

УДК 533.697.4:532.55

ИССЛЕДОВАНИЕ ТРАЕКТОРИЙ ЧАСТИЦ В СОПЛАХ ЛАВАЛЯ

В. Н. КАМЗОЛОВ, Б. Н. МАСЛОВ, У. Г. ПИРУМОВ

(Москва)

Изложен метод расчета траекторий и параметров жидких или твердых частиц при течении в соплах Лавалья двухфазных потоков, позволяющий определить количество частиц, выпавших на стенку сопла, и оценить связанные с этим явлением потери импульса.

Основная часть исследований течений двухфазной смеси газа с твердыми или жидкими частицами в соплах Лавалья выполнена в одномерной постановке [1] и позволяет определить запаздывание частиц относительно газа по скорости и температуре, а также связанные с запаздыванием частиц потери удельного импульса. В работе [2] также в одномерной постановке рассматриваются экстремальные контуры сопл, обеспечивающие минимальное запаздывание частиц. В работе [3] описывается метод расчета неравновесного двухфазного течения в сопле Лавалья с учетом соударений, обмена энергией и количеством движения между частицами различных размеров. Двуслойная квазиодномерная модель течения двухфазных потоков в сопле Лавалья [4] позволяет приближенно учесть наличие в сверхзвуковой части сопла пристеночного слоя чистого газа.

Однако при движении смеси газа с частицами в соплах Лавалья двумерные эффекты играют существенную роль, во-первых, из-за неравномерного распределения частиц в поперечных сечениях сопла, а во-вторых, из-за возможного выпадения частиц на стенку в дозвуковой и сверхзвуковой частях сопла. В работах [5-8] рассматривается сверхзвуковая часть сопла, течение в которой для монодисперсной смеси рассчитывается методом характеристик.

При двухфазном течении вектор скорости частиц и их температура в трансзвуковой и сверхзвуковой областях существенным образом зависят от параметров течения в дозвуковой части сопла. Поэтому для правильного описания двухфазного течения необходимо проводить совместный расчет дозвуковой, трансзвуковой и сверхзвуковой областей потока. В работе [10] предложен эффективный метод расчета течения газа в дозвуковой, трансзвуковой и сверхзвуковой частях сопла.

В данной работе предлагается метод, позволяющий по известным параметрам газа приближенно определить траектории и параметры частиц в до- и сверхзвуковой частях сопла и определять количество частиц, выпавших на стенку сопла, приближенно определить плотность, скорость и температуру частиц, установить некоторые качественные особенности течения, в частности образование вблизи стенок сопла замкнутых и незамкнутых зон, в которых отсутствуют частицы данного размера. Недостаток этого метода заключается в том, что при расчете движения частиц не учитывается изменение параметров газа, вызванное запаздыванием частиц.

1. Первоначально, в двумерной постановке, рассчитывается равновесное течение двухфазной смеси газа с частицами в до- и сверхзвуковой частях сопла. Принимается, что параметры равновесного течения двухфазной смеси соответствуют параметрам течения газа с «эффективным» показателем адиабаты κ^0

$$\kappa^0 = \kappa \frac{1 - z(1 - c_s/c_p)}{1 - z(1 - \kappa c_s/c_p)} \quad (1.1)$$

Здесь κ — показатель адиабаты чистого газа, z — весовая доля частиц, c_p , c_s — удельные теплоемкости газа при постоянном давлении и частиц соответственно.

Предполагается, что параметры газа при наличии запаздывания частиц по скорости и температуре остаются такими же, как и в случае равновесного течения, при котором частицы оказывают на параметры газа наиболее «сильное» влияние. В некоторой мере это предположение может быть обо-

снова результаты одномерных расчетов двухфазных потоков, согласно которым при $z \leq 0.3 \div 0.35$ параметры газа слабо изменяются (в пределах 1—2%) при наличии запаздывания частиц по сравнению со случаем равновесного течения.

Для определения параметров газа на оси сопла задается распределение приведенной скорости λ в виде таблицы или аналитической зависимости. По заданному распределению скорости производится численное решение задачи Коши для уравнений газовой динамики, определяются параметры течения и семейство линий тока, каждая из которых может быть выбрана в качестве контура сопла. Используется устойчивая трехточечная разностная схема с переменным шагом вдоль слоя [10].

