4. **Кутателадзе С. С.** Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979.
5. **Исаченко В. П.** Теплообмен при конденсации. М.: Энергия, 1977.
6. **Гогонин И. И., Дорохов А. Р., Сосунов В. И.** Теплообмен при конденсации на вертикальной трубе.— ИФЖ, 1978, т. 35, № 16.
7. **Parmentier E. M.** Two phase natural convection adjacent to a vertical heated surface in a permeable medium.— Int. J. Heat Mass Transfer, 1979, v. 22, p. 849.
8. **Ping Cheng.** Film condensation along an inclined surface in a porous medium.— Int. J. Heat Mass Transfer, 1981, v. 24, p. 983.
9. **Brinkman H. C.** A calculation of the viscous force exerted by flowing fluid on a dense swarm of particles.— Appl. Sci. Research, 1949, v. A1, N 1.
10. **Аэров М. Э., Тодес О. М., Наринский Д. А.** Аппараты со стационарным зернистым слоем. Л.: Химия, 1979.
11. **Риферт В. Г., Барабаш П. А., Голубев А. Б.** Интенсивность конденсации водяного пара на горизонтальных профилированных проволокой трубах.— Изв. вузов. Энергетика, 1980, № 7.

Поступила 22/VI 1984 г.

УДК 532.529

О ВЛИЯНИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КАПЕЛЬ БЛИЗКИХ РАЗМЕРОВ НА СКОРОСТЬ РОСТА И ЗАПАЗДЫВАНИЕ ЧАСТИЦ КОНДЕНСАТА В ПОЛИДИСПЕРСНЫХ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКАХ

В. А. Архипов, В. Г. Бутов, И. М. Васенин, Ф. Г. Гапонич, А. М. Подвысоцкий, В. Ф. Трофимов, А. А. Шрайбер

(*Томск, Киев*)

Получена новая обобщенная зависимость для параметра Ф коагуляции и дробления капель при столкновениях, отличающаяся детальным учетом взаимодействия частиц близких размеров. Проведены численные исследования особенностей одномерного полидисперсного течения в соплах Лаваля. Показано, что использование новой зависимости для Ф позволяет более точно определить параметры течения.

Исследованию закономерностей течения полидисперсных двухфазных смесей посвящено значительное количество работ (см. обзор в [1]). В последнее время разработан ряд математических моделей такого течения, в которых учитываются процессы коагуляции и дробления частиц при столкновениях, полидисперсный состав вторичных частиц-осколков и т. д. Для практического использования этих моделей необходима дополнительная экспериментальная информация о переносе массы и импульса при взаимодействии капель. В [2] получена формула

$$\Phi_{ji} = 1 - 0{,}247\,\mathrm{Re}_{ji}^{0{,}434}\mathrm{Lp}_i^{-0{,}133}\Delta_{ji}^{-0{,}273} \tag{1}$$

для области $35 < \mathrm{Re}_{ji} < 385$; $5 < \mathrm{Lp}_i < 600$; $2 < \Delta_{ji} < 12$. Здесь $\mathrm{Re}_{ji} = |\mathbf{u}_j - \mathbf{u}_i|\delta_j\rho/\eta$ — число Рейнольдса; $\mathrm{Lp}_i = \delta_i\sigma\rho/\eta^2$ — число Лапласа; $\Delta_{ji} = \delta_i/\delta_j$ ($\delta_j < \delta_i$); δ, $\mathbf{u}$ — диаметр и скорость частиц; ρ, η, σ — плотность, динамическая вязкость и коэффициент поверхностного натяжения жидкости; Φ_{ji} — среднестатистическое отношение изменения массы частицы i за некоторое время к общей массе столкнувшихся с ней частиц j.

