

УДК 533.697.4:532.529

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ДВУХФАЗНОГО  
ТЕЧЕНИЯ С КОАГУЛЯЦИЕЙ И ДРОБЛЕНИЕМ ЧАСТИЦ  
В ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ СОПЛАХ ЛАВАЛЯ

МАСЛОВ Б. Н., СТЕРНИН Л. Е., ШРАЙБЕР А. А.

Приводится метод и результаты расчета параметров полидисперсного двухфазного течения с коагуляцией и дроблением частиц при столкновениях. Задача рассматривается в двумерной постановке. Используется модель произвольного распределения образующихся при дроблении вторичных частиц (осколков) по массам и скоростям.

Известен ряд работ, посвященных численному исследованию особенностей неравновесных двумерных течений газа с монодисперсными частицами ([1-3] и библиография в них). Для полидисперсных частиц решение подобной задачи приводится в работе [4], однако в ней предполагается, что столкновения частиц различного размера ведут к «полной» коагуляции. Вместе с тем, как показано, например, в [5], в условиях, типичных для сопел Лавалья, взаимодействие капель различной дисперсности сопровождается не только коагуляцией, но и энергичным дроблением их с образованием вторичных частиц (осколков). Модель двумерного двухфазного течения с коагуляцией и дроблением частиц при столкновениях приведена в работе [6]. Ниже описываются метод расчета, основанный на этой модели, и некоторые численные результаты.

1. Осесимметричное двухфазное течение описывается следующими уравнениями [6]:

$$\frac{\partial y}{\partial \xi} = \frac{v}{u}, \quad \frac{\partial y^2}{\partial \psi} = \frac{2}{\rho u}. \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial w^2}{\partial \xi} + \frac{2}{\rho \kappa^0} \frac{\partial P}{\partial \xi} + 2 \int_0^{\infty} A_s' \left[ (u-u_s) + \frac{v}{u}(v-v_s) \right] d\delta_s = 0 \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial P}{\partial \psi} + \frac{\kappa^0}{y} \frac{\partial v}{\partial \xi} + \frac{\kappa^0}{yu} \int_0^{\infty} A_s' (v-v_s) d\delta_s = 0 \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial \xi} = \frac{\rho}{\kappa P} \frac{\partial \rho}{\partial \xi} + \frac{\rho \kappa^0}{\kappa P u} \int_0^{\infty} A_s' [(u-u_s)^2 + (v-v_s)^2 + B_s''(T_s - T)] d\delta_s \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial y}{\partial \xi} = \frac{v_s}{u_s}, \quad \frac{\partial y^2}{\partial \psi_s} = \frac{2}{u_s g_s'} \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial u_s^2}{\partial \xi} = 2A_s(u-u_s) + 2 \frac{Du_s}{Dt} - 2 \frac{\partial u_s}{\partial \delta_s} \frac{d\delta_s}{dt} \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial v_s}{\partial \xi} = \frac{1}{u_s} \left[ A_s(v-v_s) + \frac{Dv_s}{Dt} - \frac{\partial v_s}{\partial \delta_s} \frac{d\delta_s}{dt} \right] \quad (1.7)$$

$$\frac{\partial E_s}{\partial \xi} = \frac{1}{u_s} \left\{ A_s [u_s(u-u_s) + v_s(v-v_s)] + B_s(T-T_s) + \frac{DE_s}{Dt} - \frac{\partial E_s}{\partial \delta_s} \frac{d\delta_s}{dt} \right\} \quad (1.8)$$

$$\begin{aligned} u_s \frac{\partial g_s''}{\partial \xi} + g_s'' \frac{\partial u_s}{\partial \xi} + g_s'' \frac{v_s}{y} + g_s'' g_s' y \left( u_s \frac{\partial v_s}{\partial \psi_s} - v_s \frac{\partial u_s}{\partial \psi_s} \right) = \\ = \frac{Dg_s}{Dt} - \frac{\partial g_s}{\partial \delta_s} \frac{d\delta_s}{dt} - g_s \frac{d}{d\delta_s} \left( \frac{d\delta_s}{dt} \right), \quad g_s = g_s' + g_s'' \end{aligned} \quad (1.9)$$