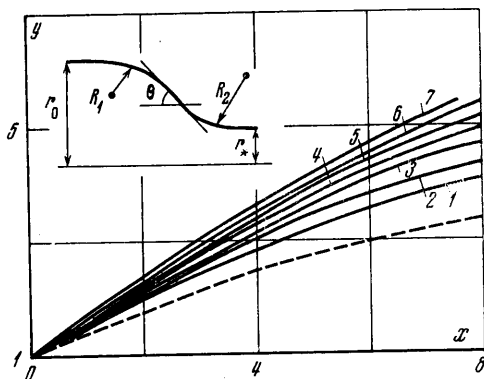
На оси сопла было задано следующее распределение скорости:

$$\lambda = 1 + \frac{(\lambda_a - 1)(1 - \lambda_0)(e^{x/b} - 1)}{(1 - \lambda_0)e^{x/b} + \lambda_a - 1} \quad (1.2)$$

где λ_0, λ_a — значения приведенной скорости при $x = -\infty$ и при $x = +\infty$, приближенно соответствующие скорости на входе и на выходе из сопла Лавала. Параметр b характеризует интенсивность изменения скорости в окрестности минимального сечения сопла. Для расчета поля течения в дозвуковой и транзвуковой частях сопла ($x < 0$) было выбрано два варианта распределения скорости с $\lambda_0 = 0.1, \lambda_a = 1.9, 1/b = 3.5$ при $x^\circ = 1.25$ и с $\lambda_0 = 0.12, \lambda_a = 1.72, b \approx 0.265$ при $x^\circ = 1.14$. В качестве контуров дозвуковой части сопла выбраны такие линии тока, что в дозвуковой части область минимального сечения скруглена радиусом $R_2 = 2r_*$, $\theta = 35^\circ$, $R_1 = r_0$ (фиг. 1) для первого варианта распределения скорости и $R_2 = 2r_*$, $\theta \approx 32.5^\circ$, $R_1 = 1.5r_0$ для второго варианта (θ — угол наклона дозвуковой части контура). Контур и поле течения газа в сверхзвуковой части сопла определялись также обратным методом для $x^\circ = 1.25$ по распределению скорости на оси (1.2) с $\lambda_{a1} = 2.33, 2.39, 2.45$. В этом случае распределение скорости (1.2) при $x < 0$ в дозвуковой области соответствовало значениям $\lambda_0 = 0.1, \lambda_a = 1.9$ и $1/b = 3.5$, а в сверхзвуковой области при $x > 0$ выбиралось таким образом, чтобы при $x = 0$ имелась непрерывность функции, первой и второй производной, а также чтобы на выходе из сопла достигалось заданное значение λ_{a1} . В связи с этим по заданным λ_{a1} значениям λ_{01} и $1/b_1$ определялись из соотношений

$$\lambda_{01} = 2 - \lambda_{a1}, \quad \frac{1}{b_1} = \frac{1}{b} \frac{\lambda_a - 1}{\lambda_{a1} - 1} \quad (1.3)$$

Отметим, что полученные обратным методом сверхзвуковые контуры сопел довольно близки к соответствующим укороченным контурам, рассчитанным методом характеристик и имеющим при полной длине равномерное и параллельное оси течение с числом Маха M_0 в выходном сечении и угловую точку в минимальном сечении. Так, полученный обратным методом контур сверхзвуковой части сопла с $\lambda_{a1} = 2.39$ близок к укороченному контуру сопла, имеющего число $M_0 = 3.8$ и при $r_a = 3.3$ примерно такую же



Фиг. 1

длину, как коническое сопло с полууглом 10° . На фиг. 1 этот контур показан пунктирной кривой.

Для $\kappa^\circ = 1.14$ контуры сверхзвуковой части задавались, а не определялись в результате решения обратной задачи. Так были заданы контуры с $M_0 = 3.8, 4, 4.2, 4.4, 4.6, 4.8$ и 5 , имеющие при $r_a = 5.25$ длины сверхзвукового контура $x_a \cong 16, 12, 10, 9, 8, 7.5$ и 7 . Начальные участки этих контуров показаны на фиг. 1 и обозначены цифрами $1, \dots, 7$. Здесь и ниже радиус выходного сечения r_a и длина сверхзвуковой части x_a отнесены к радиусу минимального сечения.