Недостатком формулы (1) является то, что она непригодна для описания взаимодействия частиц близких размеров ($\Delta_{ji} < 2$). Следует отметить, что в реальных условиях частицы близких размеров, как правило, движутся с мало различающимися скоростями, однако в ряде случаев частота столкновений этого типа (а следовательно, и вклад их в общую скорость роста крупных частиц) может быть значительной. В соответствии с [1] скорость изменения размера частиц i в квазиодномерном приближении равна

$$\frac{d\delta_i}{dx} = \frac{u_\text{г}\rho_\text{г}}{2\rho u_i\delta_i^2}\sum_{j=1}^{i-1}\frac{E_{ji}\Phi_{ji}(\delta_i+\delta_j)^2\mu_j|u_j-u_i|}{u_j}, \tag{2}$$

где x — продольная координата; μ — массовая расходная концентрация; E — коэффициент осаждения; величины с индексом г относятся к газу; фракции нумеруются в порядке возрастания размера частиц. Из (2) видно, что при фиксированном i с ростом δ_j увеличивается сечение столкновения. Кроме того, относительный вклад различных слагаемых суммы в правой части (2) пропорционален концентрации фракций i. Существенное значение может иметь и то обстоятельство, что, как установлено в последнее время [1, 3], во многих случаях частицы нескольких крупных фракций при движении в потоке приобретают весьма близкие размеры независимо от их величины на входе.

В [4] приводятся опытные данные по массопереносу при столкновениях капель близких размеров ($\Delta_{ji} = 1$, 1 ... 3). Оказалось, что при малых Δ_{ji} наблюдается интенсивное дробление капель, причем формула (1) в этой области завышает значения Φ_{ji}. Совместная обработка опытных данных [2, 4] позволила получить новую обобщающую формулу

$$\Phi_{ji} = 0{,}893 - 1{,}979A_{ji} + 1{,}014A_{ji}^2, \tag{3}$$

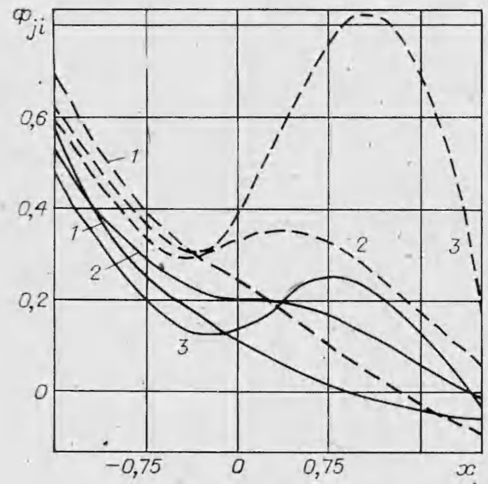
$$A_{ji} = (\mathrm{Re}_{ji}/383{,}6)^{0{,}572}(\mathrm{Lp}_i/370{,}4)^{-0{,}153}(\Delta_{ji}/2{,}73)^{-0{,}597}.$$

Отметим, что область применимости формулы (3) ограничена условием $A_{ji} \leqslant 1$.