Здесь и ниже, если не оговорено обратное, все величины отнесены к параметрам равновесного течения смеси в минимальном сечении, а линейные размеры — к его радиусу  $r_*$ ; величина  $\kappa^0$  относится к равновесному течению; все остальные обозначения здесь и ниже соответствуют [6]. В (1.1)–(1.9) предполагается, что избыток (недостаток) импульса и энергии новых частиц (по сравнению с другими частицами того же размера) полностью распределяется внутри данной фракции. Используется метод Эйлера, т.е. рассматриваются фракции частиц фиксированного размера. Обозначения  $D/Dt$  означают изменение, связанное с взаимодействием частиц:

$$\begin{aligned} \frac{DL_s}{Dt} = \frac{3}{2\delta_s^3 \rho_B} \int_0^{\delta_s} K_{rs} \Phi_{rs} g_r (L_{rs} - L_s) d\delta_r + \frac{3}{2g_s \rho_B} \int_0^{\delta_r} \int_0^{\delta_s} \Omega_{qr} (L_{qr} - L_s) d\delta_q d\delta_r, \\ (L = u, v, E) \end{aligned} \quad (1.10)$$

$$\begin{aligned} \frac{Dg_s}{Dt} = \frac{3g_s}{\delta_s} \frac{d\delta_s}{dt} + \frac{3}{2\rho_B} \int_0^{\delta_r} \left[ \int_0^{\delta_s} \Omega_{gr} d\delta_g - \frac{g_s g_r}{\delta_r^3} K_{rs} \right] d\delta_r, \\ \Omega_{grs} = g_r \delta_r^{-3} K_{qr} g_q (1 - \Phi_{qr}) \alpha_{qr} \end{aligned} \quad (1.11)$$

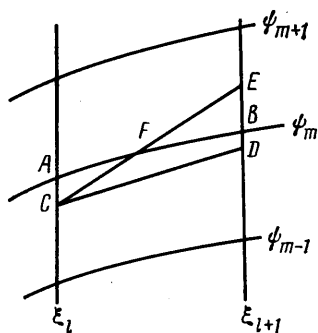
Интегрирование системы (1.1)–(1.9) возможно итерационным методом, причем каждая итерация состоит из двух этапов: на первом интегрируются уравнения течения газа (1.1)–(1.4), на втором — уравнения движения частиц (1.5)–(1.9). Алгоритм расчета приведен в [6].

2. В работе [6] не рассматривается интересный для многих задач вопрос о нахождении предельных траекторий частиц различного размера (линий раздела, отделяющих области, занятые частицами и свободные от частиц) и параметров их взаимодействия со стенкой сопла. Следует отметить, что при образовании полидисперсных осколков (в отличие от монодисперсных течений [1–3], течений с полной коагуляцией или дроблением, приводящим к образованию монодисперсных осколков [3]) необходимо рассматривать не одну, а две предельные траектории частиц каждой фракции. Если выше предельной траектории частиц  $s$  имеются частицы каких-либо двух фракций  $r, q$ , причем  $\max\{\delta_q, \delta_r\} > \delta_s$ , то при взаимодействии  $r - q$  в этой зоне могут образовываться осколки  $s$ , т.е. для старых и новых частиц  $s$  (см. [6]) предельные траектории  $y_{ms}'(x)$ ,  $y_{ms}''(x)$  в общем случае могут быть различны. Значения  $y_{ms}'$ , очевидно, могут быть найдены интегрированием первого из уравнений (1.5), в то время как при определении  $y_{ms}''$  следует учесть возможное рождение частиц  $s$ .

