

УДК 533.6.071.08.632.57

ТРЕХМЕРНАЯ ГАЗОДИСПЕРСНАЯ СТРУЯ С МЕЖФАЗНЫМИ ПРЕВРАЩЕНИЯМИ

ГИЛИНСКИЙ М. М., СТАСЕНКО А. Л., ШУИНОВ А. В.

Численно исследовано смешанное течение газодисперсной и парокапельной смеси в неосесимметричном (с двумя плоскостями симметрии) сопле и затопленной сверхзвуковой струе. Учтены возможность испарения и конденсационного роста капель, влияние разности температур мелкодисперсных частиц и газа на их обмен импульсом и энергией. Показано, что неосесимметричность сопла приводит, например, к существенно неоднородным азимутальным распределениям числовой плотности и размеров частиц. Эти эффекты можно использовать для управления воздействием двухфазной струи на поверхности и пространственного изменения ее индикатрисы излучения.

Трехмерные течения газа с макроскопическими частицами могут реализоваться в каналах перспективных аэродинамических труб больших чисел Рейнольдса или их моделей [1] и в обычных аэродинамических трубах при визуализации потока каплями, например, диспергированного жидкого азота или воды [2]; в самолетных струях с добавкой мелкодисперсных частиц для управления их оптическими свойствами [3]; при взаимодействии управляющих двигателей с элементами конструкций летательных аппаратов [4] и в других практически важных случаях. При этом как на историю отдельной макрочастицы, так и свойства потока в целом существенное влияние могут оказывать поверхностные межфазные переходы (испарение, сублимация или конденсационный рост частиц и капель). Настоящая статья развивает работу [5] с учетом указанных неравновесных процессов.

Использована физико-математическая модель парокапельного течения [6], согласно которой система уравнений газотермодинамики неоднородной смеси записана (в цилиндрических координатах x, r, φ) в виде двух подсистем: уравнений динамики невязкого нетеплопроводного совершенного газа с правыми частями — распределенными источниками массы, импульса и энергии, описывающими воздействие частиц на несущий газ, и обыкновенных дифференциальных уравнений динамики и теплообмена шаровых частиц

$$\frac{\partial \sigma r}{\partial t} + \frac{\partial a r}{\partial x} + \frac{\partial b r}{\partial r} + \frac{\partial c}{\partial \varphi} = f - g - s$$

$$\sigma = \rho(1, u, v, w, e/\rho)$$

$$a = \rho(u, p/\rho + u^2, uv, uw, u(e+p)/\rho)$$

$$b = \rho(v, uv, p/\rho + v^2, vw, v(e+p)/\rho)$$

$$c = \rho(w, uw, vw, p/\rho + w^2, w(e+p)/\rho)$$

$$f = (0, 0, p + \rho w^2, -\rho vw, 0)$$

$$g = \rho_p(0, P_x, P_r, P_\varphi, Q + P_x u_p + P_r v_p + P_\varphi w_p)$$

$$s = I(1, u_p, v_p, w_p, c_p^\circ T_p - L + V_p^2/2)$$

$$\begin{aligned}
I &= \rho_p \frac{3A}{a_p}, \quad \rho_p = n_p m_p, \quad \varepsilon = \frac{\rho_p}{\rho}, \quad V_p^2 = u_p^2 + v_p^2 + w_p^2 \\
\frac{du_p}{dt} &= P_x = k(u - u_p), \quad \frac{dv_p}{dt} = P_r = k(v - v_p) \\
\frac{dw_p}{dt} &= P_\varphi = k(w - w_p) \\
\frac{dT_p}{dt} &= Q = \frac{\gamma}{a_p^2} T_r^\circ \text{Nu} (T_r - T_p) + \frac{3A}{a_p} L \\
\frac{da_p}{dt} &= A = D_f \frac{T_r^\circ \text{Sh}}{a_p^2} \left(1 - \frac{\rho_s(T_p)}{\rho_r} \right) \\
k &= \frac{\beta}{a_p} C_D \rho |\mathbf{V} - \mathbf{V}_p|, \quad e = \rho \left(\frac{T}{\kappa - 1} + \frac{V^2}{2} \right) \\
|\mathbf{V} - \mathbf{V}_p| &= [(u - u_p)^2 + (v - v_p)^2 + (w - w_p)^2]^{1/2} \\
C_D &= \frac{24}{\text{Re}_d} \left(1 + \frac{1}{6} \text{Re}_d^{3/2} \right) \left[1 + \exp \left(- \frac{0,427}{M_p^{0,88}} \right) \right] \\
\text{Re}_d &= \text{Re}_p \left(\frac{T}{T_d} \right)^\omega, \quad T_d = T_p + \frac{1}{3} (T - T_p), \quad T_r = T \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_p^2 \right) \\
\rho_r &= \rho \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_p^2 \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}}, \quad \text{Nu} = (2 + 0,1 \text{Re}_p) f_T \\
f_T &= \left[1 - \frac{T_p}{T_r} + \left(\frac{T_p}{T_r} - l_T \right) \ln \left(1 + \frac{1 - T_p/T_r}{l_T} \right) \right] l_T \left(1 - \frac{T_p}{T_r} \right)^{-1} \\
l_T &= \frac{L}{T_r} \frac{\kappa - 1}{\kappa}, \quad \rho_s(T_p) = \frac{p_s(T_p)}{T_p} \\
p_s(T_p) &= p_s^\circ \exp \left(- \frac{A_s}{T_p} \right), \quad \text{Sh} = \text{Nu} \frac{\kappa T_p}{\kappa - 1} \\
m_p &= \sqrt[4]{\frac{3}{4} \pi a_p^3 \rho_p^\circ}, \quad M_p = |\mathbf{V} - \mathbf{V}_p| / a \\
\text{Re}_p &= \text{Re}_* a_p \rho |\mathbf{V} - \mathbf{V}_p| / T^\omega
\end{aligned}$$