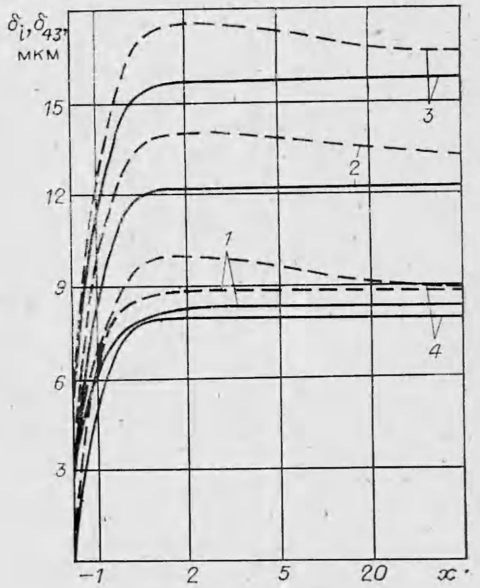
В связи с изложенным представляет интерес исследование особенностей высокоскоростного течения полидисперсной двухфазной смеси с более точным (по сравнению с [1, 2]) учетом переноса массы при взаимодействии частиц близких размеров. Ниже этот вопрос рассматривается на примере квазиодномерного течения в соплах Лаваля. Расчеты проводились по методике [2]. Предполагалось, что осколки имеют полидисперсный состав и начальную скорость в соответствии с опытными данными [1]. Параметры динамического и теплового взаимодействия газа с частицами определялись по рекомендациям [1] с учетом увеличения коэффициента аэродинамического сопротивления за счет деформации капель газовым потоком. Для более четкого выделения роли изучаемого явления дробление крупных частиц аэродинамическими силами не учитывалось. Расчеты проводились применительно к типичному соплу Лаваля [1] в широком диапазоне значений μ, p_0, r^*, r_a/r^* (p — давление, r — радиус сечения сопла, величины с индексом 0, $_*$, a относятся к входному, минимальному и выходному сечениям). Учитывалось 10 фракций полидисперсного конденсата; средний размер частиц на входе составлял $\delta_{43}^0 = 1 \ldots 3$ мкм. Каждый вариант рассчитывался с использованием формул (3) и (1) (сплошные и штриховые линии на фиг. 1—5). Базовый вариант расчета соответствовал $r^* = 0{,}03$ м, $p_0 = 15$ МПа, $\mu = 7$ ($z = \mu/(1 + \mu) = 0{,}875$), $\delta_{43}^0 = 1{,}6$ мкм, $r_a/r^* = 17$; начальные размеры частиц фракций δ_{i0} (мкм): 0,8; 1,2; 1,6; 1,8; 2,0; 2,4; 2,8; 3,2; 4,4; 6,0. Некоторые результаты для базового варианта представлены на фиг. 1, 2.

На фиг. 1 показаны значения параметра коагуляции и дробления частиц в области интенсивного взаимодействия (линии *1—3* отвечают $j = 6$; 6; 8, $i = 8$; 10; 10, здесь и ниже значения x отнесены к r^*). Как и следовало ожидать, почти всегда штриховые линии располагаются выше соответствующих сплошных. Следует иметь в виду, что на фиг. 1 приведены значения Φ_{ji}, рассчитанные по формулам (1) и (3) для различных δ_i, δ_j, u_i, u_j и т. д. (см. также фиг. 2). Этим объясняется пересечение кривых *1* при $x > 1{,}5$. Максимумы на кривых *2* и *3* в области $x \sim 0 \ldots 1$ связаны с тем, что наиболее крупные частицы ($i = 10$) претерпевают существенную деформацию аэродинамическими силами; это приводит к увеличению силы межфазового взаимодействия и скорости этих частиц, так что значения $|u_j - u_i|$ и Re_{ji} существенно уменьшаются.

Фиг. 2 иллюстрирует изменение размеров частиц фракций по длине потока (кривые *1—3* соответствуют $\delta_{i0} = 3{,}2$; 4,4; 6,0 мкм, *4* — среднемассовому размеру частиц δ_{43}). Из этих данных видно, что использование более точной формулы (3) приводит к не столь быстрому росту крупных