Поле параметров газа в заданном контуре рассчитывалось методом характеристик [11], для чего в известном поле течения в трансзвуковой области (рассчитанной обратным методом) восстанавливалась по методу [12] опорная характеристика второго семейства, выходящая из минимального сечения. Далее между опорной характеристикой и заданным контуром сопла течение рассчитывалось методом характеристик и определялось поле параметров газа.

В результате численного решения обратной задачи в до- и сверхзвуковой частях сопла (или с использованием для сверхзвуковой части сопла метода характеристик) в сечениях $x = \text{const}$ определяются величины u, v (проекция вектора скорости на оси x и r цилиндрической системы координат), p (давление), ρ (плотность) и T (температура).

2. Рассчитанное указанным образом поле течения газа использовалось для расчета траекторий и параметров инородных частиц. Принималось, что параметры газа не меняются при наличии частиц. Если параметры газа известны в любой точке поля течения, то составляющие скорости частиц u_s и v_s , температуру частиц T_s и их плотность ρ_s , а также траектории частиц можно определить при обычных упрощающих допущениях [3] путем численного интегрирования на ЭВМ уравнений движения, теплообмена и траекторий частиц. В проекциях на оси координат x и r уравнения движения частиц могут быть записаны в виде

$$u_s \frac{du_s}{dx} = 0.75 \frac{C_D \rho}{m d_s} |w - w_s| (u - u_s) \quad (2.1)$$

$$u_s \frac{dv_s}{dx} = 0.75 \frac{C_D \rho}{m d_s} |w - w_s| (v - v_s) \quad (2.2)$$

Здесь d_s — диаметр частицы, m — плотность вещества частицы, w — вектор скорости, индекс s — для параметров частицы.

Уравнение конвективного теплообмена частиц с газом может быть представлено в виде

$$u_s \frac{dI_s}{dx} = \frac{c_p h_s}{c_s} \frac{I - I(T_s)}{m d_s}, \quad h_s = \frac{\text{Nu } \lambda}{d_s} \quad (2.3)$$

где $I, I(T_s), I_s$ — энтальпия газа, энтальпия газа при температуре частицы и энтальпия частицы соответственно, c_p, c_s и h_s — удельные теплоемкости и коэффициент теплообмена, λ — коэффициент теплопроводности.

Траектория частицы определяется из соотношения

$$\frac{dr}{dx} = \frac{v_s}{u_s} \quad (2.4)$$

Вдоль каждой траектории сохраняется постоянной функция тока частиц ψ_s , которая удовлетворяет соотношению

$$\partial\psi_s / \partial r = r\rho_s u_s \quad (2.5)$$

Если ψ_s известна в начальном сечении сопла на рассматриваемой траектории, то (2.5) может быть использовано для расчета ρ_s .

В уравнениях (2.1) и (2.2) C_D — коэффициент лобового сопротивления сферических частиц — рассчитывался по формуле

$$C_D = C_D^\circ / (1 + 0.192C_D^\circ M), \quad C_D^\circ = 24/\text{Re} + 4.4/\text{Re}^{1/2} + 0.42$$

$$(\text{Re} = (\rho d_s |w - w_s|) / \eta) \quad (2.6)$$

где M — число Маха, рассчитанное по относительной скорости частицы; Re — число Рейнольдса частицы; η — вязкость газа.

В уравнении (2.3) число Нуссельта Nu рассчитывалось по формуле $\text{Nu} = \text{Nu}^\circ / [1 + 3.42 M \text{Nu}^\circ / (\text{RePr})]$. $\text{Nu}^\circ = 2 + 0.459 \text{Re}^{0.55} \text{Pr}^{0.33}$ (27).

где Pr — число Прандтля.