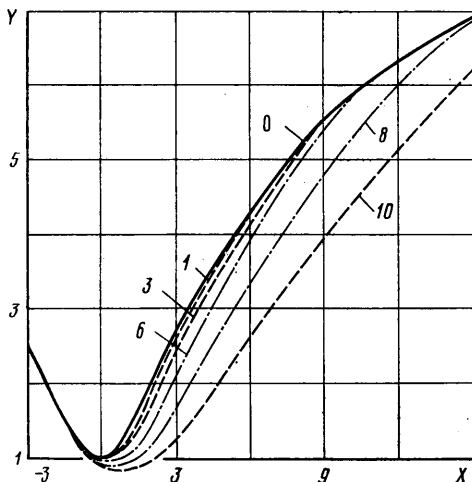
Для вычисления значений  $y_{ms}''$  с учетом этого фактора в каждом сечении  $x$  вводятся два дополнительных массива  $y_{ok}$  и  $m_k$  ( $k=1, 2, \dots, N$ ;  $N$  — общее количество фракций; фракции нумеруются в порядке возрастания размеров частиц), причем  $y_{ok}$  совпадают с  $y_{ms}''$ , но расположены в порядке убывания, а  $m_k$  для каждого  $k$  равно тому номеру фракции  $s$ , при котором  $y_{ok} = y_{ms}''$ . Далее отыскивается

число  $n$  – порядковый номер элемента массива  $m_k$ , такой, что  $m_n = s$ . Очевидно, если для каждого  $s \ n < 3$ , образование частиц  $s$  выше их предельной траектории происходить не может. И наконец, определяется число  $j$ , равное минимальному номеру  $k$ , при котором  $m_k > s$ . Иными словами, фракция, номер которой равен  $m_j$ , крупнее фракции  $s$  и имеет наиболее высокую предельную траекторию. В случае  $n > j$  выше точки  $y_{ms}''$  отсутствуют более крупные частицы, так что рождение осколков  $s$  также не происходит. Если же  $n > j$ , то величине  $y_{ms}''$  в данном сечении присваивается значение  $y_{mi}''$ , где  $i = m_j$ . Если  $j = 1$ , для нахождения  $y_{ms}''$  используется значение  $j = 2$ , так как для образования осколков необходимо наличие не менее двух фракций.

Согласно [6], интегрирование системы (1.1)–(1.9) ведется по сетке  $\xi$ – $\psi$ . Для дальнейшего узлы сетки будем именовать «регулярными», если через эти узлы про-



Фиг. 1



Фиг. 2

ходят какие-либо траектории частиц  $s$ , и «сингулярными», если частицы  $s$  попадают в них в результате дробления более крупных фракций. Для регулярных узлов параметры частиц (на втором этапе каждой итерации) определяются интегрированием уравнений (1.6)–(1.9), а также из второго уравнения (1.5). Для сингулярных узлов эти уравнения неприменимы. Пусть линия  $CD$  на фиг. 1 – участок верхней предельной траектории частиц  $s$ , построенной при условии отсутствия образования осколков, т. е. по первому из уравнений (1.5). Положим также, что на рассматриваемом участке течения наиболее высокая верхняя предельная траектория частиц крупнее  $s$ , проходит по линии  $CE$ . Тогда, согласно изложенному выше, за счет рождения осколков верхнюю предельную траекторию частиц  $s$  в сечении  $\xi_{i+1}$  следует поднять до точки  $E$ , т. е. узел  $B$  является сингулярным. При вычислении  $g_s''(B)$  будем полагать, что: образование осколков  $s$  равномерно распределено по длине участка  $\xi_i$ – $\xi_{i+1}$ , в точку  $B$  попадают частицы  $s$ , родившиеся на участке  $FB$  линии тока газа  $\psi_m$ , в случае достаточно густой сетки линии  $AB$  и  $CE$  можно считать прямыми. Тогда, согласно (1.10)–(1.11), параметрам новых частиц в точке  $B$  должны быть приписаны следующие значения:

$$g_s''(B) = \frac{y_E - y_B}{y_E - y_B + y_A - y_C} \frac{3Q_s(\xi_{i+1} - \xi_i)}{2u_s \rho_B} \quad (2.1)$$

$$L_s = Q_s^{-1} \int_0^{\delta_r} \int_{\delta_a} \Omega_{qr_s} L_{qr_s} d\delta_q d\delta_r \quad (2.2)$$

$$Q_s = \int_0^{\delta_r} \int_{\delta_a} \Omega_{qr_s} d\delta_q d\delta_r \quad (L = u, v, E)$$