Фиг. 1

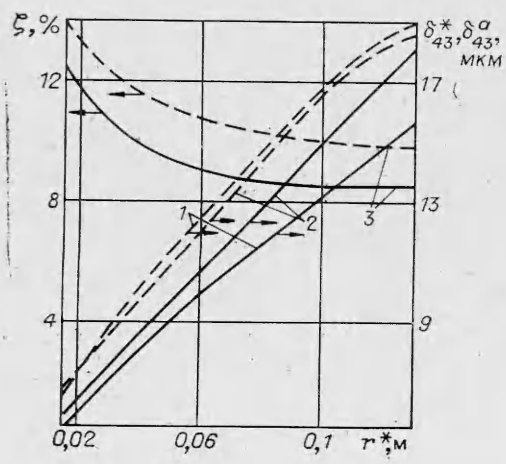


Фиг. 2

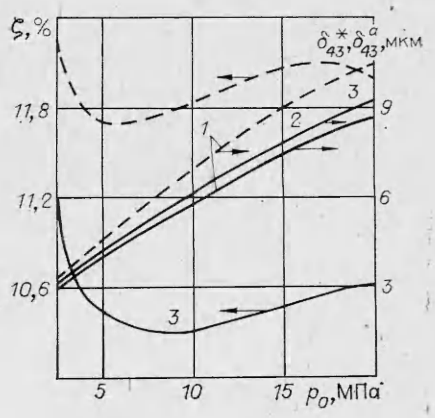
частиц. В то же время на размер частиц мелких и средних фракций выбор формулы для Ф практического влияния не оказывает. При переходе от формулы (1) к формуле (3) заметно меняется фракционный состав конденсата (особенно в сверхзвуковой части): концентрация тонких фракций увеличивается, а крупных — существенно уменьшается. В связи с этим различие между значениями среднего размера частиц, соответствующими формулам (1) и (3) (кривые *4*), больше, чем различие между диаметрами частиц отдельных фракций.

Расчеты показали, что при использовании формулы (3) несколько уменьшается динамическое запаздывание всех фракций конденсата. Это связано как с уменьшением размера крупных частиц (см. фиг. 2), так и с более заметным влиянием дискретной фазы на газ, которое приводит к снижению продольных градиентов газодинамических параметров.

На фиг. 3 приведена зависимость среднего размера частиц в минимальном *1* и выходном *2* сечениях, а также потерь пустотного удельного импульса из-за запаздывания частиц *3* от масштаба сопла. С ростом r^* при прочих равных условиях увеличивается время пребывания частиц в потоке, что приводит к росту δ_{43}. Однако потери удельного импульса при этом снижаются — более важным фактором оказывается уменьшение темпа нарастания скорости газа [1, 3]. Отметим также, что при использо-



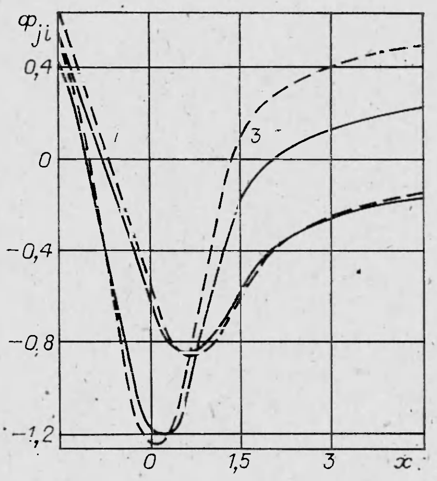
Фиг. 3



Фиг. 4

вании формулы (3) в сверхзвуковой части продолжается рост частиц, в то время как формула (1) дает здесь некоторое уменьшение δ_{43} (ср. фиг. 2).

На фиг. 4 показана зависимость δ_{43} и ζ от начального давления (обозначения те же, что и на фиг. 3). С ростом p_0 увеличиваются значения объемной концентрации частиц и, следовательно, частоты столкновений; в связи с этим величина δ_{43} монотонно возрастает. Более сложен характер зависимости $\zeta(p_0)$ с одним (сплошная линия) или двумя (штриховая) экстремумами. Это объясняется влиянием трех факторов: 1) рост размера частиц (с увеличением p_0); 2) увеличение силы аэродинамического сопротивления и вследствие этого уменьшение динамического запаздывания; 3) более существенное влияние частиц на газ, вследствие чего он разгоняется меньше. На нисходящей ветви кривых *3* определяющими оказываются второй и третий факторы, на восходящей — первый.



Фиг. 5

С ростом общей концентрации конденсата интенсивность взаимодействия фракций увеличивается, что приводит к бо́льшим различиям между результатами расчета с использованием формул (1) и (3). Так, если при $\mu = 1$ разность значений потерь удельного импульса $\Delta\zeta \sim 0{,}5\%$, то при $\mu = 5 \ldots 7$ $\Delta\zeta \sim 3\%$.

