

лучена при  $Re_d=1$ ,  $b=0,02$ . При увеличении  $Re_d$  толщина пленки нарастает, что обусловлено увеличением потока осаждающейся на пластине примеси из-за действия силы Сэфмэна [2]; максимум смещается вправо, так как зона, неравновесная по скоростям фаз, расширяется. При увеличении  $b$  величина  $h$  уменьшается.

В области, равновесной по скоростям фаз осаждения, примеси на пластине нет, поэтому здесь по  $x$  пленка утоньшается, но довольно медленно, так как величина  $\tau_1$  также уменьшается.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Осипов А. Н. О структуре ламинарного пограничного слоя дисперсной смеси на плоской пластине // Изв. АН СССР. МЖГ. 1980. № 4. С. 48–54.
2. Наумов В. А. Расчет ламинарного пограничного слоя на пластине с учетом подъемных сил, действующих на дисперсную примесь // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 6. С. 171–173.
3. Осипов А. Н., Шапиро Е. Г. Обтекание поверхности аэродисперсным потоком с образованием жидкой пленки из осаждающихся частиц // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 4. С. 85–92.

Калининград

Поступила в редакцию  
26.IX.1990

УДК 532.529.5

© 1992 г.

А. С. ВОЙНОВСКИЙ, М. Е. ЗАЙЦЕВ

#### НЕСТАЦИОНАРНОЕ ИСТЕЧЕНИЕ В ВАКУУМ ГАЗОВЗВЕСИ С БОЛЬШИМ СОДЕРЖАНИЕМ ДИСПЕРСНОЙ ФАЗЫ

Истечение в вакуум стационарных струй с дисперсными частицами при малом их объемном содержании ( $\alpha \ll 1$ ) рассматривалось во многих работах (см., например, [1–3]). Ряд работ посвящен исследованию истечения с учетом образования в струе однородного конденсата [1, 4]. В данной работе проведено расчетное исследование нестационарного истечения в вакуум струй газозвеси с большим объемным содержанием ( $\alpha \sim 0,1$ ) дисперсной фазы. Использовались две расчетные модели: упрощенная – на основе уравнений нестационарного сферического источника, и более сложная – на основе двумерных нестационарных уравнений динамики гетерогенной смеси для расчета ее истечения из осесимметричного сопла генератора дисперсных частиц.

1. Рассматривается течение монодисперсной газозвеси, описываемое уравнениями двухскоростной двухтемпературной среды [5] при следующих допущениях: частицы между собой не взаимодействуют и не вращаются, температура вещества частиц во всем их объеме постоянна, вязкость и теплопроводность газа учитывается только при межфазном обмене, фазовые переходы отсутствуют. Тогда уравнения, описывающие совместное движение газовой (индекс «1») и дисперсной сред (индекс «2»), можно записать в следующем виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_1 \mathbf{V}_1) &= 0 \\ \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_2 \mathbf{V}_2) &= 0 \\ \frac{\partial \rho_1 \mathbf{V}_1}{\partial t} + \operatorname{grad}(\rho_1 \mathbf{V}_1 \mathbf{V}_1) + (1-\alpha) \operatorname{grad} p + \mathbf{f}_{12} &= 0 \\ \frac{\partial \rho_2 \mathbf{V}_2}{\partial t} + \operatorname{grad}(\rho_2 \mathbf{V}_2 \mathbf{V}_2) + \alpha \operatorname{grad} p - \mathbf{f}_{12} &= 0 \\ \frac{\partial \rho_2 E_2}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_2 E_2 \mathbf{V}_2) &= q \\ \frac{\partial \rho_1 E_1}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_1 E_1 \mathbf{V}_1) &= \alpha \mathbf{V}_2 \operatorname{grad} p - \mathbf{f}_{12} \mathbf{V}_2 - q - \operatorname{div}[p(\alpha \mathbf{V}_2 + (1-\alpha) \mathbf{V}_1)] \end{aligned} \quad (1)$$

