

времени, соответствуют решениям свободно-молекулярной системы $da^{(n)}/dt = 0$, если в последней за начальные данные выбрать упомянутые предельные значения. В приближении модельного уравнения Крука эти значения суть известные величины [10].

Легко показать, что указанное соответствие между однородным и свободно-молекулярным течениями имеет место, вообще говоря, и в случае самого общего закона макроскопического расширения [3], если только порядок убывания массовой плотности при $t \rightarrow \infty$ выше порядка убывания коэффициентов переносных членов в кинетической системе Грэда. Математическую формулировку последнего условия для общих однородных течений легко получить, воспользовавшись результатами работы [3]. Простейшими примерами однородных течений, когда это условие не выполняется и указанного соответствия может и не быть, являются одномерное расширение и сдвиговое течение [1, 2].

В заключение выражаю благодарность А. А. Никольскому и В. С. Галкину за обсуждение работы.

Поступило 2 II 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Галкин В. С. «Об одном классе решений уравнений кинетических моментов Грэда». Прикл. матем. и мех., 1958 г., т. 22, вып. 3.
2. Галкин В. С. «О точных решениях уравнений кинетических моментов смеси одноатомных газов». ЖМГ, 1966, № 5.
3. Никольский А. А. «Об общем классе однородных движений сплошных сред и разреженных газов». Инж. ж., 1965, т. 5, вып. 6.
4. Борисов А. С. «Асимптотика некоторых решений системы кинетических моментов Грэда». Инж. ж., 1965, т. 5, вып. 6.
5. Грэд Г. «О кинетической теории разреженных газов». Механика, ИЛ, 1952, № 4—5.
6. Камке Э. «Справочник по дифференциальным уравнениям». ИЛ, 1965.
7. Беллман Р. «Устойчивость решений дифференциальных уравнений». 1954, ИЛ.
8. Коддингтон Э. А. и Левинсон Н. «Теория обыкновенных дифференциальных уравнений». 1958, ИЛ.
9. Никольский А. А. «Трехмерное однородное расширение — сжатие разреженного газа со степенными функциями взаимодействия». Докл. АН СССР, 1963, 151, 3.
10. Борисов А. С., Черемисин Ф. Г. «Задача с начальными данными для релаксационного кинетического уравнения в однородно-расширяющемся (сжимающемся) газе». Инж. ж., 1965, т. 5, вып. 2.

ОБТЕКАНИЕ ЦИЛИНДРА ПОТОКОМ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

И. В. СКОКОВ

(Москва)

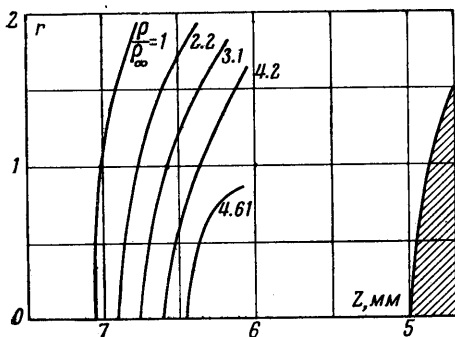
Исследование процессов обтекания тел потоком разреженного газа позволяет получать обширную информацию о механизме взаимодействия модели и потока (распределение плотности, структура ударной волны, геометрия фронта ударной волны и т. д.). Определение упомянутых выше параметров оказывает существенную пользу при решении целого ряда аэродинамических задач.

Из весьма малочисленных экспериментальных работ по изучению скачков уплотнения в разреженном газе можно указать на недавнюю работу [1], в которой при числе Маха $M_\infty = 6$ и числе Рейнольдса $R_\infty = 200$ исследовались параметры обтекания сферы и диска в области передней критической точки.