Если какая-либо из предельных траекторий в сечении  $\xi_{i+1}$  находится выше контура сопла, то на участке  $\xi_i$ – $\xi_{i+1}$  определяется расход выпавшего на стенку конденсата (в терминах функции тока частиц  $\psi_s$ ):

для старых и новых частиц соответственно

$$\Delta\psi_s' = \psi_{ms} - \psi_{Ns} \quad (2.3)$$

$$\Delta\psi_s'' = 0,5u_s g_s'' \{ [y_{ms}''(\xi_{i+1})]^2 - [y_w(\xi_{i+1})]^2 \} \quad (2.4)$$

где  $\psi_{ms}$  значение функции тока частиц  $s$  в точке  $y_{ms}'(\xi_i)$ ,  $\psi_{Ns}$  — то же в точке  $N$  сечения  $\xi_i$ , такой, что выходящая из нее траектория частиц  $s$  пересекается с контуром в сечении  $\xi_{i+1}$ ,  $y_w$  — ордината стенки. Подобным образом определяется и импульс выпавших на стенку частиц.

3. Расчеты по описанной в п. 1.2 методике проводились применительно к контуру (фиг. 2, кривая 0), состоящему из трех участков: 1) конуса с полууглом  $30^\circ$  ( $x < -1$ ); 2) дуги окружности с радиусом, равным диаметру минимального сечения ( $-1 \leq x < 1$ ); 3) дуги кубической параболы ( $x > 1$ ). Степень расширения составляла  $y_a/y_* = 7$ , длина расширяющейся части  $x_a = 15$ , угол наклона контура к оси в выходном сечении  $\theta_a = 10^\circ$ . Для «базового» варианта были выбраны следующие значения безразмерных параметров, полностью описывающих двухфазное течение:

$$A_1 = \frac{\nu \rho r_*}{\rho_b \delta^2 \sqrt{RT_0}} = 0,15, \quad A_2 = \frac{\lambda r_*}{c_b \rho_b \delta^2 \sqrt{RT_0}} = 1$$

$$A_3 = \frac{\sigma_b \rho_b \delta}{\eta_b^2} = 5, \quad A_4 = \frac{\delta}{r_*} = 3 \cdot 10^{-5}; \quad A_5 = \frac{c_a}{R} = 1$$
(3.1)

$$A_6 = \frac{RT_0 \rho_b}{P_0} = 3000, \quad A_7 = \frac{\delta \rho_b \sqrt{RT_0}}{\eta_b} = 1500$$