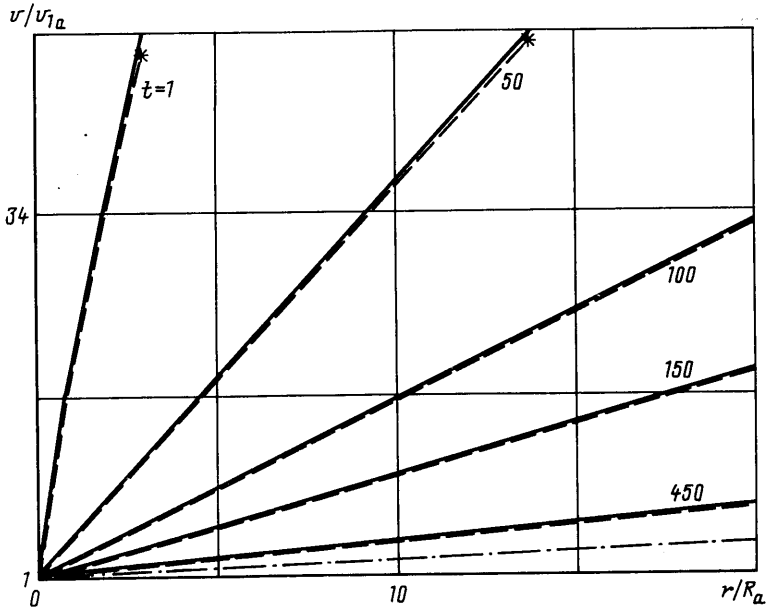
$$E_1 = \frac{(1-\alpha)p}{\rho_1(\kappa-1)} + \frac{|V_1|^2}{2}, \quad E_2 = c_2 T_2$$

Здесь  $\rho V$ ,  $p$ ,  $T$  – плотность, вектор скорости, давление и температура,  $\kappa$  – отношение удельных теплоемкостей газа при постоянном давлении и объеме,  $c_2$  – удельная теплоемкость вещества частиц. Выражения для силы межфазного взаимодействия  $f_{12}$  и межфазного теплового потока  $q$  с учетом влияния на них концентраций частиц брались из [5].

Приведенные уравнения использовались для расчета нестационарного сферически-симметричного течения от внезапно включенного источника и истечения осесимметричной струи из генератора дисперсных частиц с постоянными параметрами на срезе.

Система (1) решалась численно с помощью алгоритма, в котором параметры газовой фазы рассчитывались на основе схемы Годунова, параметры частиц – с помощью лагранжева этапа метода крупных частиц. Для повышения точности схемы использовалась модификация Колгана В. П. [6].

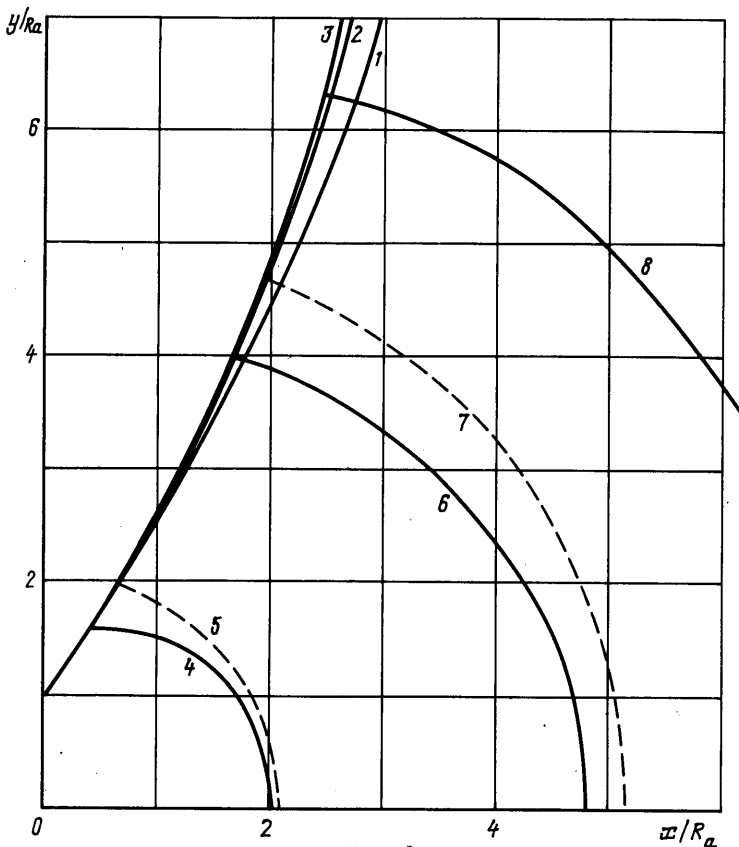
2. Исследование динамики нестационарного разлета газовой взвеси в вакуум проводилось на основе двух моделей: упрощенной – для истечения дисперсной смеси от внезапно включенного сферического источника и более сложной – для истечения осесимметричной струи из сопла генератора дисперсных частиц. Рассчитывалось истечение воздуха с частицами углерода. Параметры потока от сферического источника следующие:  $p_a = 0,1-1$  атм,  $T_{1a} = T_{2a} = 300$  К,  $v_{1a} = v_{2a} = 6-20$  м/с,  $\alpha = 0,1-0,6$  диаметр частиц 5 мкм, радиус источника  $R_a = 0,1$  м. Рассмотрим некоторые результаты расчета.



