

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТНОГО ОТНОШЕНИЯ В СВОБОДНО-МОЛЕКУЛЯРНОМ ПОТОКЕ АЗОТА

А. И. ОМЕЛИК

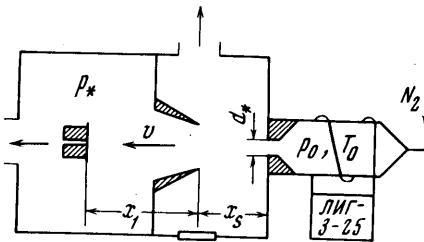
(Москва)

Результаты измерений скоростного отношения, проведенные в свободно-молекулярном потоке азота. Показано, что реализован гиперзвуковой поток; значения скоростного отношения близки к теоретическим.

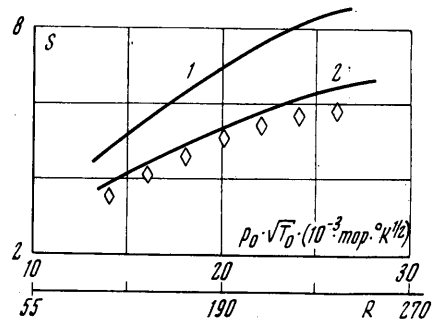
1. Аэродинамическое воздействие свободно-молекулярного потока на помещенное в него тело зависит в числе других параметров и от скоростного отношения S , равного отношению среднемаховой скорости потока v к средней тепловой скорости молекул [1]. Поэтому критерии подобия для свободно-молекулярного потока включают в себя число S . В связи с этим возникает необходимость экспериментального определения этой величины в лабораторных условиях.

В источниках газодинамического типа, как правило, измеряется число M , а скоростное отношение определяется по формуле $S = \sqrt{\kappa} / 2M$, где κ — отношение удельных теплоемкостей. При этом измерение числа M проводится в той области течения, где оно имеет континуальный характер, а значение скоростного отношения относят к свободно-молекулярной части течения. Такое сопоставление справедливо лишь в том случае, если скорость потока и его температура «заморожены» и не меняются по длине, что имеет место далеко не всегда [1].

Цель данной работы состоит в непосредственном измерении скоростного отношения в свободно-молекулярном потоке и сравнении результатов с косвенными измерениями, проведенными в этом же источнике.



Фиг. 1



Фиг. 2

2. Для проведения эксперимента использовался молекулярный источник газодинамического типа с высокочастотным подогревом (фиг. 1). В качестве рабочего газа использовался азот. Основные параметры источника: давление торможения $p_0 = 100 \div 350 \text{ тор}$, температура торможения $T_0 = 6000 \div 5000^\circ \text{K}$, диаметр критического отверстия $d^* = 1.2 \text{ мм}$, расстояние до точки измерения $x_1 + x_2 = 37 \text{ см}$, давление остаточного газа в рабочей камере $p^* = 5 \cdot 10^{-5} \text{ тор}$, число Рейнольдса, отнесенное к диаметру критического отверстия и к параметрам торможения, $R = 150 \div 260$, число Кнудсена, отнесенное к модели размером 1 см , $K = 100$. Скорость свободно-молекулярного потока $v = 4 \text{ км/сек}$, плотность молекул в потоке $n = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Для определения скоростного отношения использовались измерения тепловых потоков к шероховатой пластинке размером $1 \times 2 \text{ см}^2$, располагаемой попеременно перпендикулярно (q_1) и параллельно (q_2) потоку молекул. В последнем случае торцы пластинки теплоизолировали. Число Кнудсена, отнесенное к продольному размеру пластинки, $K = 50$, т. е. обтекание пластинки свободно-молекулярное. Тогда имеет место соотношение [1]

$$(2.1) \quad \frac{q_1}{q_2} = e^{-S^2} + \sqrt{\pi} \frac{-S^2 + 5/2}{S^2 + 2} S(1 + \text{erf } S)$$

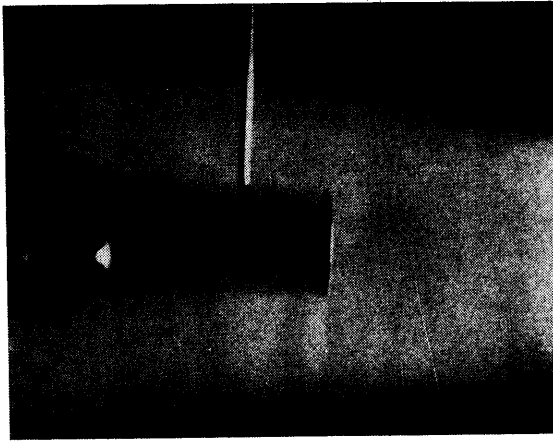
полученное в предположении о максвелловском распределении молекул по скоростям в потоке. Предполагается также, что коэффициент аккомодации энергии для сильно-

шероховатой поверхности не зависит от угла падения молекул. Если $q_1/q_2 > 3$, выражение (2.1) заметно упрощается и принимает вид

$$(2.2) \quad S = (\sqrt{\pi}/2)(q_1/q_2)$$

откуда и определяется величина S . Аналогично скоростное отношение определялось в работе [3] для условий, близких к условиям сплошной среды.

