

Если тепло  $\Delta q$ , отобранное у потока, подводится на вход в канал с  $F_a/F_* = \text{const}$ , то прирост удельного импульса, обусловленный этим подводом, может быть оценен методами, изложенными в [3].

При этом

$$\delta_+ = \frac{\Delta I}{I} = \Delta q \left[ 1 - \frac{T_a}{T_0} + \left( \alpha_{p*} \frac{T_*}{c_{p*}} - \frac{T_0 - T_*}{w_*^2} \right) \frac{R_a T_a}{T_0} \right] \times \\ \times \left[ w_a^2 \left( 1 + \frac{R_a T_a}{w_a^2} \right) \right]^{-1}$$

где  $\alpha_p = \rho (\partial v / \partial T)_p$  — изобарный коэффициент расширения,  $c_p$  — теплоемкость при постоянном давлении, звездочкой отмечены параметры в критическом сечении.

Для потока с постоянным составом и показателем адиабаты

$$\delta_+ = \frac{\Delta q}{w_a^2 (1 + \mu_a)}, \quad \mu_a^{-1} = \frac{\gamma - 1}{2} M_a^2$$

В целом регенеративный эффект, т. е. повышение удельного импульса, обусловленное отводом тепла вдоль канала и подводом этого же тепла в начале канала, определяется равенством

$$\delta_x = \delta_+ + \delta_-$$

где  $\delta_- < 0$  вычисляется по формуле (4) при  $\Delta q < 0$ .

Если при определении параметров потока в канале рассчитывается пограничный слой с учетом теплообмена через стенку, то вторично, по формуле (4), теплообмен учитывать не следует. Однако такое течение уже не является квазиодномерным.

Поступила 16 IX 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Вулис Л. А. Термодинамика газовых потоков. М.—Л., Госэнергоиздат, 1950.
2. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М., «Наука», 1969.
3. Алемасов В. Е., Дрегалин А. Ф., Тишин А. П., Худяков В. А. Термодинамические и теплотехнические свойства продуктов сгорания, т. 1. М., АН СССР, ВИНТИ, 1971.

УДК 533.6.011.8

## ПРОФИЛЬ СОПЛА, ФОРМИРУЮЩЕГО СВОБОДНОМОЛЕКУЛЯРНЫЙ ПОТОК, ПРЕДНАЗНАЧЕННЫЙ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЗДУХОЗАБОРНИКОВ И РЕШЕТОК

Ю. Е. КУЗНЕЦОВ, Я. Ш. ФЛАКМАН

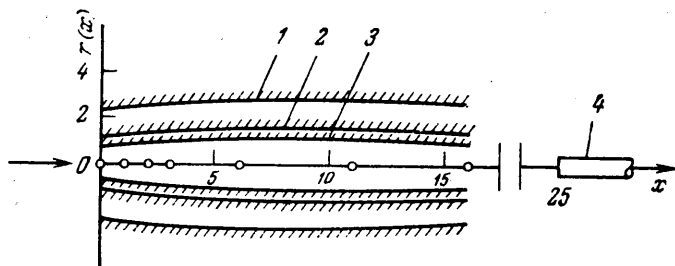
(Москва)

В работе [1] авторами изложена методика создания в экспериментальных установках свободномолекулярного потока, моделирующего натуральный свободномолекулярный поток по одному из моментов функции распределения, предназначенный для некоторых видов аэродинамических экспериментов, например для исследования расходных характеристик воздухозаборников и решеток. В настоящей работе даны результаты расчетов контуров сопел, формирующих свободномолекулярный поток с необходимой для моделирования функцией распределения.

Согласно [1] в искусственно созданном и натурном свободномолекулярных потоках относительные расходы молекул  $N(\theta, \varphi)$  вдоль любой траектории равны. (Здесь  $N(\theta, \varphi)$  — относительное число молекул, пересекающих единичную площадку, перпендикулярную траектории, в единичном пространственном угле в единицу времени.) При этом в обоих потоках по одинаковым траекториям будет двигаться одинаковое (относительное) число молекул при отличающихся законах распределения модулей скорости.

В потоке, созданном по сформулированному выше правилу, можно приводить аэродинамические испытания моделей, у которых характеристики зависят не от скорости движения молекул, а только от количества молекул, приходящих на единицу поверхности модели в единицу времени. Такое условие выполняется, например, при исследовании воздухозаборников и решеток в случае, когда имеет место диффузное отражение молекул от поверхности.

Точное моделирование натурального потока происходит в одной точке пространства. В окрестности этой точки происходит приближенное моделирование. Поэтому размеры исследуемых в потоке моделей следует выбирать в соответствии с необходимой точностью моделирования.