$$W = 3; \quad \kappa = 1,2; \quad \ln \sigma = 0,6$$

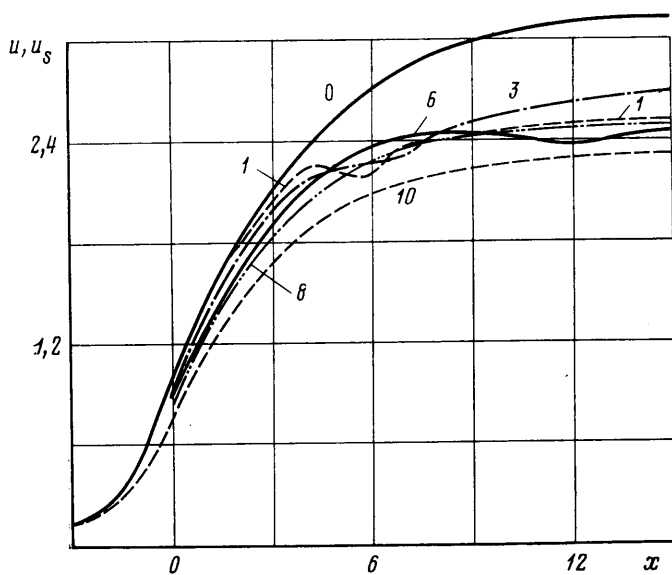
Здесь  $\delta$  — средний размер частиц;  $\sigma_b$ ,  $\eta_b$  — поверхностное натяжение и динамическая вязкость вещества частиц;  $\lambda$  — теплопроводность газа;  $W$  — расходная массовая концентрация частиц; величины с индексом 0 относятся к входному сечению; в формулах (3.1) все величины размерные. Предполагалось, что фракционный состав исходных частиц является нормально-логарифмическим со среднеквадратичным отклонением  $\sigma$ . Физические свойства компонентов считались не зависящими от температуры. В расчете учитывалось 10 фракций частиц, размер которых  $\delta_s \cdot 10^5$  соответственно равен: 1—0,92; 2—1,35; 3—1,72; 4—2,18; 5—3,0; 6—3,2; 7—4,4; 8—5,55; 9—7,0; 10—10,3 (номера кривых на фиг. 2—5 соответствуют указанным фракциям). Параметры гидродинамического и теплового взаимодействия газа и частиц определялись по данным [7, 8]. Значения параметра коагуляции и дробления  $\Phi_{rs}$  вычислялись по формуле

$$\Phi_{rs} = \Phi_{rs}^0 - 0,18 We_s^{0,67} Re_{rs}^{0,4} Lp_s^{0,12} (\delta_s/\delta_r)^{-2,27}$$

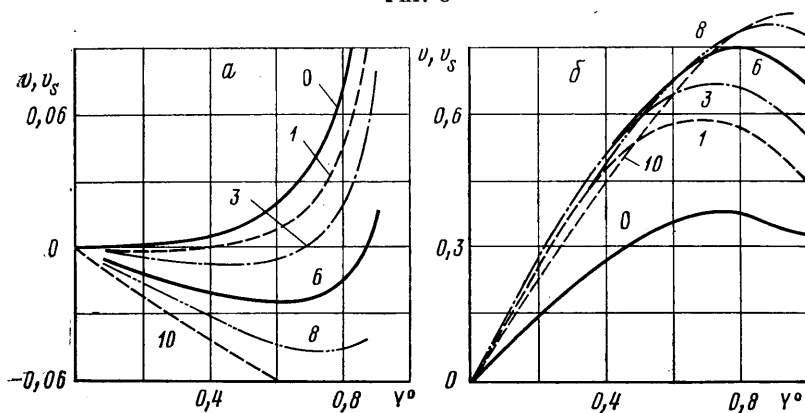
$$\Phi_{rs}^0 = 1 - 0,247 Re_{rs}^{0,43} Lp_s^{-0,13} (\delta_s/\delta_r)^{-0,27}$$

$$We_s = \frac{\rho \delta_s |w - w_s|^2}{\sigma_b}, \quad Re_{rs} = \frac{\rho_b \delta_s |w_r - w_s|}{\eta_b}, \quad Lp_s = \frac{\sigma_b \rho_b \delta_s}{\eta_b^2}$$

Первый член формулы соответствует взаимодействию капель в покоящейся газовой среде, а второй член правой части учитывает влияние воздействия газового потока на интенсивность их дробления при столкновениях. В соответствии с опытными данными распределение осколков