Фиг. 1

На фиг. 1 приведены зависимости скорости газа (сплошные линии) и частиц (штриховые) от безразмерного расстояния  $r/R_a$  для различных моментов времени  $t$  с начала работы источника при следующих его параметрах:  $p_a = 0,1$  атм,  $v_{1a} = v_{2a} = 20$  м/с,  $\rho_{1a} = 0,12$  кг/м<sup>3</sup>,  $\alpha = 0,3$ ;  $t$  отнесено к  $R_a/c_{1a}$ , где  $c_{1a}$  – скорость звука в газовой фазе на срезе источника. Из результатов расчетов следует, что, начиная с некоторого момента времени, поле течения можно разбить на стационарную и нестационарную области. Область стационарного течения формируется вблизи источника и со временем увеличивается. Скорость частиц в нестационарной области можно определить по соотношению  $v_2 = r/t$ , где  $r$  – расстояние от источника. Аналогично определяется скорость чистого газа в нестационарной области при его истечении из внезапно включенного источника [7].

Точками на фиг. 1 обозначена сепаратрисса, отделяющая область чистого газа от области газа с частицами, сепаратрисса в расчете не выделялась, а определялась приближенно как точка, в которой  $\rho_2 = A \rho_{2a} (R_a/r)^2$ ,  $A = 10^{-6} \div 10^{-9}$ . Отметим, что на внешней границе нестационарной области градиент  $\rho_2$  столь велик, что изменение  $A$  от  $10^{-6}$  до  $10^{-9}$  практически не влияет на определяемое таким образом положение сепаратриссы.



Фиг. 2

ратриссы. Скорость движения сепаратриссы слабо зависит от значения определяющих параметров задачи в рассматриваемом диапазоне и составляет  $\sim 10^3$  м/с.

Формирование нестационарной области происходит за время  $\sim 0,1$  с, следовательно, при более длительном истечении смеси из источника основная ее масса будет находиться в области стационарного течения. Так, расход смеси через линию уровня числа Маха  $M=0,1$  в 50 раз больше расхода через линию уровня  $M=1$ , т. е. 95% массы смеси находится в стационарной области течения, в которой скорость мала, и лишь в периферийной нестационарной области течения частицы ускоряются до максимальных скоростей.

Рассмотрим более подробно течение в стационарной области. Из результатов расчетов следует, что при  $\alpha \gg 0,1$  температура газа и частиц в этой области меняется слабо. В связи с этим для расчета течения в стационарной области можно использовать приближение изотермического источника для движения смеси в целом

$$\begin{aligned} \rho v r^2 &= (\rho_{1a} + \rho_{2a}) v_a R_a^2 \\ \rho v dv + dp &= 0 \\ p &= c^2 \rho, \quad c^2 = \frac{p_a}{\rho_{1a} + \rho_{2a}} \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $\rho$  – плотность смеси,  $v$  – скорость смеси,  $c$  – скорость звука для изотермического течения. Из (2) можно получить соотношение для чисел Маха

$$M^2 - M_a^2 - 2 \ln \frac{Mr}{R_a} = 0 \quad (3)$$

Скорость смеси в изотермическом источнике показана на Фиг. 1 штрихпунктирной линией. В стационарной области различие скоростей, рассчитанных по соотношению (3) и уравнениям для сферического источника, не превосходит 5%.