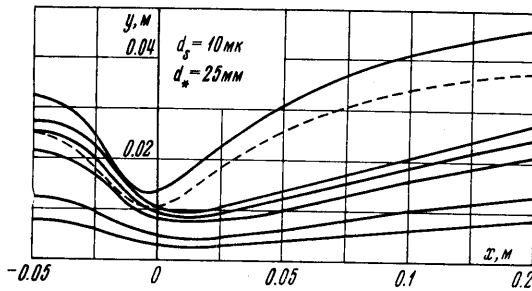
Формулы (2.6) и (2.7), учитывающие влияние разреженности и инерционности газа на коэффициенты C_D и Nu , как видно, отличаются от формул для течения Стокса, полученных при малых числах Re .

По уравнениям (2.1) — (2.7) при известном поле параметров газа путем численного интегрирования на ЭВМ можно рассчитать составляющие скорости частиц u и v_s , температуру частиц T_s . Численное интегрирование системы уравнений (2.1) — (2.7) проводилось методом Эйлера с пересчетом, обеспечивающим второй порядок точности. Переменный шаг интегрирования выбирался из серии расчетов таким образом, чтобы обеспечить устойчивость схемы вблизи начального сечения сопла, где двухфазное течение близко к равновесному, и поддержать необходимую точность в остальных сечениях сопла.

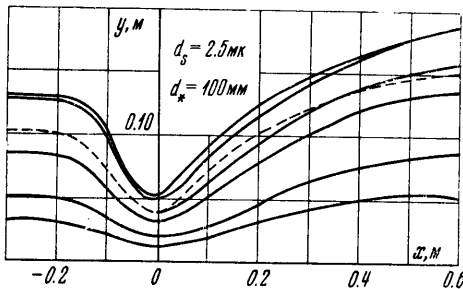
В начальном сечении сопла Лаваля задавалось, например, десять точек $\psi_{s,i} = \text{const}$ ($i = 1, 2, \dots, 10$), скорость и температура частиц в которых принимались равными скорости и температуре газа. Из этих точек выстраивались траектории частиц, каждая из которых соответствует заданному расходу частиц. Расход частиц заданного размера, заключенных между двумя соседними траекториями частиц, равен $\psi_{s,i} - \psi_{s,i-1}$. Пересечение какой-либо траектории частиц с контуром сопла свидетельствует о выпадении на контур частиц заданного размера. Повторяя в неизменном поле параметров газа расчеты для частиц различных размеров, определяем общую структуру течения частиц в сопле Лаваля и общее количество частиц, выпавших на стенку сопла.

3. В соплах, контуры и поле течения газа которых были получены в результате отдельных расчетов обратным методом и состыкованы по минимальному сечению при $\kappa^\circ = 1.25$, $\lambda_0 = 0.1$, $\lambda_{a1} = 2.33, 2.39, 2.45$, были проведены расчеты траекторий частиц диаметром $d_s = 2.5, 5, 10$ мк. При этом диаметры минимальных сечений сопл были приняты $d_* = 25, 50, 100, 200$ мм. На фиг. 2 и фиг. 3 представлены траектории частиц для характерных случаев. При больших размерах частиц ($d_s \geq 10$ мк) и малых диаметрах минимального сечения сопла $d_* \leq 25$ мм траектории частиц в сверхзвуковой части сопла близки к прямолинейным. Траектории частиц малых размеров искривлены и при больших диаметрах сопл близки по форме к линиям тока газа. Такой характер поведения частиц различных размеров связан с тем, что запаздывание частиц по скорости и температуре увеличивается при увеличении размера частиц, градиента газодинамических параметров и при уменьшении плотности газа. На фиг. 2 и фиг. 3 штриховыми линиями изображены линии тока газа, имеющие в начальном сечении сопла общую точку с одной из траекторий частиц. Линии тока

газа и частиц в дозвуковой части довольно близки между собой, а в сверхзвуковой частях заметно различаются, особенно при больших диаметрах частиц и малых диаметрах минимального сечения сопла. Для частиц всех размеров существует траектория, которая касается стенки сопла в дозвуковой части, причем точка касания расположена на прямолинейном участке контура. Эти касательные траектории разделяют поток частиц в сопле. Частицы, траектории которых расположены выше касательной и пересекают контур сопла в дозвуковой части, выпадают на стенку сопла. Естественно, что с увеличением диаметра частиц и уменьшением диаметра сопла количество частиц, выпавших в дозвуковой части сопла, увеличивается. Весовую долю частиц, выпавших на стенку в дозвуковой части сопла z° , удобно представить в зависимости от параметра подобия двухфазных течений — числа Стокса частицы