Фиг. 3



Фиг. 4

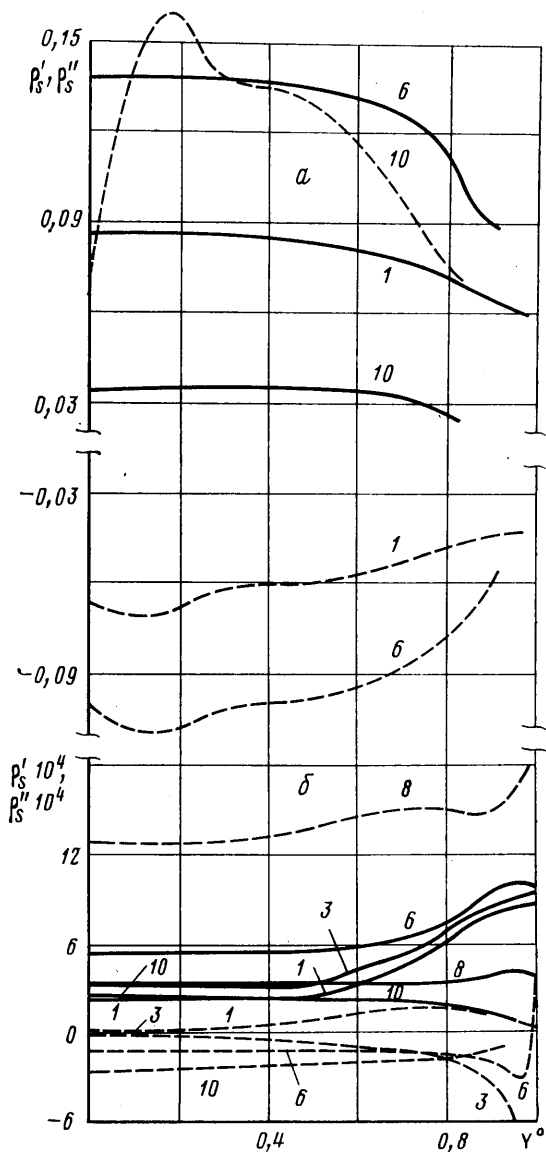
по размерам предполагалось нормально-логарифмическим

$$n_{qrs}(\varepsilon) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\varepsilon \ln \sigma'}} \exp \left[ -\frac{(\ln \varepsilon - \ln \varepsilon^0)^2}{2 \ln^2 \sigma'} \right]$$

где  $n_{qrs}$  — счетная функция распределения осколков  $s$ , образующихся при взаимодействии  $q - r$  ( $\delta_q < \delta_r$ );  $\varepsilon = \delta_s / \delta_q$ ;  $\ln \varepsilon^0 = -1,18$ ;  $\ln \sigma' = 0,6$ . Компоненты начальной скорости и температура осколков определялись как  $L_{qrs} = L_r + \beta(L_q - L_r)$  ( $L = u, v$ );  $T_{qrs} = T_r + \gamma(T_q - T_r)$ , где  $\beta = 0,08$ . Поскольку опытное определение  $\gamma$  представляет большие трудности, был проведен ряд предварительных расчетов при  $\gamma = 0 - 0,7$ , результаты которых показали, что этот фактор оказывает весьма слабое влияние на параметры течения. В связи с этим принималось  $\gamma = 0$ . Измерение  $\Phi, n, \beta$  проводилось А. М. Подвысоцким и А. Д. Соломенко. Расчеты двухфазного течения в соплах Лавала проводились с использованием одной итерации (см. п. 2), т. е. рассчитывалось поле течения фиктивного газа по термодинамическим свойствам, соответствующее равновесному течению двухфазной смеси,

и в этом фиксированном поле определялись параметры частиц. В этом случае учитывается максимальное влияние отставания частиц на параметры газа.

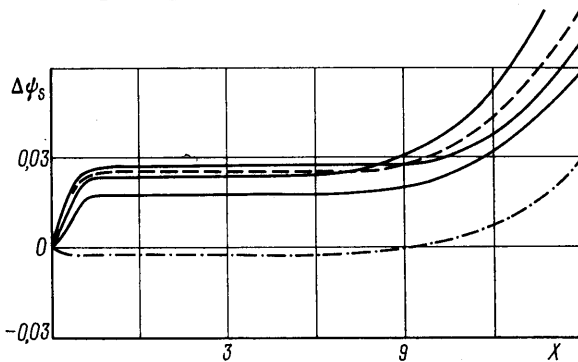
На фиг. 3 представлены данные об изменении скорости газа (кривая 0) и частиц различного размера вдоль сопла на его оси симметрии.



