = (1.09-4.67) \times 10^{-2}$ мм рт. ст. Опыты проводились при числах Рейнольдса $Re_\infty = 0.327-2.65$, вычисленных по диаметру сферы и параметрам набегающего



Фиг. 1

потока. Числа Маха в изэнтропном ядре потока изменялись в диапазоне $M_\infty = 0.204-0.675$. Температурный фактор в процессе опытов равнялся $t_w = T_w/T_0 \approx 1.06$. Исследованиями охвачена промежуточная область течения разреженного газа ($Kp_\infty = \lambda_\infty/d = 0.116-2.84$, где λ_∞ — длина свободного пробега молекул в набегающем потоке).

Экспериментальные модели были изготовлены из химически чистой меди. Диаметры моделей (сфер) составляли $d = 2, 2.85, 5.0, 9.95$ мм. Для измерения их температуры использовались хромель-копелевые термопары (диаметр термопроводников $0.04-0.15$ мм). Спаи термопар впаивались или в центральной части моделей (большие модели) или на глубине $0.3-0.4$ мм (малые модели). Отверстия с термопарами заливались эпоксидной смолой. Поверхности сфер были отполированы.

Модели крепились при помощи термопарных проводников, растянутых на державке, выполненной в виде полукольца (диаметром, несколько большим выходного диаметра сопла). Модель вставлялась в центральную часть потока, так, чтобы передняя точка сферы находилась в срезе сопла. Державка была укреплена на координатнике, позволявшем перемещать модель от радиационного подогревателя в рабочий поток.

В условиях, соответствующих опытам, модели можно было считать абсолютно теплопроводными в любой момент исследуемого процесса (критерий $Bi = ad/\lambda \leq 4 \cdot 10^{-4}$, где λ — коэффициент теплопроводности модели).

2. Характеристики конвективного теплообмена сферы — средний коэффициент теплоотдачи α и средняя равновесная температура T_e определялись нестационарным методом [2, 3]. Процесс изменения температуры моделей регистрировался при по-

мощи осциллографа Н-105, снабженного гальванометрами М007 (с чувствительностью $2.5 \cdot 10^{-8}$ а·м/мм). Измерительные пепи каждой модели (термопара — гальванометр — осциллограмма) тарировались несколько раз в течение всего периода опытного исследования при помощи термостатов (сосудов Дюара) и образцовых термометров (с ценой деления 0.1°C). Оценки погрешностей всех измерений показали, что максимальная ошибка определения средних коэффициентов теплоотдачи и восстановления температуры r для сферы могли составлять соответственно для $\alpha \pm 12-16\%$ и для $r \pm 8-15\%$.

3. Результаты измерений теплоотдачи представлены на фиг. 1 в виде зависимости $N = f(Z)$. Корреляционный критерий представляет собой следующую величину:

$$Z = \frac{8 [2 + 0.03\text{Pr}_0^{0.33} \text{Re}_0^{0.54} + 0.35\text{Pr}_0^{0.356} \text{Re}_0^{0.58}]}{[a(k+1)\text{Pr}_0 \text{Re}_0 (kM_\infty)^{-2} \varphi(k, M_\infty)] + 4 [2 + 0.03\text{Pr}_0^{0.33} \text{Re}_0^{0.54} + 0.35\text{Pr}_0^{0.356} \text{Re}_0^{0.58}]}$$

$$\varphi(k, M_\infty) = 0.5kM_\infty^2 + \sqrt{0.5kM_\infty} \text{erfc}(\sqrt{0.5kM_\infty}) + 0.5 \text{erf}(\sqrt{0.5kM_\infty})$$

Здесь число Рейнольдса $\text{Re}_0 = \rho_\infty u_\infty d / \mu(T_0)$, где ρ_∞ и u_∞ — соответственно плотность и скорость набегающего потока; $\mu(T_0)$ — коэффициент вязкости, вычисленный по температуре торможения; k — отношение изобарной и изохорной теплоемкостей; Pr_0 — число Прандтля. Нормированный параметр теплоотдачи представляет собой следующую величину:

$$N = (\alpha + \alpha_k) / (\alpha_m + \alpha_k)$$

$$\alpha_k = \lambda d^{-1} (2 + 0.03\text{Pr}_0^{0.33} \text{Re}_0^{0.54} + 0.35\text{Pr}_0^{0.356} \text{Re}_0^{0.58})$$