Фиг. 2



Фиг. 3

Здесь w_* — критическая скорость. Результаты расчетов для всех значений d_s и d_* показывают, что весовые доли частиц, выпавших на стенку сопла в дозвуковой части, описываются единой зависимостью, которую в рассмотренном диапазоне d_s и d_* с точностью до 1% можно представить в виде

$$St = m_s d_s^2 w_* (\eta d_*)^{-1}$$

Здесь w_* — критическая скорость. Результаты расчетов для всех значений d_s и d_* показывают, что весовые доли частиц, выпавших на стенку сопла в дозвуковой части, описываются единой зависимостью, которую в рассмотренном диапазоне d_s и d_* с точностью до 1% можно представить в виде

$$z^\circ [\%] = A d_s^2 / d_*$$

Для рассматриваемых форм дозвуковой части сопла коэффициент $A = 8.06 \cdot 10^9 \text{ м}^{-1}$. Весовая доля частиц с диаметром $d_s \leq 2.5 \text{ мк}$, выпадающих на стенку в дозвуковой части, невелика. Так, для сопла с $d_* = 25 \text{ мм}$ в дозвуковой части выпадает 2% общей весовой доли частиц.

Вниз по потоку от точки касания касательная траектория является линией тангенциального разрыва, так как плотность частиц выше этой линии равна нулю, и между контуром сопла и касательной траекторией движется чистый газ, свободный от частиц. Для частиц с размером $d_s \geq 10 \text{ мк}$ и сопла с $d_* \leq 50 \text{ мм}$ зона чистого газа занимает значительную часть сечения. Так, в сопле с $d_* = 25 \text{ мм}$ примерно 70% площади выходного сечения занято чистым газом, т. е. имеет место сепарация частиц больших размеров к оси сопла, что связано со значительным отставанием вертикальной и горизонтальной составляющих скоростей частиц от соответствующих составляющих скоростей газа в сверхзвуковой области.

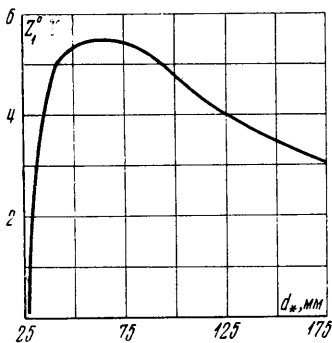
При увеличении диаметра минимального сечения сопла зона чистого газа на выходе из сопла уменьшается, и при некотором значении d_{*1} касательная траектория попадает на стенку сопла в выходном сечении. При дальнейшем увеличении d_* стенку сопла в сверхзвуковой части пересекают и часть траекторий частиц, расположенных ниже касательной, и частицы, движущиеся вдоль этих траекторий, выпадают на сверхзвуковую часть контура сопла. При этом весовая доля частиц z_1° первоначально увеличивается с увеличением $d_* > d_{*1}$ и имеет место сепарация касательной траектории со стенкой смещается внутрь сопла. Однако при дальнейшем увеличении d_* скоростное отставание частиц от газа уменьшается настолько, что траектории частиц и газа становятся близки между собой, и с некоторого значения d_{*2} величина z_1° уменьшается и при $d_* \rightarrow \infty$ стремится к нулю. Таким образом имеет место немонопонная зависимость величины z_1° от диаметра минимального сечения сопла при фиксированном размере частиц. На фиг. 4 представлена зависимость z_1° от d_* при $d_s = 2.5 \text{ мк}$ и сопла с $\lambda_{a1} = 2.39$ и $r_a = 3.6$ (фиг. 1), которое реализует максимум тяги при заданной площади выхода и при отсутствии теплообмена между газом и стенкой сопла. Как видно из фиг. 4, при $d_s = 2.5 \text{ мк}$ максимальное значение $z_1^\circ \cong 5.5\%$ достигается при $d_* \cong 50 \text{ мм}$.

