

ЛИТЕРАТУРА

1. Ангуфьев В. М., Белецкий Г. С. Теплопередача и аэродинамические сопротивления трубчатых поверхностей в поперечном потоке. М.—Л., Машгиз, 1948.
2. Кейс В. М., Лондон А. Л. Компактные теплообменники. М., «Энергия», 1967.
3. Boissier A., Chatillon M., Gautier D., Perez R., Marchand A. Les pertes de charge et le transfert thermique, côté gas, dans les échangeurs de chaleur à tubes lisses, à circulations orthogonales, Bull. Dir. étud. et rech., 1971, ser. A, № 2—3.
4. Чжень. Колебания подъемной силы, обусловленные вихревыми дорожками Кармана за одиночными круговыми цилиндрами и пучках труб. Ч. 1. Тр. Амер. о-ва инж.-мех. Конструирование и технология машиностроения, 1972, № 2.
5. Ishigai S., Nishikawa E., Nishimura K., Cho K. Experimental study on structure of gas flow in tube banks with tube axes normal to flow. Part 1. Karman vortex flow from two tubes at various spacings. Bull. JSME, 1972, vol. 15, No. 86.
6. Жукаускас А., Макарявичус В., Шланчяускас А. Теплоотдача пучков труб в поперечном потоке жидкости. Вильнюс, «Минтис», 1968.
7. Замков Д. Г. Исследование теплопередачи и гидравлического сопротивления судовых круглотрубчатых охладителей вязких жидкостей. Судостроение, 1959, № 5.
8. Bergelin O. P., Brown G. A., Hull H. L., Sullivan F. W. Heat transfer and fluid friction during viscous flow across banks of tubes 3. A study of tube spacing and tube size. Trans. ASME, 1950, vol. 72, No. 6.
9. Ариберг Б. Т. Обзор критических расходомеров для измерения газовых потоков. Тр. Амер. о-ва инж.-мех. Сер. D. Техническая механика, 1962, т. 84, № 4.

УДК 533.6.011.8 629.78.018.3

ОБ АЭРОДИНАМИЧЕСКОМ СЛЕДЕ В ГИПЕРЗВУКОВОМ СВОБОДНОМОЛЕКУЛЯРНОМ ГАЗОВОМ ПОТОКЕ

А. П. НИКИФОРОВ, А. И. ОМЕЛИН

(Москва)

Экспериментально исследуется форма аэродинамического следа и течение в нем для случая, когда поток создается с помощью точечного источника и распространяется в неподвижном остаточном газе. Показано, что геометрия следа определяется взаимным расположением источника и модели, донное давление пренебрежимо мало, а течение в следе представляет собой часть набегающего потока, рассеянную остаточным газом. Величина поперечного скоростного отношения в невозмущенном потоке вдали от точечного источника на несколько порядков превышает величину продольного скоростного отношения.

Исследование течения в аэродинамическом следе является составной частью задачи об обтекании тела газом. В свободномолекулярной области структура следа исследована в основном теоретически [1—4], а экспериментально — лишь для случая ионизованного газа [5, 6]. В последнем случае основную роль в заполнении следа играют электрические поля, связанные с зарядом самого тела и с объемными зарядами вне его. В нейтральном газе заполнение следа происходит за счет теплового движения молекул [4]. Особый интерес представляет структура следа в расходящемся потоке, распространяющемся в неподвижном газе — случай, широко используемый в лабораторной практике. Однако аэродинамический след в течениях такого типа не исследован ни теоретически, ни экспериментально и для его моделирования используются пока световые методы (см., например, [7]). Эти методы, однако, далеко не полностью передают все свойства течений газа.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование формы аэродинамического следа и течения в нем для случая гиперзвукового свободномолекулярного расходящегося потока, распространяющегося в неподвижном остаточном газе. В качестве модели взята пластина, расположенная поперек потока.

Рассмотрим в первом приближении механизм образования следа в гиперзвуковом свободномолекулярном расходящемся потоке (фиг. 1). Пусть L — расстояние от источника I до модели 2, θ — угол Маха, δ — ширина тени, a — ширина модели, 3 — диафрагма, ограничивающая поперечный размер потока, 4 — измеритель потока. Обозначим S поперечное скоростное отношение, т. е. отношение скорости потока к средней тепловой скорости молекул в направлении, перпендикулярном скорости потока. Очевидно, что $\theta = \arctg 1/S$. Из геометрии течения можно получить следующее соотношение:

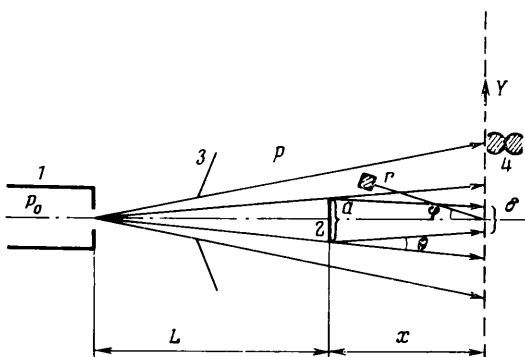
$$(1) \quad \frac{\delta}{a} = 1 + \left(\frac{a}{L} - \frac{2}{S} \right) \frac{x}{a}$$

Первое слагаемое в скобках описывает геометрическую расходимость потока, второе — тепловое движение молекул.