Так как при длительной (более 1 с) работе источника основная масса смеси находится в области стационарного течения, то время разлета образовавшегося облака будет определяться профилем скорости в стационарной области. Таким образом, для создания медленно разлетающегося облака дисперсных частиц в вакууме (при  $\alpha \approx 0,1$ ), кроме уменьшения  $p_a$ , увеличения  $\alpha$  необходимо увеличивать время работы источника. Так, для источника, работающего более 3 с, около 80% массы смеси движется со скоростью меньшей  $3v_a$ . Следует отметить, что автомодельность движения в нестационарной области при больших  $t$  и использование соотношения (3) в стационарной области позволяют достаточно просто проводить оценочные расчеты при истечении от сферического источника. Нестационарное истечение дисперсной смеси из внезапно включенного осесимметричного генератора рассчитывалось при следующих параметрах на срезе его сопла:  $R_a=0,05$  м,  $p_a=0,2$  атм,  $\alpha=0,6$ ,  $T_{1a}=T_{2a}=300$  К,  $u_{1a}=v_{2a}=2$  м/с,  $u_{1a}=v_{2a}=0$  ( $u, v$  — проекции  $V$  на оси  $x$  и  $y$  цилиндрической системы координат).

На фиг. 2 приведены положения сепаратрис (линии 1, 2, 3) в различные моменты времени и линии (4–8) равных скоростей частиц в момент времени  $t=0,15$  с после включения генератора. Линии 1, 2, 3 относятся к  $t=0,05$  с, 0,1 с и 0,15 соответственно. Значение  $V_2$  на линиях 4,5–7,5 м/с, на 6,7–15 м/с, на 8–22,5 м/с. Видно, что вблизи среза сопла генератора течение практически установилось. В процессе установления угол разлета частиц растет, их плотность имеет максимум на оси. Штриховыми линиями показаны линии уровня  $V_2=\text{const}$ , рассчитанные в приближении сферического изотермического источника.

Результаты расчетов показали, что для оценочных расчетов скорости нестационарного разлета смеси дисперсных частиц с газом при  $\alpha \approx 0,1$  вполне приемлема модель одномерного течения и, в частности, приближение изотермического источника (3).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Авдеевский В. С., Ашратов Э. А., Иванов А. В., Пирумов У. Г. Сверхзвуковые не изобарические струи газа. М.: Машиностроение, 1985. 243 с.
2. Мирончук Н. С., Пластинин Ю. А., Усков В. И. Параметры полидисперсной сверхзвуковой струи с фазовыми превращениями и излучением конденсата // Тез. докл. 8-й Всесоюз. конф. по динамике разреж. газов. Т. 2. М., 1985. С. 109.
3. Стасенко А. Л., Чеховский В. Ф. Сферически-симметричное истечение двухфазной смеси в пустоту // Тр. ЦАГИ. 1974. Вып. 1612. С. 12–19.
4. Gorchakova N. G., Skovorodko P. A., Yarygin V. V. Free jet expansion with strong condensation effect // 13-th Int. Symp. Rarefied Gas Dynamics. V. 2. Novosibirsk, 1982. P. 454–458.
5. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. 336 с.
6. Колган В. П. Конечно-разностная схема для расчета двумерных разрывных решений нестационарной газовой динамики // Уч. зап. ЦАГИ. 1975. Т. 6. № 1. С. 9–14.
7. Станкус Н. В., Чекмарев С. Ф. Радиальное расширение совершенного и колебательного релаксирующего газа от внезапно включенного источника в вакуум // ПМТФ. 1981. № 5. С. 34–40.

Москва

Поступила в редакцию  
16.I.1991