4. Определение количества частиц различных размеров, выпавших на стенку в сверхзвуковой части сопла, кроме сопла с $\lambda_{a1} = 2.33, 2.39, 2.45$ и $r_a = 3.6$, производи-

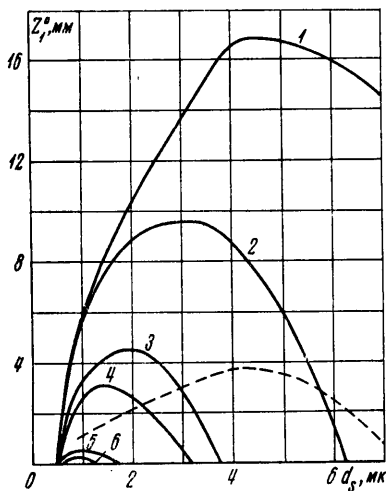
лось при фиксированном $d_* = 200$ мм в семействе сопел различной длины с $r_a = 5.25$, $\kappa^\circ = 1.14$. Контуры и поле течения сопел этого семейства в сверхзвуковой части определялись методом характеристик и состыковывались по опорной характеристике с дозвуковой частью, рассчитанной обратным методом с $\lambda_0 = 0.12$, $\kappa^\circ = 1.14$. Расчеты проводились при $d_s = 0.75, 1, 1.5, 2, 2.5$ мк и т. д. до диаметра частиц, траектории которых не пересекают сверхзвуковой контур сопла.

На фиг. 5 представлена зависимость весовой доли частиц, выпавших на стенку в сверхзвуковой части сопла z_1° , от их размера при $d_* = 200$ мм для контура с $r_a = 3.6$, $\lambda_{a1} = 2.39$ (пунктирная кривая) и для семейства контуров с $r_a = 5.25$. Номера кривых соответствуют контурам на фиг. 1.

Как видно из фиг. 5, для контура с $r_a = 3.6$ максимальное значение



Фиг. 4

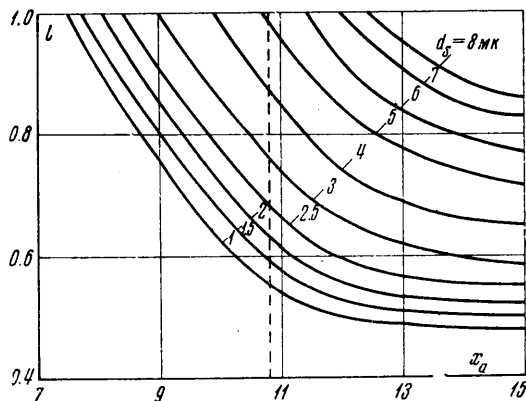


Фиг. 5

ние $z_1^\circ \cong 3.5\%$ достигается при $d_s = 4.5$ мк. Для контуров с $r_a = 5.25$ максимальная весовая доля частиц $z_1^\circ \cong 16\%$ при $d_s = 4.5$ мк выпадает на стенку сверхзвуковой части сопла, контур которой имеет наибольшую длину. С уменьшением длины существенно уменьшается весовая доля частиц, выпадающих на стенку сопла, и также уменьшается размер частиц, касательная траектория которых пересекается со сверхзвуковым контуром сопла.

На фиг. 6 представлено относительное, в долях длины сверхзвукового контура, расстояние l от минимального сечения сопла до сечения сопла, проходящего через точку пересечения касательной траектории с контуром, для частиц различных размеров в зависимости от длины сверхзвуковой части. Величина l определяет сечение сопла, ниже которого по потоку для точек контура с $x > l$ частицы данного размера выпадают на стенки сверхзвуковой части сопла. Для каждого размера частиц существует сверхзвуковой контур такой длины x_{a1} , при которой касательная траектория пересекается со сверхзвуковым контуром в выходном сечении, $l = 1$ и частицы данного размера не выпадают на стенку сверхзвуковой части. Так, из фиг. 6 следует, что для рассматриваемого семейства сопел при $x_a \leq 7.5$ частицы любых размеров вообще не выпадают на стенку сопла.