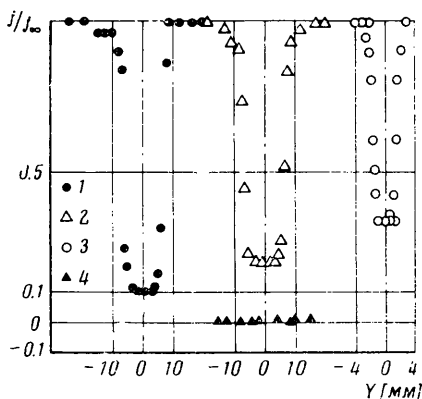
Из (1) следует, что в зависимости от величины $\Sigma = aS/2L$ можно выделить две области: область $\Sigma > 1$, где ширина следа увеличивается с расстоянием от модели (расходящийся след) и область $\Sigma < 1$, в которой происходит смыкание следа на расстоянии от модели $x^* = 1/2 aS$. Последний вывод получен и в [1] расчетным путем на основе решения кинетического уравнения. Граница между этими областями соответствует случаю $\Sigma = 1$, когда ширина следа остается постоянной. Из измерения ширины следа δ в зависимости от расстояния x можно определить величину S

$$(2) \quad S = 2/(a/L - k), \quad k = d\delta/dx$$

Рассмотрим теперь течение внутри следа. В рамках «геометрического» приближения молекулы набегающего потока не попадают внутрь следа. При этом не учи-



Фиг. 1



Фиг. 2

тывается влияние остаточного газа, который представляет собой «газовую мишень» для набегающего свободномолекулярного потока и может рассеивать последний во всех направлениях.

Совместим начало полярной системы координат с точкой наблюдения, падающей на ось потока. Интенсивность потока молекул dj_d , попадающих в детектор в результате упругого рассеяния [8] элементарным кольцом остаточного газа с поперечным сечением $rdrd\varphi$, равна

$$(3) \quad dj_d = j_{\infty 0} \frac{(L+x)^2}{(L+x-r \cos \varphi)^2} \sigma_0 n \frac{2 \cos^4 \varphi}{\sin \varphi} d\varphi dr$$

Здесь $j_{\infty 0}$ — интенсивность невозмущенного потока, взятая в сечении $x=0$, $\sigma_0 = 4.4 \cdot 10^3 \text{ см}^2$ — газодинамическое сечение упругого рассеяния для азота, n_{ph} — концентрация молекул остаточного газа. Выражение (3) проинтегрируем в пределах $\arctg a/2x \leq \varphi \leq \pi/4$, $0 \leq r \leq y_0 \sin \varphi$. Верхний предел интегрирования по углу φ определяется апертурой входного отверстия детектора, y_0 — средний радиус набегающего потока. Получим после интегрирования

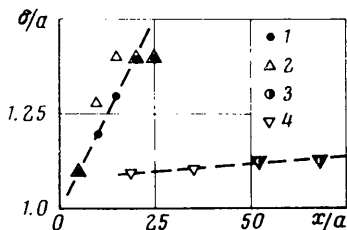
$$(4) \quad j_d/j_{\infty 0} = \sigma_0 n y_0 \left[\frac{1}{2} \frac{2x/a}{4x^2/a^2 + 1} + \right. \\ \left. + 3(\arctg^2 x/a - \pi/4) + \frac{2y_0}{L+x} \ln \frac{4x^2/a^2 + 1}{2} \right]$$

Эксперимент проводился на аэродинамической установке с гиперзвуковым свободномолекулярным потоком азота [9]. Основные параметры потока: скорость $v = 4 \text{ км/сек}$, концентрация молекул $n_{\infty} = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, интенсивность потока молекул $j_{\infty} = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}$, поперечный размер потока в месте измерений $2y_0 = 10 \text{ см}$, продольное скоростное отношение $S_1 = 6$ [9, 10].