Здесь $\mathbf{V}(u, v, w)$, $\mathbf{V}_p(u_p, v_p, w_p)$ — скорости (компоненты) несущего газа и частиц; a_p и m_p — радиус и масса шаровых частиц; n_p — их числовая плотность; c_p° — удельная теплоемкость материала частиц; C_D , Nu , Sh — коэффициент сопротивления, числа Нуссельта и Шервуда; индексы r, s — условия торможения относительного потока и насыщения; L — теплота испарения; M_p и Re_p — числа Маха и Рейнольдса потока, обтекающего частицу. Остальные обозначения общеизвестны. Хотя в принятой модели двухфазного течения несущий газ считается идеальным, в окрестности вокруг микровключений проявляются его вязкость и теплопроводность, так как числа Рейнольдса, построенные по диаметру частиц, невелики.

Для описания скорости испарения и конденсационного роста капли принята традиционная диффузионная модель. Влияние газодинамического потока пара у поверхности капли учтено множителем $f_T(T_p/T_r, l_T)$, полученным аналитически для капли, неподвижной относительно пара при линейной температурной зависимости коэффициентов переноса, а влияние обдува — множителем, зависящим от числа Рейнольдса, построенного по модулю разности скоростей (первые скобки в выражении для числа Нуссельта). Приемлемость такой модели экспериментально подтверждена в [7]; в [8] на основе численных исследований показана адек-

ватность диффузионной и гомобарической моделей фазовых переходов при условии выбора числа Шервуда в приведенном выше виде.

Влияние существенной разности температур на сопротивление частицы в приведенной выше модели учтено при помощи эмпирического «правила 1/3» [9], теоретически обоснованного (для малых чисел Рейнольдса, построенных по диаметру частицы) в [10]. Более подробное описание используемой здесь модели газотермодинамики неоднородной смеси можно найти в [6].

Выписанные выше уравнения приведены к безразмерному виду следующим образом: все линейные размеры отнесены к радиусу r_* равновеликого круглого критического сечения сопла; компоненты скоростей газа и частиц — к a_* , плотности — к ρ_* , температуры — к a_*^2/R , давление — к $\rho_* a_*^2$; удельная теплота испарения L — к a_*^2 ; радиус частиц — к их радиусу a_{p0} в начальном сечении $x=0$.

Принята степенная зависимость вязкости газа от температуры $\mu = \mu_f (T/T_f)^\circ$. Множитель f_T соответствует линейной зависимости коэффициента теплопроводности от температуры; $\lambda \sim T$. В результате обезразмеривания в уравнениях динамики и тепломассообмена частиц сформировались безразмерные комплексы

$$\beta = \frac{3 \rho_* r_*}{8 \rho^\circ a_{p0}}, \quad \gamma = \frac{3 r_* R}{8 a_* c_p \rho^\circ a_{p0}^2} \frac{9\kappa-5}{\kappa-1} \mu_f \left(\frac{a_*^2}{RT_f} \right)^\circ$$

$$D_f = \frac{4}{3} \frac{\beta}{Pr} \frac{\mu_f}{a_* \rho_* a_{p0}} \left(\frac{a_*^2}{RT_f} \right)^\circ, \quad Re_* = \frac{2 a_{p0} \rho_* a_*}{\mu_f} \left(\frac{RT_f}{a_*^2} \right)^\circ$$

Приведенные ниже примеры численного исследования относятся к смеси газообразного азота с азотными каплями. Свойства вещества заимствовались из справочников: $\beta=3,33$; $\gamma=0,02$; $D_f=2,2 \cdot 10^{-3}$; $Re_*=5,7 \cdot 10^3$.