Отметим, что для контуров сопел, обеспечивающих максимальную тягу при заданной площади выходного сечения и при отсутствии теплообмена между газом и стенкой сопла, как при $r_a = 3.6$, так и при $r_a = 5.25$ на стенку сопла в окрестности выходного сечения выпадает значительное количество частиц. На фиг. 6 длина сверхзвукового контура при $r_a = 5.25$, обеспечивающего максимальную тягу, отмечена вертикальной пунктирной прямой.



Фиг. 6

5. Примем, что частицы, выпадающие на стенку в дозвуковой или сверхзвуковой частях сопла, не участвуют больше в создании реактивной тяги сопла Лавалия. Тогда, кроме потерь удельного импульса, связанных с запаздыванием частиц по скорости и температуре, существуют потери удельного импульса, связанные с выпадением частиц на стенку сопла. Обычно этот вид потерь не учитывается. В данной работе делается попытка оценить предельное значение потерь удельного импульса вследствие выпадения инородных частиц на стенку сопла.

Если принять, что частицы, которые выпали на стенку сопла, не создают реактивной тяги, то можно предположить, что потери удельного импульса, связанные с выпадением частиц на стенку сопла, приближенно равны количеству движения выпавших частиц, отнесенному к импульсу сопла. При течении в сопле Лавалия монодисперсной смеси газа с частицами потери удельного импульса вследствие выпадения частиц на стенку сопла при сделанных выше предположениях могут быть вычислены по формуле

$$\xi = z(z^\circ + z_1^\circ)u_s / P \quad (5.1)$$

где P — идеальный удельный импульс сопла.

Как показывают оценки, величина потерь удельного импульса вследствие выпадения частиц $d_s = 2.5 \text{ мк}$ на стенку в дозвуковой части сопла с $d_* = 25 \text{ мм}$ при весовой доле частиц $z \cong 0.3$ равна $\xi \cong 0.3\%$. С увеличением диаметра минимального сечения сопла величина потерь удельного импульса в результате выпадения частиц в дозвуковой части сопла будет уменьшаться примерно пропорционально d_* .

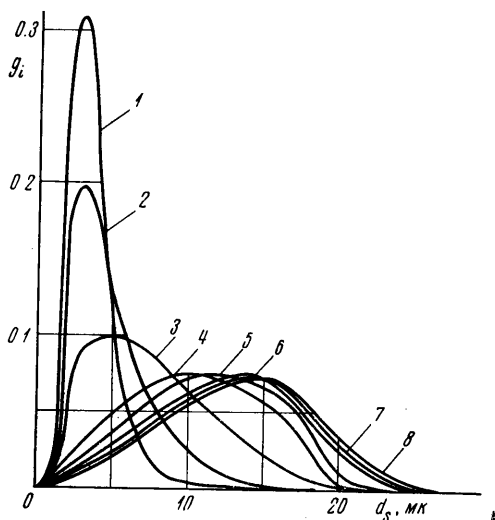
Если известно распределение частиц по размерам, то соотношение (5.1) нетрудно обобщить и на случай течения в сопле Лавалия полидисперсной смеси газа с инородными частицами

$$\xi = z \sum_{i=1}^n (g_i z^\circ + g_{i,1} z_1^\circ) u_s / P \quad (5.2)$$

где g_i , $g_{i,1}$ и u_s — весовая доля частиц i -й фракции и их скорость в сечениях, в которых происходит выпадение частиц на стенку сопла.

Величину g_i можно определить, приняв, например, логарифмически-нормальный закон распределения частиц по размерам, который справедлив для большинства двухфазных смесей [13]. В данной работе для определения величины g_i использовалась методика работы [3], которая в одномерной постановке с учетом процессов коагуляции и дробления частиц позволяет проследить за изменением распределения частиц по размерам вдоль сопла.

На фиг. 7 в качестве примера представлено полученное с использованием программы расчета на ЭВМ работы [3] распределение частиц по размерам в различных сечениях ($1-x = -2.5$, $2-x = -1.1$, $3-x = -0.4$, $4-x = 0.3$, $5-x = 1$, $6-x = 4.8$, $7-x = 7.3$, $8-x = 10.8$) сопла с $d_* = 200 \text{ мм}$, контур которого близок к контуру сопла, обеспечивающего получение максимальной тяги при заданной пло-



Фиг. 7

щади выходного сечения. В начальном сечении сопла был принят логарифмически-нормальный закон распределения частиц по размерам со средним диаметром $d_{43} = 3.5 \text{ мк}$.