Фиг. 5

В общем характер кривых таков же, как и в одномерном случае [5]; в частности, зависимости для газа и крупных частиц — монотонные, с точкой перегиба вблизи минимального сечения. Вместе с тем обращает на себя внимание резкое снижение скоростей мелких частиц в середине сверхзвуковой части сопла. Так, для первой, третьей и шестой фракций снижение скорости происходит на участках  $4,5 < x < 7$ ,  $5 < x < 8$ ,  $x > 7$  соответственно. Такое снижение скорости мелких частиц объясняется

следующим. В силу неравномерности течения в сверхзвуковой части сопла вблизи оси газ разгоняется до существенно более высоких скоростей, чем на периферии. В связи с этим на оси реализуются достаточно высокие скорости межфракционного скольжения, что приводит к энергичному дроблению мелких частиц. В сечениях  $x \sim 4,5$ ;  $x \sim 5$ ;  $x \sim 7$  концентрации частиц соответственно первой, третьей и шестой фракций становятся достаточно малыми, причем в дальнейшем имеет место интенсивное образование осколков указанных фракций, так что их скорости снижаются до значений, характерных для более крупных частиц (определяю-



Фиг. 6

щее влияние оказывает второй член (1.10)). Следует отметить, что достаточно далеко от оси отмеченное явление не имеет места. Характерно, что оно не обнаруживается в одномерной постановке из-за осреднения параметров по сечению, а также при использовании модели дробления с монодисперсными осколками [3].

Профиль продольных составляющих скорости частиц в различных сечениях в основном повторяет изменение скорости газа с отставанием, примерно пропорциональным  $\delta$ . В то же время закономерности изменения радиальных скоростей конденсата значительно сложнее (см. фиг. 4, где кривые 0 — скорость газа  $Y^0 = y/y_w$ ). Если для дозвуковой части сопла характерно небольшое отставание, то в минимальном сечении величины  $v_s$  и  $v$  различаются весьма заметно (фиг. 4, а) — инерция крупных частиц настолько велика, что при  $\delta > (5-6) \cdot 10^{-5}$  характер кривых  $v_s(y)$  таков же, как и в дозвуковой части, хотя при  $x=0$  знак поперечной скорости газа уже изменился на противоположный. Характерно, что в минимальном сечении зависимости  $v_s(y)$  могут иметь минимум, величина которого увеличивается с ростом размера частиц. В начале расширяющейся части — в зоне разгона — вновь, как и в дозвуковой части, наблюдается «упорядоченное» отставание частиц от газа; в выходном же сечении, где поперечная скорость газа мала, частицы опережают его (фиг. 4, б). При этом вследствие поджатия периферийных слоев газа и различной инерции частиц различных фракций зависимость  $v_s(y, \delta)$  становится весьма сложной.

На фиг. 5 изображено распределение безразмерных плотностей старых (сплошные линии) и новых (штриховые линии) частиц в минимальном (5, а) и выходном (5, б) сечениях. Интересно отметить, что если профили плотности старых частиц практически всегда монотонны, то распределение новых частиц более сложно — в ряде случаев кривые  $\rho_s''(y)$  могут менять знак. Это связано с преобладающим влиянием в различных зонах сопла тех или иных слагаемых правой части (1.11), что

связано с распределением местных скоростей газа и интенсивностью дробления частиц.

Как видно из фиг. 2, на которой представлены предельные траектории частиц различного размера, в транс- и сверхзвуковой частях сопла ( $x < 6$ ) образуется зона чистого газа, свободная от частиц (в «базовом» варианте различие между  $y_{m'}(x)$ ,  $y_{m''}(x)$  мало по сравнению с масштабом фиг. 2). Далее предельные траектории пересекаются с контуром и при  $x > 6$  наблюдается интенсивное выпадение частиц на стенку. Выпадение частиц имеет место также на небольшом участке в дозвуковой части вблизи входного сечения сопла. Зависимость абсциссы начала выпадения частиц на стенку в сверхзвуковой части  $x_{нв}$  от их размера  $\delta$  (в мк) с точностью до 5% может быть представлена в виде

$$x_{нв} = 5,2 + 1,93(\delta - 0,7)$$

Следует отметить, что в отличие от результатов работ [1, 9 и др.] не было получено минимума при малых  $\delta$ .