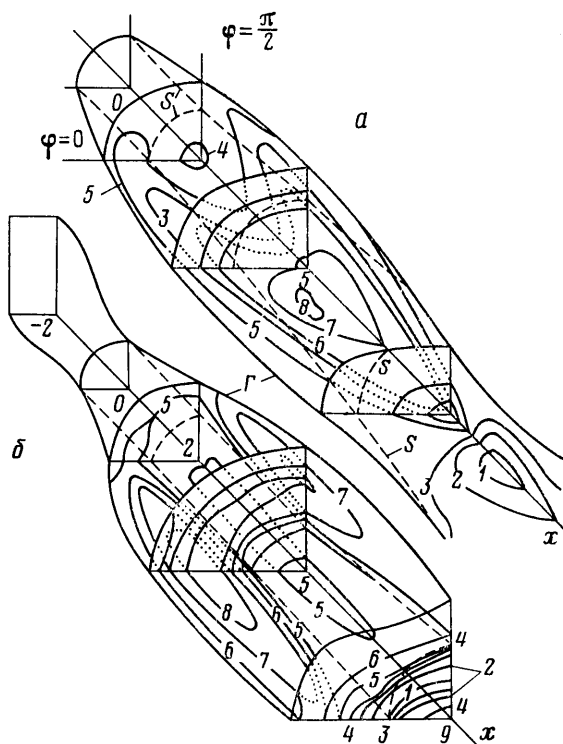
Расчет течения идеального газа с частицами проводился в два этапа: сначала методом установления С. К. Годунова рассчитывалось течение в сопле [5], а затем с помощью стационарного аналога этого же метода — в струе [6]. Для ускорения процесса установления расчета течения в сопле в начальный момент времени задавался однородный по радиусу и азимутальному углу поток, рассчитанный по одномерной теории. В процессе установления на левой границе — на входе в сопло — удовлетворялось условие сохранения инварианта Римана, а на правой границе поддерживалось слабое противодавление.

На втором этапе начальные данные для маршевого метода брались из решения, полученного методом установления в одном из сечений ($x=1,5$) в сверхзвуковой части сопла, на стенках сопла удовлетворялось условие непротекания, а форма струи рассчитывалась последовательно на каждом шаге по x из условия равенства давления на границе струи давлению во внешнем пространстве.

Расчет проводился по радиусу от оси до внешней границы, по меридиональному углу из-за наличия двух плоскостей симметрии внутри квадранта $0 < \varphi < \pi/2$, в продольном направлении на первом этапе от входного до выходного сечения сопла, а на втором — от выходного сечения сопла до диска Маха. Все разбиения на первом этапе были равномерными: по радиусу на 9 ячеек, по углу на 4 ячейки, а по x на 40 ячеек, таким образом получалась расчетная сетка с $9 \times 4 \times 40$ ячеек. На втором этапе сохранялось равномерное разбиение по радиусу и углу с тем же числом ячеек, а шаг расчетной сетки по x выбирался в каждом сечении из условия устойчивости.

Для дополнительной проверки работоспособности сложной программы было проведено сравнение с точным решением для случая медленного гомобарического течения в цилиндрической трубе [6].

С удалением от среза сопла все большую роль играют смещение газа струи с газом внешнего пространства и растущая завихренность потока в самой струе за наклонным скачком уплотнения и в особенности за замыкающим скачком («дисксом Маха»). Эти эффекты для двухфазных струй рассмотрены, например, в [6, 11]. Кроме того, после прохождения интенсивного скачка уплотнения капли попадают в условия сильного обдува, что должно приводить к их газодинамическому дроблению, столкновениям и агломерации [12]. Поскольку в модели настоящей работы эти эффекты не учитываются, расчет двухфазного потока в окрестности диска Маха



Фиг. 1

и за ним не проводился, хотя в рамках использованных численных методов он не вызовет принципиальных трудностей.