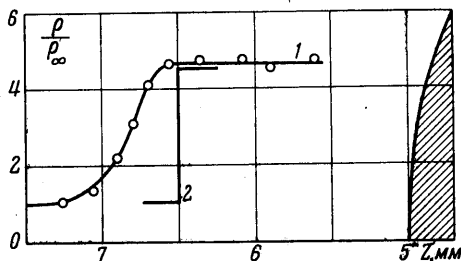
Развитие техники интерференционных измерений, в частности разработка высокочувствительного метода многолучевой интерферометрии, позволило впервые визуализировать газовые потоки в области течения со скольжением и проводить количественные исследования параметров обтекания [2—4]. При помощи этого метода, отличающегося от обычных интерферометрических методов изучения газовых потоков многократным прохождением светового луча через исследуемый объект, было проведено определение некоторых характеристик обтекания кругового цилиндра, установленного перпендикулярно оси потока. Коническое сопло, рассчитанное на $M_\infty = 4$, ускоряло газовый поток, который проходил между зеркалами интерферометра с коэффициентом отражения 85%; интерферометр освещался коллимированным пучком монохроматического света с длиной волны 577 нм; регистрация интерференционной картины осуществлялась при помощи фотоаппарата «Зенит». Обработка интерферограмм

проводилась фотометрическим способом [3]; расчет поля плотности проводился в предположении, что исследуемый поток является двумерным.

На фиг. 1 представлено характерное распределение плотности в области передней критической точки перед цилиндром диаметра 10 мм и длиной 15 мм при обтекании

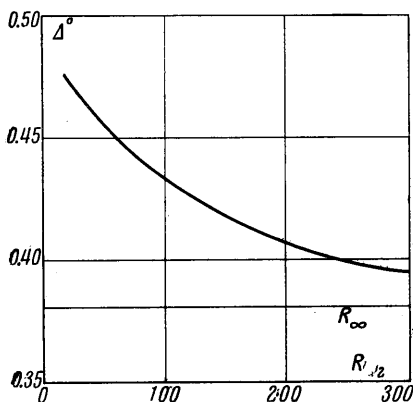


Фиг. 1

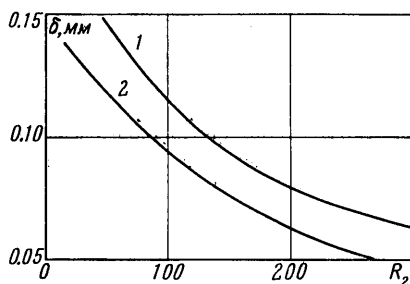


Фиг. 2

его потоком газа с параметрами $M_\infty = 3.9$, $T_0 \approx 300^\circ \text{K}$ (температура торможения) и $R_2 = 94$ (число Рейнольдса за скачком; характерным размером является радиус цилиндра). По оси ординат отложена радиальная координата потока, по оси абсцисс — расстояние от модели вверх по течению, при этом начало координат совмещено с центром модели. Кривые равных плотностей ρ / ρ_∞ , где ρ — текущее значение плотности, ρ_∞ — плотность набегающего потока, в окрестности линии торможения, имеют большой радиус кривизны, увеличение плотности в ударном слое происходит



Фиг. 3



Фиг. 4

медленно, скорость возрастания плотности увеличивается с приближением к модели. На фиг. 2 приведены графики распределения плотности в ударной волне. Для значений осевой координаты z , равной 5.6, 5.9, 6.07, 6.35, 6.54, 6.68, 6.9, 7.04, 7.23 получены значения ρ / ρ_∞ , равные 4.61, 4.60, 4.61, 4.61, 4.42, 4.01, 2.95, 2.26, 1.15, 1.0. Профиль ударной волны (фиг. 2, кривая 1) имеет зону с постоянной плотностью перед моделью, для которой выполняется соотношение Гюгоню на прямом скачке уплотнения. Для сравнения на фиг. 2 приведено распределение плотности в прямом скачке для континуума (кривая 2).

На фиг. 3 представлена экспериментально полученная зависимость отхода ударной волны Δ° от чисел Рейнольдса. Этот параметр представляет большой интерес, так как величина расстояния между скачком уплотнения и моделью определяет радиационную передачу от газа к телу, характеризующую объем излучающего газа. При этом за величину отхода ударной волны принималось расстояние от модели вверх по течению до той точки потока, где изменение плотности достигает $\sim 10\%$. При уменьшении числа Рейнольдса отход ударной волны возрастает, причем тем быстрее, чем в большей степени разрежен газ. Для сравнения показана прямая линия, соответствующая отходу скачка от модели в условиях континуума [3].