Тепловые потоки измерялись при помощи датчика компенсационного типа, отличающегося тем, что температура приемной поверхности в ходе всего эксперимента поддерживалась постоянной и равной температуре стенок рабочей камеры. Это позволило устранить теплообмен приемной поверхности с внешней средой и повысить точность измерений до $\pm 5\%$. Для компенсации нагрева пластинки использовались термоэлектрические элементы; по потребляемой ими электрической мощности определяли тепловой поток, воспринимаемый пластинкой. Результаты эксперимента представлены на фиг. 2 (сплошная линия 1 — решение, полученное методом характеристик [4], сплошная линия 2 — теория, рассматривающая истечение ненагретого газа



Фиг. 3

с учетом вязкости [5]). Видно хорошее согласие экспериментальных результатов с этой теорией. Скоростное отношение, соответствующее максимальному давлению p_0 , равно $S = 6$.

3. Обратимся теперь для сравнения к значениям скоростного отношения, определенным в том же источнике косвенными методами.

Известно, что скорость потока при истечении газа в вакуум зависит от числа M . В работе [2] экспериментально определенные значения скорости потока сравниваются с расчетными, полученными при различных числах M . Показано, что $M \geq 6$ и соответствующее ему скоростное отношение $S \geq 5$.

В той же работе измерено распределение давления торможения p_0' вдоль оси струи. По отношению давления p_0' к давлению торможения p_0 было определено максимальное число M , оказавшееся равным $M = 12$. Это значение следует считать верхней границей, так как замораживание параметров потока происходит значительно выше точки измерений. Таким образом, из этого эксперимента следует, что $S \leq 10$.

Для определения скоростного отношения может быть также использована зависимость плотности свободно-молекулярного потока [6] от S

$$(3.1) \quad \frac{n}{n_1} = \left[1 - \frac{^{1/2} \cos \varphi e^{-S^2 \sin^2 \varphi} \sqrt{\pi} (1 + \operatorname{erf} S \sin \varphi)}{^{1/2} \sqrt{\pi} (1 + \operatorname{erf} S)} \right]$$

$$(\varphi = \operatorname{arc} \operatorname{tg} (r_s/x_1))$$

Здесь n_1 — плотность молекул в точке $x = x_s$. Результаты экспериментального определения осевых градиентов плотности представлены в работе [2] в сравнении с расчетными значениями по формуле (3.1). Из этого сравнения следует, что для указанного в п. 1 режима работы источника скоростное отношение $S \geq 5$.

Наконец, информацию о величине скоростного отношения можно получить, анализируя результаты визуальных наблюдений картины течения (фиг. 3). Свечение потока здесь связано с остаточной ионизацией в нем, а его расходимость — со сферическим характером истечения и конечностью числа S . Если измеренный полуугол расходимости θ отнести только за счет второй причины, то полученное значение $S = \text{arc ctg } \theta$ будет нижней границей значений S . Проведенные измерения показали, что $S \geq 6$.

Таким образом, оценки, основанные на предположении о стабилизации параметров потока в свободно-молекулярной области, достаточно хорошо согласуются между собой и с прямыми измерениями.

Поступила 23 II 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Коган М. Н. Динамика разреженного газа. М., «Наука», 1967.
2. Жестков Б. Е. Исследование высокотемпературной струи, истекающей в вакуум. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 3.
3. Vidal R. J., Skinner G. T., Barts J. A. Speed ratio measurements in nonequilibrium nozzle and free-jet expansion. The Fifth Internat. Sympos. on Rarefied Gas Dynamics, Acad. Press., 1967, vol. 2, p. 1287.
4. Owen P. L., Thornhill C. K. The flow in an axially symmetric jet from a nearly sonic orifice into vacuum. Aeronaut. Res. Council. Rep. and Memo, 1948, No. 2616.
5. Гусев В. Н., Жбакова А. В. Истечение вязкого газа в вакуум. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 3, стр. 170—173.
6. Мусанов С. В. Расчет газодинамических функций на оси осесимметричного молекулярного пучка. Уч. зап. ЦАГИ, 1972, т. 3, № 4.

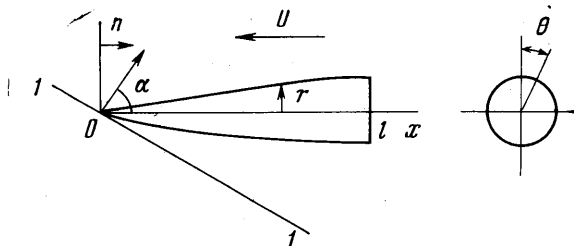
УДК 534.222.2

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ИМПУЛЬСОВ СИЛ И МОМЕНТОВ, СООБЩАЕМЫХ ТЕЛАМ ВРАЩЕНИЯ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ

В. А. КАЗАКОВ

(Москва)

Рассматривается пространственная задача о нестационарном обтекании тела вращения, движущегося со сверхзвуковой скоростью, когда на тело падает перемещающаяся слабая ударная волна. В одном случае параметры потока за фронтом ударной волны считаются постоянными, в другом — перепад давления уменьшается до нуля по линейному закону. В линейной постановке определяются суммарные импульсы сил и моментов за все время нестационарного процесса.



Фиг. 1

1. Пусть на тонкое тело вращения, движущееся со сверхзвуковой скоростью U , падает слабая ударная волна, распространяющаяся со скоростью звука a (фиг. 1, где 1-1 — ударная волна, $r = R(x)$ — форма тела). Скорость возмущенного потока за фронтом волны равна $\Delta p / \rho a$, где ρ — плотность воздуха, Δp — перепад давления. Рассмотрим сначала случай, когда параметры потока за фронтом постоянны и угол атаки равен нулю.