На фиг. 1 показаны форма сопла и результаты расчета параметров струи для двух начальных значений концентрации частиц: $\epsilon_0 = 10^{-4}$ (а), при котором можно пренебречь их влиянием на газ, и $\epsilon_0 = 1$ (б), когда это влияние существенно. Сплошными линиями показаны граница струи и линии равных чисел Маха в плоскостях симметрии $\varphi = 0$ и $\pi/2$, а также в нескольких сечениях $x = \text{const}$, перпендикулярных оси струи (когда эти сечения «затеняют» картину, линии Маха в плоскостях симметрии показаны точками). Штриховые линии изображают линии пересечений сепаратрисы S с этими же плоскостями. Цифры у линий $M = \text{const}$ соответствуют следующим значениям чисел M : а) 1 — 1,4; 2 — 1,8; 3 — 2,2; 4 — 2,4; 5 — 2,6; 6 — 3,4; 7 — 3,8; 8 — 4,2; б) 1 — 1,1; 2 — 1,2; 3 — 1,3; 4 — 1,4; 5 — 1,5; 6 — 1,6; 7 — 1,7; 8 — 1,8.

Из фиг. 1 видно, что при большом содержании частиц формы струи и линий Маха существенно изменяются: струи становятся толще, частицы дольше не выходят за ее границу в затопляющий газ.

Были исследованы три варианта условий: а) $\dot{m}_p = 0$, $\epsilon_0 \ll 1$, соответствующий малому содержанию неизменяющихся частиц, б) $\dot{m}_p \neq 0$, $\epsilon_0 \ll 1$ —

малому содержанию испаряющихся частиц и в) $\dot{m}_p=0$, $\epsilon_0=1$ — большому содержанию неизменяющихся частиц.

Анализ результатов расчетов показывает, что при $\epsilon_0 \ll 1$, $\dot{m}_p=0$ температура частицы $T_p(x)$ на значительном участке первой бочки $2 < x < 9$ почти не изменяется, хотя температура газа $T(x)$ монотонно падает. Это связано с тем, что число Маха относительного обтекания частицы $M_p \sim |u - u_p|/\sqrt{T}$ монотонно растет, что приводит к росту локальной температуры T_r торможения потока относительно частицы, так что множитель $T_r^\circ (T_r - T_p) \sim dT_p/dx$ остается близким к нулю.

За скачком уплотнения ($9 < x < 10$) на коротком участке оси температура газа T (и, следовательно, T_r) становится выше температуры частицы, $T_r > T > T_p$, и последняя слегка увеличивается.

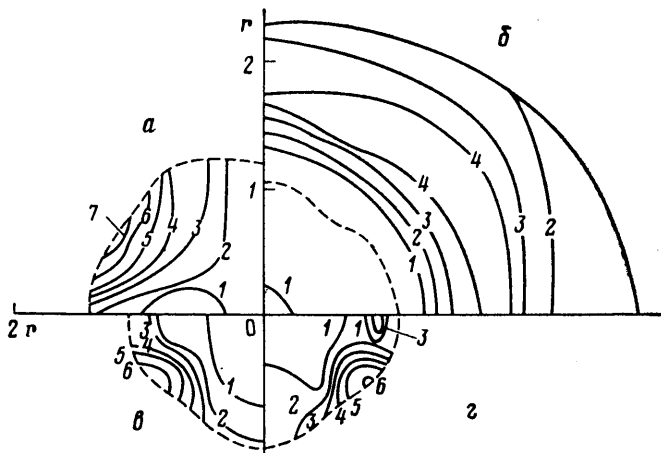
При значительной концентрации частиц ($\epsilon_0=1$) скорости газа и частиц у оси заметно ниже, чем при $\epsilon_0 \ll 1$, и их разность существенно меньше. Температура частиц, которая в форкамере задана существенно меньшей, чем температура газа, в окрестности критического сечения проходит через максимум; частицы сначала нагреваются более горячей несущей средой, а затем охлаждаются по мере того, как температура газа падает при его расширении в первой бочке. При этом увеличение концентрации первоначально холодных частиц приводит к охлаждению газа на начальном участке течения, а далее газ, несущий большее количество частиц, оказывается теплее, чем при $\epsilon_0 \ll 1$, что связано с работой газа на сверхзвуке.

Температура испаряющихся капель близка к температуре насыщения при локальном давлении торможения пара, обтекающего частицу, и мало изменяется в осевом направлении и по сечению сопла вследствие слабой (логарифмической) зависимости $T_s(p)$. Условие $T_p \approx T_s(p_r)$ характерно для гомобарической модели тепломассообмена и его осуществление в данных расчетах свидетельствует о приемлемости использованной формальной модели диффузионного испарения капли.