Расчеты показали, что при увеличении параметров  $A_3$ ,  $A_4$ ,  $A_7$  в  $k$  раз и одновременном уменьшении  $A_1$  и  $A_2$  в  $k^2$  раз (это соответствует увеличению размера исходных частиц в  $k$  раз) положение предельных траекторий частиц данного размера меняется незначительно. Кроме того, уменьшение в несколько раз общей концентрации частиц также не приводит к заметному смещению предельных траекторий. Из этого можно сделать вывод, что межчастичное взаимодействие слабо влияет на образование зоны чистого газа и мест выпадения частиц различных фракций на стенку. Вместе с тем, поскольку траектории мелких частиц быстрее приближаются к стенке, отмеченное явление и связанное с ним перераспределение массы частиц между фракциями может оказывать весьма заметное влияние на общее количество выпавших на стенку частиц. На фиг. 6 представлено изменение относительного расхода выпадающих на стенку частиц по длине сопла (кривая 1 — «базовый» вариант; 2 — крупные частицы,  $k=2$ ; 3 —  $W=1$ ; штриховая линия — старые частицы; штрихпунктирная — новые; сплошные линии — суммарный расход). С ростом размера частиц выпадение в дозвуковой части возрастает, а в сверхзвуковой — резко уменьшается. Различие в относительных расходах выпадающих на стенку частиц в случаях  $W=3$  и 1 (кривые 1 и 3 на фиг. 6) при слабо изменяющемся положении предельных траекторий, очевидно, объясняется различием фракционного состава частиц, двигающихся практически по одним и тем же траекториям. При высоких концентрациях взаимодействие частиц различных фракций интенсивнее, дробление крупных частиц более выражено, что приводит к образованию значительного количества частиц мелких фракций, имеющих большую тенденцию к выпадению на стенку.

Таким образом, результаты проведенных расчетов свидетельствуют о наличии заметного взаимного влияния различных эффектов в двумерных полидисперсных течениях. Для корректного определения параметров двухфазного потока необходимо учитывать все отмеченные выше особенности газополидисперсной системы.

Авторы признательны Ф. Г. Гапонич за помощь в проведении расчетов на ЭВМ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Камзолов В. Н., Маслов Б. Н., Пирумов У. Г. Исследование траекторий частиц в соплах Лавалья. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1971, № 5, с. 136.
2. Глазунов А. А., Рычков А. Д. Исследование неравновесных двухфазных течений в осесимметричных соплах Лавалья. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, № 6, с. 86.



3. Стернин Л. Е. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение, 1974. 212 с.
4. Кисаров Ю. Ф., Липанов А. М. Расчет параметров двухфазного течения в осесимметричном сопле Лавала с учетом коагуляции и дробления частиц.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1975, № 4, с. 161.
5. Подвысоцкий А. М., Шрайбер А. А. Расчет неравновесного двухфазного течения с коагуляцией и дроблением частиц конденсата при произвольном распределении вторичных капель по массам и скоростям.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1975, № 2, с. 71.
6. Маслов Б. Н., Шрайбер А. А. Двухфазное течение с коагуляцией и дроблением частиц полидисперсного конденсата в плоских и осесимметричных соплах.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1976, № 3, с. 110.
7. Карлсон, Хоглунд. Сопротивление и теплоотдача частиц в соплах ракетных двигателей.— Ракетная техника и космонавтика, 1964, т. 2, № 11, с. 104.
8. Kavanau L. L. Heat transfer from spheres to a rarefied gas in subsonic flow.— Trans. ASME, 1955, v. 77, № 5, p. 617.
9. Бейли, Нильсон, Серра, Цупник. Течение газа с твердыми частицами в осесимметричном сопле.— Ракетная техника, 1961, № 6, с. 56.

Москва, Киев

Поступила в редакцию  
14.III.1980