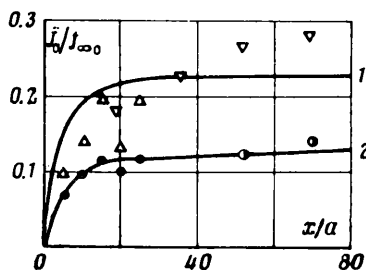
В качестве моделей использовались плоские полосы шириной 10 и 3 мм, расположенные поперек потока на расстояниях от источника 500 и 916 мм соответствен-

но. Для измерения потока использовался двухкамерный насадок удельного расхода [10, 11], представляющий собой две вакуумметрические лампы ПМИ-2 (4 на фиг. 1). В колбах ламп просверлены отверстия диаметром 0,45 мм. Лампы расположены таким образом, чтобы в одну из них попадал поток и остаточный газ, а в другую — лишь остаточный газ. Тогда разность давлений в лампах Δp пропорциональна интенсивности потока j , если обтекание колб и истечение газа из них свободномолекулярные [12]. Разность делений Δp измерялась балансно-компенсационным методом. Измерительные лампы были установлены на координатнике, с помощью которого они перемещались вдоль и поперек потока на расстояние до 20 см.

Типичные распределения интенсивности потока в следе (для давления в рабочей камере $p_{pk}=7.5 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст.) представлены на фиг. 2, где $1-a=10$ мм,



Фиг. 3



Фиг. 4

$x=50$ мм; 2 — $a=10$ мм, $x=150$ мм; 3 — $a=3$ мм, $x=200$ мм; 4 — $a=10$ мм, $x=0$. Эти распределения показывают, что смыкания следа не обнаруживается, интенсивность потока в теневой области следа мала в сравнении с давлением набегающего потока и при $x=0$ (точки 4) не отличается от давления остаточного газа.

Результаты обработки кривых распределения интенсивности, полученных для различных условий, представлены на фиг. 3. Ширина следа δ измерялась на уровне, соответствующем половине глубины «ям». Обозначения: 1 — $p_{pk}=4.3 \cdot 10^{-5}$, 2 — $p_{pk}=7.5 \cdot 10^{-5}$ для $a/L=2 \cdot 10^{-2}$, 3 — $p_{pk}=4.3 \cdot 10^{-5}$, 4 — $p_{pk}=7.5 \cdot 10^{-5}$ для $a/L=3.3 \cdot 10^{-3}$ (где p_{pk} в мм рт. ст.). Пунктирная линия — усреднение экспериментальных точек по закону наименьших квадратов. Для первой пары опытов угловой коэффициент $k=2.0 \cdot 10^{-2}$, а определенные отсюда значения скоростного отношения S и параметра Σ равны бесконечности. Для второй пары опытов соответственно $k=1.0 \cdot 10^{-3}$, $S=880$ и $\Sigma=1.45$. Эти результаты подтверждают вывод о расходящемся виде следа, причем след расходится даже и в том случае, когда модель значительно удалена от источника ($2L/a=600$, опыты 3, 4). Отсюда следует точечный характер истечения, что и предполагалось вначале. Возмущенная зона простирается вдоль оси потока на большие ($x/a \sim 100$) относительные расстояния от модели. Наконец, величина поперечного скоростного отношения на несколько порядков превышает величину продольного скоростного отношения, которое, как указывалось выше, равно $S_1=6$.

Обратимся теперь к величине потока j_0 в теневой области на оси. На фиг. 4 эта величина, отнесенная к невозмущенному потоку $j_{\infty 0}$, представлена в зависимости от относительного расстояния x/a . Обозначения те же, что и на фиг. 3. Видно, что экспериментальные точки группируются в зависимости от давления остаточного газа и качественно согласуются с расчетами по формуле (4). Кривые 1 и 2 отвечают значениям $p_{pk}=2.7 \cdot 10^{12}$ и $1.5 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$, $p_{pk}=7.5 \cdot 10^{-5}$ и $4.3 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. соответственно; в обоих случаях $y_0=5$ см, $L+x=100$ см. Таким образом, поток в теневой зоне создается рассеянными молекулами, образующимися от взаимодействия набегающего потока с остаточным газом.

Поступила 10 XI 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Альперт Я. Л., Гуревич А. В., Пятаевский Л. П. Искусственные спутники в разреженной плазме. М., «Наука», 1964.
2. Нецветайлов Е. М., Скворцов В. В. Моделирование следа за телом в расходящемся потоке разреженной плазмы. Тр. ЦАГИ, 1973, вып. 1447.
3. Альперт Я. Л. Волны и искусственные тела в приземной плазме. М., «Наука», 1974.
4. Закиров М. А. Об аэродинамических коэффициентах тела, летящего в окрестности другого тела в свободномолекулярном потоке. Уч. зап. ЦАГИ, 1972, т. 3, № 3.