Для рассматриваемого семейства сопел с $r_0 = 5.25$ были рассчитаны по формуле (5.2) потери удельного импульса вследствие выпадения частиц на стенку в сверхзвуковой части сопла. Характер изменения величины потерь ξ при изменении длины сопла обусловлен двумя факторами. При увеличении длины сверхзвукового контура на стенку выпадают частицы все большего размера и увеличивается величина z_1° , но, с другой стороны, вследствие процесса коагуляции происходит перераспределение частиц по размерам в сторону больших размеров и величина g_{i1} уменьшается. При уменьшении длины сопла на стенку выпадает меньше частиц заданного размера, величина z_1° уменьшается, но увеличивается g_{i1} — доля этих частиц в смеси. Максимальная величина двухфазных потерь удельного импульса вследствие выпадения частиц на стенку сверхзвуковой части сопла для рассматриваемого семейства сопел $\cong 1.5\%$. Для сверхзвукового контура, обеспечивающего получение максимальной тяги при заданной площади выходного сечения, величина этих потерь $\cong 0.5\%$. Отметим, что из результатов расчетов следует, что в конических соплах выпадение частиц на контур сопла в сверхзвуковой части не происходит.

Поступило 15 I 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Н о g l u n d R. F. Recent advances in gas-particle nozzle flows. ARS-Journal, 1962, vol. 32, No. 5. (Рус. перев.: Последние достижения в исследовании течений газа с твердыми частицами в сопле. Ракетн. техн., 1962, № 5.)
2. С т е р н и н Л. Е. Экстремальные контуры сопел для потоков газов с отставанием частиц. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 5.
3. Г р и ш и н С. Д., Т и ш и н А. П., Х а й р у т д и н о в Р. И. Неравновесное двухфазное течение в сопле Лавеля с коагуляцией частиц полидисперсного конденсата. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 2.
4. А г р е с т Э. М., К р а й к о А. Н. Двуслойная квазиодномерная модель для расчета течения смеси газа с инородными частицами в соплах. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 3.
5. K l i e g e l I. R., N i c k e r s o n G. R. Flow of gas-particle mixtures in axially symmetric nozzles. In: Detonation and two-phase flow. N. Y., Acad. Press., 1962, pp. 173—194. (Рус. перев.: Течение смеси газа и твердых частиц в осесимметричном сопле. Сб. «Детонация и двухфазное течение», М., «Мир», 1966, стр. 183—201.)
6. К р а й к о А. Н., С т е р н и н Л. Е. К теории течений двухскоростной сплошной среды с твердыми или жидкими частицами. ПИММ, 1965, т. 29, вып. 3.
7. В е р е щ а к а Л. П., Г а л ю н Н. С., К р а й к о А. Н., С т е р н и н Л. Е. Результаты расчета методом характеристик течения газа с частицами в осесимметричных соплах и сравнение с результатами одномерного приближения. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 3.
8. Д р и т о в Г. В., Т и ш и н А. П. Расчет неравновесного течения газа с частицами конденсата в сопле Лавеля. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 5.
9. B a i l e y W. S., N i l s o n E. N., S e r r a R. A., Z u r n i k T. F. Gas-particle flow in an axisymmetric nozzle. ARS Journal, 1961, vol. 31, No. 6, pp. 793—799. (Рус. перев.: Течение газа с твердыми частицами в осесимметричном сопле. Ракетн. техн., 1961, № 6.)
10. П и р у м о в У. Г. Расчет течения в сопле Лавеля. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 5.
11. К а ц к о в а О. Н., Н а у м о в а И. Н., Ш м ы г л е в с к и й Ю. Д., Ш у л и ш н и н а Н. П. Опыт расчета плоских и осесимметричных сверхзвуковых течений газа методом характеристик. М., Изд-во ВЦ АН СССР, 1961.
12. П и р у м о в У. Г. Исследование течения в до- и транзвуковой областях сопла Лавеля. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 1.
13. Ф у к с Н. А. Механика аэрозолей. М., Изд-во АН СССР, 1955.