При интерпретации результатов экспериментов необходимо иметь в виду, что вследствие отсутствия аксиальной симметрии, могут играть существенное значение краевые эффекты, суть которых заключается в завихрениях на краях модели и, следовательно, — в изменении параметров обтекания.

На фиг. 4 показана экспериментальная зависимость толщины ударной волны δ от числа Рейнольдса. Верхняя кривая получена для цилиндра с отношением диаметра к длине 0,5, а нижняя — 0,25. Кривые эквидистантны, при одних и тех же параметрах обтекания наблюдается утолщение ударной волны для первого случая примерно на 20%. Значение отхода ударной волны практически не изменяется. Концентричность скачка уплотнения сохраняется лишь в малом диапазоне углов ($5-10^\circ$) в окрестностях линии торможения, с увеличением числа Маха этот диапазон несколько увеличивается.

Отметим в заключение, что характер зависимостей и порядок полученных величин согласуется как с теоретическими, так и с экспериментальными результатами [1].

Поступило 21 IX 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов А. В. Плотность вблизи передней критической точки затупленного тела, обтекаемого сверхзвуковым потоком разреженного газа. Докл. АН СССР, 1965, т. 161, № 2.
2. Королев Ф. А., Акимов А. И., Кромский Г. И., Скоков И. В. О применении эталона Фабри-Перо для изучения воздушных потоков низкой плотности. Приборы и техн. эксперим., 1965, № 4.
3. Королев Ф. А., Кромский Г. И., Скоков И. В. Применение фазового метода многолучевой интерферометрии для изучения малых плотностей газов. Изв. высш. учебн. завед., Физика, 1963, № 5.
4. Скоков И. В. Сравнение чувствительности двухлучевого и многолучевого интерферометров к измерению малых вариаций показателя преломления. Вестн. Моск. ун-та, 1962, № 2.
5. Хейз У., Прост и Р. Теория гиперзвуковых течений. Изд. иностр. лит., 1962.

К ЗАДАЧЕ О ДВИЖЕНИИ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА МЕЖДУ ДВУМЯ КОАКСИАЛЬНЫМИ ЦИЛИНДРАМИ

Б. Т. ПОРОДНОВ, П. Е. СУЕТИН

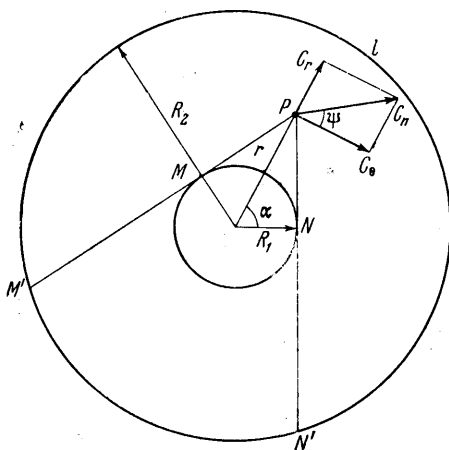
(Свердловск)

С кинетической точки зрения, исследование течения разреженного газа связано с решением уравнения Больцмана для функции распределения. Однако в некоторых случаях при решении подобных задач оказывается возможным использовать другие приближенные методы, которые позволяют избежать математических трудностей, возникающих при непосредственном решении кинетического уравнения.

В работе [1] исследовалась теплопередача между двумя неподвижными коаксиальными цилиндрами, имеющими различную температуру, при любых числах Кнудсена. Метод решения основан на использовании интегрального уравнения переноса для молекулярного признака ϕ , являющегося функцией компонент абсолютной скорости v , и «двухсторонней» функции распределения Максвелла по скоростям. Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Представляет интерес исследовать этим методом задачу о движении одноатомного газа между двумя коаксиальными цилиндрами, вызываемом аксиальным градиентом давления.

Рассмотрим движение одноатомного газа между двумя неподвижными коаксиальными цилиндрами с радиусами R_1 и R_2 (фиг. 1). Будем полагать, что движение газа изотермическое и градиент давления, как



Фиг. 1

и средне-массовая скорость, направлены вдоль оси z (ось коаксиальных цилиндров). Далее считаем, что течение газа стационарное и скорость его движения мала по сравнению со скоростью звука. Тогда функция распределения по скоростям мо-