Фиг. 1

В [1] показано, что нахождение контура сопла  $r(x)$ , обеспечивающего формирование необходимого свободномолекулярного потока, связано с решением интегрального уравнения, описывающего баланс частиц на стенках сопла.

$$(1) \quad N_1(x) = \int_{\eta=0}^{\infty} \int_{\varphi} N_1(\eta) G_1(\eta, x, \varphi) r(\eta) d\eta d\varphi$$

$$G_1(\eta, x, \varphi) = \frac{[r(\eta) - r(x) \cos \varphi - (\eta - x)r'(\eta)]}{\pi(1 + [r'(x)]^2)^{1/2}} \times$$

$$\times \frac{[r(x) - r(\eta) \cos \varphi + (\eta - x)r'(x)]}{[(\eta - x)^2 + r^2(\eta) + r^2(x) - 2r(x)r(\eta) \cos \varphi]^2}$$

Здесь  $N_1(x)$  — полное число молекул, стартующих с единицы площади внутренней поверхности сопла;  $x, r, \varphi$  — цилиндрическая система координат;  $\eta$  — переменная интегрирования.

Если интегрирование по  $\eta$  проводится с учетом конечного размера сопла, то в (1) добавляется член, описывающий поток частиц из входного сечения на поверхность сопла.

Поскольку свойства потока, который надо создать, известны, то функция  $N_1(x)$  оказывается заданной [1]

$$(2) \quad N_1(x) = N_{\infty} \exp(-S^2 \sin^2 \theta) \chi(S_{\theta}), \quad N_{\infty} = \frac{n_{\infty}}{2\sqrt{\pi h_{\infty}}}$$

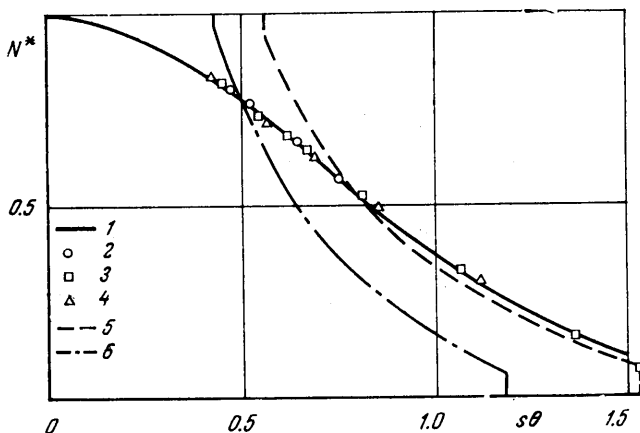
$$S = |\mathbf{V}| \sqrt{h_{\infty}}, \quad S_{\theta} = S \cos \theta, \quad h_{\infty} = \frac{m}{2kT_{\infty}}$$

$$\chi(x) = \exp(-x^2) (1+x^2) + \sqrt{\pi} x (1 + \operatorname{erf} x) (3/2 + x^2), \quad \operatorname{erf} x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-\lambda^2) d\lambda$$

Здесь  $m$  — масса молекулы газа,  $k$  — постоянная Больцмана,  $\theta$  — угол между осью  $x$  и линией, соединяющей точку моделирования с центром элементарной площадки на внутренней поверхности сопла.

Уравнение (1) решалось относительно неизвестного контура сопла  $r(x)$ . Видно, что относительно  $r(x)$  уравнение (1) является нелинейным.

Решение уравнения (1) осуществлялось методом градиентного спуска [2]. Координата  $x$  начала и конца сопла и положения точки моделирования задавались. Спуск проводился по семи параметрам, в качестве которых выбирались координаты  $r(x)$  контура в семи точках по оси  $x$ , включающих в себя точки начала и конца сопла. Полученные в результате расчетов контуры сопел для различных скоростных отношений  $s$ , приведены в таблице (все линейные размеры даны в одних и тех же безразмерных единицах, исследуемая модель располагается при  $x=25$ ) и на фиг. 1 (контур 1 —  $S=5$ , контур 2 —  $S=10$ , контур 3 —  $S=15$ , 4 — воздухозаборник, 5 — точки, в которых производилась деформация контуров в процессе спуска). «Качество» моде-



Фиг. 2

лирования натурального потока следует проверять по функции  $N(\theta, \varphi)$  [4] (в частном случае, когда точка моделирования расположена на оси симметрии, зависимость от  $\varphi$  пропадает)

$$(3) \quad N(\theta, \varphi) = \frac{N_{\infty}}{\pi} \exp(-S^2 \sin^2 \theta) \chi(S\theta)$$

Сравнение функций

$$N^*(\theta, \varphi) = N(\theta, \varphi) / N_{\max}, \quad N_{\max} = 2\sqrt{\pi} N_{\infty} (3/2 + S^2)$$

для натурального потока (кривая 1) и для сопел, соответствующих значениям  $S=5, 10$  и 15 (группа точек 2-4), приведено на фиг. 2. Видно, что все рассчитанные сопла хорошо воспроизводят функцию  $N(\theta, \varphi)$ .