Здесь α — средний коэффициент теплоотдачи сферы при исследуемом режиме обтекания, α_k — средний коэффициент теплоотдачи в непрерывном течении [4]¹, α_m — средний коэффициент теплоотдачи сферы при свободно-молекулярном обтекании [5], вычисленный для условий исследуемого режима в предположении полной аккомодации, $a = 1$ (это предположение основано на теоретических оценках и данных известных экспериментов [6, 7]).

К результатам дозвуковых исследований относятся: А — данные настоящего исследования и В — данные более ранней работы Л. Кавено [3]. Точки 1–6 соответствуют следующим интервалам изменения числа Маха: 1 ($M_\infty = 0.1$), 2 (0.17–0.239), 3 (0.29–0.31), 4 (0.37–0.406), 5 (0.559–0.592), 6 (0.64–0.69). Для сравнения на этой фигуре представлены результаты экспериментальных исследований для сверхзвуковых условий обтекания сферы: Р. Дрейка и Дж. Беккера [2] — 7 ($M_\infty = 2.24-2.75$), 8 (2.78–3.56); Эберли по данным [8] — 9 (4–6); Ю. А. Кошмарова и Н. М. Горской при значении температурного фактора $t_w \approx 0.6$ [9] — 10 (6.2–6.35); Ю. В. Никольского и др. [10] — 11 (4.9–5.4), 12 (5.6–6.0), 13 (6.8–7.35), 14 (7.8–7.85), 15 (8.1–8.7), 16 (9.05–9.7). Там же указаны результаты измерений В. Х. Авлеевой [11] для чисел $M_\infty = 4.8-6.1$ (пунктирные вертикальные отрезки) и $M_\infty = 3.6-4.2$ (сплошные вертикальные отрезки).

Все опытные данные на фиг. 1 располагаются в виде корреляционной «дорожки», асимптотичной к предельным режимам течений разреженного газа. Опытная зависимость $N = f(Z)$ хорошо описывается следующей аппроксимирующей формулой:

$$N = Z [1 + (0.5Z)^\beta]^{-1} \quad (3.1)$$

где $\beta = 3/2$. Степень согласования этой формулы с опытными данными видна на графике. Расчет по формуле (3.1) представлен на графике сплошной линией. Полученная формула применима для вычисления средних коэффициентов теплоотдачи сферы в диапазоне чисел $M_\infty = 0.1-9.7$ и температурного фактора $t_w = 0.6-1.06$ при любых режимах обтекания сферы потоком двухатомного разреженного газа.

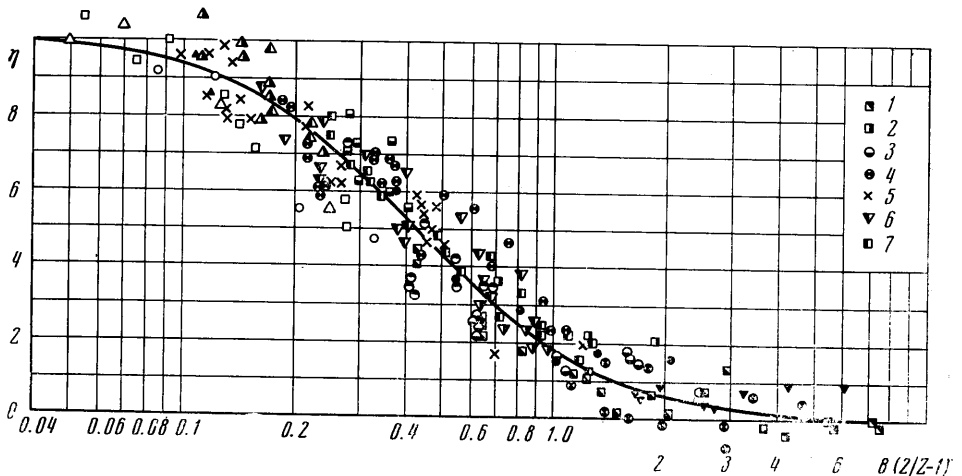
Исследования средней равновесной температуры сферы в дозвуковом потоке разреженного газа были проведены в диапазоне значений чисел $M_\infty = 0.37-0.675$, $\text{Re}_\infty = 0.328-2.07$, $\text{Kn}_\infty = 0.31-2.65$. Результаты измерений равновесной температуры сферы представлены на фиг. 2 в виде зависимости $\eta = \psi(Z)$. Здесь