5. Сковорцов В. В., Носачев Л. В. Исследование структуры следа за сферическими моделями в потоке разреженной плазмы. Космические исследования, 1968, т. 6, вып. 2.
6. Сапожников Г. И., Сковорцов В. В. Исследование возмущенной зоны за сферой в потоке плазмы. Тр. ЦАГИ, 1971, вып. 1311.
7. Воронцов В. А., Груднистый В. В., Камеко В. Ф., Кошеленко В. В., Резниченко Ю. Т., Яскевич Э. П. Устройство для определения координат контура аэродинамической тени на телах сложной формы в свободномолекулярном потоке. Авт. свид. СССР № 354113, Кл. G 01 m 9/00, заявл. 20.IV.1970, Оpubл. 13.IX.1972.
8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика. М., Физматгиз, 1958.
9. Баринев И. С., Жестков Б. Е., Омелик А. И., Орлова З. Т. Аэродинамическая установка со свободномолекулярным потоком и высокой температурой торможения. Теплофизика высоких температур, 1973, т. 11, № 3.
10. Омелик А. И. Экспериментальное определение скоростного отношения в свободномолекулярном потоке азота. Изв. АН СССР, МЖГ, 1973, № 4.
11. Семенов Б. И. Балансно-компенсационный метод измерения молекулярных потоков. Приборы и техника эксперимента, 1969, № 1.
12. Коган М. Н. Динамика разреженного газа. М., «Наука», 1967.

УДК 533.697.4

ОБ УДЕЛЬНОМ ИМПУЛЬСЕ ПОТОКА В МИНИМАЛЬНОМ СЕЧЕНИИ СОПЛА ЛАВАЛЯ И В ВЫХОДНОМ СЕЧЕНИИ СУЖАЮЩЕГОСЯ СОПЛА

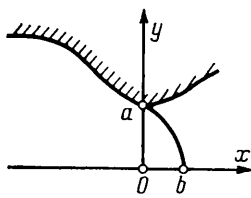
А. Н. КРАЙКО, В. Е. СОКОЛОВ

(Москва)

Рассматривается вопрос о влиянии неравномерности параметров, вызванной двумерным характером течения, на величину удельного импульса потока в минимальном сечении сопла Лавали и в выходном сечении сужающегося сопла на сверхкритических режимах. Показано, что в приближении идеального (невязкого и нетеплопроводного) газа соответствующая величина при непрерывном течении всегда превышает значение, вычисленное по одномерной теории для того же сопла и тех же параметров торможения газа.

1. Рассмотрим течение невязкого и нетеплопроводного газа в сужающемся — расширяющемся осесимметричном или плоском сопле Лавали на сверхкритических режимах, т. е. на режимах с переходом всего потока через скорость звука в окрестности минимального сечения сопла. Пусть x и y — оси цилиндрической (в осесимметричном случае) или декартовой (в плоском) системы координат, причем ось x совмещена с осью (или плоскостью) симметрии сопла, как это показано на фиг. 1. Пусть, далее, p — давление, ρ — плотность, c — скорость звука, u и v — проекции вектора скорости газа w на оси x и y , а w — модуль w . Поток на входе в сопло предполагается изоэнергетическим и изэнтропическим. Все переменные считаются безразмерными, причем в качестве масштабов скорости, плотности и давления берутся критические скорость и плотность потока c_* и ρ_* и произведение $\rho_* c_*^2$, а в качестве линейного масштаба — радиус (или полувысота) минимального сечения сопла. Напомним, что в данном случае все термодинамические переменные, в частности p , ρ и c — известные функции модуля скорости w .

Важными интегральными параметрами сопла являются массовый расход газа G в единицу времени, а также проекция на ось x потока импульса I и удельного импульса $i = I/G$ в минимальном сечении. Все эти величины зависят от формы сопла и определяются либо в процессе решения достаточно трудоемкой прямой задачи теории сопла Лавали, либо экспериментально, причем к точности расчета и эксперимента предъявляются весьма высокие требования. Последнее объясняется, в частности, тем, что указанные величины близки к значениям G_0 , I_0 и i_0 , определяемым для того же сопла из одномерного приближения. Поэтому двумерный расчет или эксперимент имеют смысл лишь при достаточно аккуратном определении соответствующих разностей (или отношений). Что касается одномерного («гидравлического») расчета, то он не представляет большого труда, поскольку в этом приближении в минимальном сечении сопла поток равномерен, параллелен оси x , а его параметры равны критическим, т. е. $v=0$, $\rho=u=w=1$ и $p=p_*=p(1)$. Заметим, что для совершенного газа с отношением удельных теплоемкостей κ при принятом способе безразмеривания $p_*=1/\kappa$.



Фиг. 1