Анализ координат контуров указывает на существование асимптотического закона подобия при  $S \rightarrow \infty$

$$(4) \quad Sr(x) = R(x)$$

где  $R(x)$  — универсальная функция  $x$ .

Такое свойство объясняется во первых тем, что отнормированная функция  $N(\theta, \varphi)$  при больших  $S$  и малых  $\theta$  зависит от произведения  $S\theta$ , что эквивалентно (4) при фиксированном  $x$ . Из (2) следует, что  $N_1(x)$  обладает этим же свойством. Во-вторых, ядро интегрального уравнения (1) мало везде, кроме окрестности  $x$  размером в несколько радиусов. Поэтому интеграл от ядра, когда радиусы становятся достаточно малыми и профиль сопла становится пологим, перестает «чувствовать» форму профиля и стремится к единице при любых контурах сопла.

$S$	$x=0$	1	2	3	6	11	16
5	2.330	2.559	2.653	2.745	2.853	2.748	2.525
10	1.977	1.301	1.395	1.456	1.527	1.485	1.392
15	0.684	0.903	0.956	1.004	1.060	1.032	0.989

Из сказанного следует, что в уравнении (1) при больших  $S$  форма контура влияет на течение только через  $N_1(x)$ , что и приводит к (4).

Из сформулированного закона подобия следует, что для любых промежуточных или больших значений  $S$  контуры сопел можно получать не решением интегрального уравнения (1), а с помощью пересчета уже найденных контуров.

Поскольку полученные контуры сопел оказались пологими, возникает предположение о возможности их замены соплами с контурами  $r = \text{const}$ . Примеры такой замены показаны на фиг. 2, где для  $S=10$  приведены функции  $N(\theta, \varphi)$  модельных потоков из цилиндрических сопел радиусами  $r=1.392$  (кривая 5) и  $r=1.077$  (кривая 6). Выбранные значения радиусов цилиндрических сопел соответствуют выходному и входному сечениям профилированного сопла, рассчитанного для потока с  $S=10$ . Из графика видно, что  $N(\theta, \varphi)$  в этих случаях заметно отличается от соответствующей функции натурального потока.

Поступила 11 X 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецов Ю. Е., Флакман Я. Ш. Создание свободномолекулярного потока, предназначенного для специальных аэродинамических исследований. Изв. АН СССР, МЖГ, 1976, № 4.
2. Полак Э. Численные методы оптимизации. М., «Мир», 1974.

УДК 533.6.011.8

## ИЗМЕРЕНИЕ ИНДИКАТРИС РАССЕЙЯНИЯ ОТ ШЕРОХОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ В ВЫСОКОСКОРОСТНОМ МОЛЕКУЛЯРНОМ ПОТОКЕ

А. П. НИКИФОРОВ

(Москва)

Одной из характеристик, от которой зависит взаимодействие молекул с твердой поверхностью, является ее шероховатость. При теоретическом рассмотрении влияния шероховатости на функцию рассеяния, на обмен импульсом и энергией между потоком газа и поверхностью был выявлен определяющий взаимодействие параметр  $\sigma_1$ , который характеризует средний тангенс угла наклона сторон неровностей поверхности [1, 2]. Экспериментальные исследования в потоках с тепловыми скоростями молекул, проведенные с контролем шероховатости электронно-микроскопическим методом, подтверждают теоретический вывод о зависимости взаимодействия от параметра  $\sigma_1$  [3]. Однако результаты опытов в высокоскоростных молекулярных потоках указывают на более слабое влияние шероховатости [4, 5]. Сведения о параметре  $\sigma_1$  испытываемых поверхностей отсутствуют.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование влияния неровностей реальной поверхности на индикатрисы рассеяния в высокоскоростном свободномолекулярном потоке.

1. Известно, что площадь поверхности является интегральной характеристикой шероховатости и включает в себя дифференциальный параметр  $\sigma_1$  [3]. Поэтому будем оценивать шероховатость поверхности величиной, являющейся отношением реальной площади поверхности к ее геометрической.

Для измерения реальной площади поверхности выбран электрохимический метод [6].

При погружении металлического электрода в электролит на границе раздела двух фаз, соответствующей реальной поверхности, образуется электрический слой в результате перехода заряженных частиц из одной проводящей фазы в другую. Структура двойного электрического слоя соответствует структуре плоского конденсатора, обкладки которого с размером сторон неровностей  $\sim 10^{-3}$  мкм находятся на расстоянии радиуса гидратированного иона  $\sim 10^{-4}$  мкм. Емкость двойного слоя с молекулярной чувствительностью реагирует на изменение площади поверхности металла, смачиваемой электролитом. Доказано, что в электролитах, не обладающих поверхностно-активными свойствами, емкость двойного слоя, приходящаяся на еди-