Наибольший интерес в данной работе представляют, конечно, эффекты неосесимметричности. Анализ радиальных распределений термогазодинамических параметров смеси для случая большой начальной концентрации ($\epsilon_0=1$) неизменяющихся частиц в двух взаимно перпендикулярных направлениях ($\varphi=0$ и $\pi/2$) показывает, что плотность частиц в меридиональном сечении $\varphi=0$ резко возрастает к сепаратрисе, чего не наблюдается в перпендикулярной плоскости. Это можно объяснить качественно различным поведением траекторий частиц в этих плоскостях в конфузорной части сопла: при $\varphi=0$ происходит просто их поджатие к сепаратрисе, а при $\varphi=\pi/2$ наклон стенки сопла настолько велик, что частицы выпадают на стенку (и их дальнейшая судьба не описывается в рамках принятой нами модели). Такое поведение $\rho_p(\varphi)$ сохраняется и ниже по течению; следовательно, в сечении струи образуются уплотнения — «жгуты» диспергированного вещества. Заметим, что указанный «эффект трехмерности» получен для неизменяющихся частиц; при учете поверхностных фазовых превращений (испарения капель или конденсации на них пара) вследствие сильно нелинейной зависимости их интенсивности от локальных параметров газа азимутальная анизотропия становится еще более резкой.

Особенно наглядно азимутальную анизотропию иллюстрирует фиг. 2, на которой в сечении $x=5$ показаны линии равных относительных радиусов капель a_p/a_p , при $\epsilon_0 \ll 1$ (а), чисел Маха (б), относительной концентрации ϵ (в) и плотности частиц ρ_p при $\epsilon_0=1$ (г). Цифры у линий соответствуют: а) 1 — 0,3; 2 — 0,325; 3 — 0,35; 4 — 0,375; 5 — 0,4; 6 — 0,425; 7 — 0,45; б) 1 — 1,5; 2 — 1,6; 3 — 1,7; 4 — 1,8; в) 1 — 6; 2 — 7; 3 — 8; 4 — 9; 5 — 10; 6 — 11; г) 1 — 0,6; 2 — 0,7; 3 — 0,8; 4 — 0,9; 5 — 1,1; 6 — 1,2.

Эта азимутальная неоднородность трехмерной струи приводит к ряду интересных следствий; например, индикатриса излучения такой струи будет неосесимметрична как из-за локальных уплотнений частиц, так и вследствие неоднородности их размеров в сечении. Используя эффекты



Фиг. 2

трехмерности, т. е. деформируя нужным образом сопло, можно управлять формой граничной поверхности, разделяющей области одно- и двухфазного потоков в струе, и препятствовать, например, нежелательному попаданию частиц на элементы конструкции летательного аппарата.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Smelt R.* Power economy in high-speed wind tunnels by choice of working fluid and temperature. // Royal Aircraft Establishment. Farnborough, England. 1945. Rept № 2081.
2. Лазерное доплеровское измерение скорости газовых потоков/Под ред. Гродзовского Г. Л. // Тр. ЦАГИ. 1976. Вып. 1750. 286 с.
3. *Gauffre G.* Modelisation du rayonnement infrarouge des avions // Recherche Aerospat. 1981. № 4. P. 245-265.
4. *Анфимов Н. А.* Международная конференция по воздействию космической среды на материалы // Вопр. ракетн. техники. 1974. № 11. С. 86-92.
5. *Гилинский М. М., Стасенко А. Л., Шуинов А. В.* Трехмерное двухфазное течение монодисперсной смеси в сопле Лавалья // Струйные и отрывные течения. М.: Изд-во МГУ, 1981. С. 84-90.
6. *Гилинский М. М., Стасенко А. Л.* Механика и оптика аэрогазодисперсных течений // Тр. ЦАГИ. 1985. Вып. 2279. 76 с.
7. *Стасенко А. Л., Шаншал И. Б.* Испарение капли в сильно перегретом паре // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1983. № 5. С. 159-165.
8. *Благосклонов В. И., Стасенко А. Л.* Двумерные полидисперсные течения с межфазным массообменом // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1982. № 2. С. 153-160.
9. *Renksizbulut M., Yuen M. C.* Experimental study of droplet evaporation in a high temperature air-stream: Numerical study of droplet evaporation in a high-temperature stream // J. Heat Transfer. 1983. V. 105. № 2. P. 384-397.
10. *Галкин В. С., Коган М. Н., Фридлендер О. Г.* О некоторых кинетических эффектах в течениях сплошной среды // Изв. АН СССР. МЖТ. 1970. № 3. С. 13-21.
11. *Dash S. M., Wolf D. E., Beddini R. A., Pergament H. S.* Analysis of two-phase flow processes in rocket exhaust plumes // J. Spacecraft and Rockets. 1985. V. 22. № 3. P. 367-380.
12. *Низматуллин Р. И.* Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. 336 с.

Москва

Поступила в редакцию
26.VI.1986