$$\eta = (r - r_k) / (r_m - r_k), \quad r = (T_e - T_\infty) / (T_0 - T_\infty)$$

T_∞ — термодинамическая температура потока, r_k , r_m — коэффициенты восстановления в непрерывном потоке и для свободно-молекулярных условий соответственно. Значение $r_k = 0.908$ было получено экстраполяцией зависимости $r = f(\sqrt{\text{Re}_\infty} / M_\infty)$

¹ Числа μ , Pr и λ для $M_\infty \geq 1$ определялись по T_0 .

в область малых значений параметра разреженности согласно [9]. На графике, кроме данных при условиях, соответствующих обозначениям фиг. 1, приведены экспериментальные результаты Ю. А. Кошмарова и Н. М. Горской [9] — 1 ($M_\infty = (2.57-2.6)$), 2 (5.5—5.63), 3 (7.45—7.97); В. Х. Авлеевой [11] — 4 (3.6—3.8), 5 (3.9—4.2), 6 (4.8—5.2), 7 (5.6—6.1).



Фиг. 2

Опытная зависимость $\eta = \psi(Z)$ во всем диапазоне режимов течений разреженного газа при числах $M_\infty = 0.37-9.65$ весьма удовлетворительно описывается следующей формулой:

$$\eta = [1 + 4(2/Z - 1)^\gamma]^{-1} \quad (3.2)$$

где $\gamma = 2$. Зависимость (3.2) представлена на графике сплошной линией.

Измерения теплоотдачи тонкой пластины и других тел показали, что результаты могут быть описаны корреляционными зависимостями, аналогичными (3.1) и (3.2).

Поступило 10 VIII 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Кошмаров Ю. А., Свирщевский С. Б. Взаимодействие насадка полного давления с дозвуковым потоком разреженного газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 4.
2. Дрейк Р., Беккер Дж. Теплоотдача от шара к разреженному газу в сверхзвуковом потоке. Вопр. ракетн. техн., 1953, № 2 (14).
3. Кавено Л. Теплообмен сфер в потоке разреженного газа дозвуковой скорости. Сб. «Механика», 1956, № 6.
4. Кацнельсон Б. Д., Тимофеева Ф. А. Исследование коэффициента теплоотдачи частиц в нестационарных условиях. Котлотурбостроение, 1948, № 5.
5. Оппенгейм А. К. К общей теории конвективного теплообмена в свободномолекулярном потоке. Сб. «Механика», 1953, № 5 (21).
6. Френкель Я. И. К теории явлений аккомодации и конденсации. Усп. физ. н., 1938, т. 20, № 1, стр. 84—120.
7. Де Бур Я. Динамический характер адсорбции. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
8. Шааф С. А., Шамбре П. А. Течение разреженных газов. Сб. «Основы газовой динамики», М., Изд-во иностр. лит., 1963.
9. Кошмаров Ю. А., Горская Н. М. Теплообмен и равновесная температура шара в сверхзвуковом потоке разреженного газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 4.
10. Никольский Ю. В., Первушин Г. Е., Черникова Л. Г. Экспериментальное исследование теплопередачи на сферах и тонких конусах в гиперзвуковом потоке разреженного газа. Уч. зап. ЦАГИ, 1970, т. 1, № 1.
11. Авлеева В. Х. Экспериментальное исследование теплообмена шара и пластины в сверхзвуковом потоке разреженного газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 2.