Все описанные выше расчеты проведены без учета влияния газового потока на дробление частиц при столкновениях. В соответствии с [1] этот фактор приводит к уменьшению значений Φ_{ji} (по сравнению со случаем взаимодействия частиц в покоящейся газовой среде) на величину

$$(4) \qquad \Delta\Phi_{ji} = 0{,}18\,\mathrm{We}_i^{0,67}\mathrm{Re}_{ji}^{0,4}\mathrm{Lp}_i^{0,12}\Delta_{ji}^{-2,27}$$

($\mathrm{We}_i = \rho_г\delta_i\,(u_г - u_i)^2/\sigma$ — число Вебера). На фиг. 5 показаны значения параметра Φ_{ji} для базового варианта, рассчитанные с учетом поправки (4) (обозначения те же, что и на фиг. 1). Из этих данных видно, что различие между значениями «эффективности соударений», соответствующими формулам (1) и (3), в данном случае существенно меньше. На значительных по протяженности участках штриховые кривые ниже сплошных. В соответствии с этим меньше оказывается и различие между интегральными параметрами течения. В таблице приведены в качестве примера некоторые данные для трех вариантов расчета (в числителе значения ζ, %, в знаменателе δ_{43}^a, мкм).

μ	3	7	10
Расчет по формулам (3), (4)	4,3/2,5	6,3/3,8	7,3/4,8
Расчет по формулам (1), (4)	4,8/2,8	7,0/4,2	8,1/5,3

Таким образом, при учете влияния газового потока снижение величины потерь удельного импульса за счет уточнения Φ_{ji} составляет примерно 10% от ζ.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Двухфазные** моно- и полидисперсные течения газа с частицами/Л. Е. Стернин, Б. Н. Маслов, А. А. Шрайбер, А. М. Подвысоцкий. М.: Машиностроение, 1980.
2. **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.
3. **Шрайбер А. А., Подвысоцкий А. М., Маслов Б. Н.** Влияние газового потока на закономерности дробления капель в соплах Лаваля.— Пром. теплотехника, 1982, т. 4, № 4.
4. **Архипов В. А., Бушланов В. П. и др.** Равновесные формы и устойчивость вращающихся капель.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, № 4.

Поступила 24/VII 1984 г.

УДК 532.529 : 533.6.011

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНЕРЦИОННОГО ОСАЖДЕНИЯ ПОЛИДИСПЕРСНЫХ ЧАСТИЦ В КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКЕ СФЕРЫ

Ю. М. Циркунов

(*Ленинград*)

Обтекание тел несжимаемым газом с частицами при больших числах Рейнольдса рассматривается во многих работах, например в [1—6], где при расчете характеристик инерционного осаждения примеси частицы считаются монодисперсными. В то же время в реальных газовзвесях размеры частиц всегда различны. Полидисперсность частиц даже в случае пренебрежения их взаимодействием друг с другом существенно усложняет картину движения примеси около тела. Частицы различных размеров отклоняются потоком газа неодинаково. В результате происходит перераспределение фракций в пространстве и первоначальная функция распределения средней плотности дисперсной фазы по размерам частиц изменяется. Составление и решение «кинетического» уравнения, описывающего эволюцию функции распределения, в этом случае затруднительно. В данной работе предлагается метод расчета плотности потока осаждающихся полидисперсных частиц в передней критической точке и функции распределения плотности потока по фракциям. При этом, как и в [1—6], концентрация частиц предполагается малой и их влияние на течение газа и взаимодействие друг с другом не учитывается.

В случае пренебрежимо малой концентрации примеси задача об обтекании тела газовзвесью сводится, как известно, к последовательности двух более простых задач: построению поля течения несущей среды около тела и расчету траекторий частиц в этом поле. Если число Рейнольдса велико, вязкость газа в задаче обтекания тела обычно не учитывается. Однако оценки [1, 3, 4] и прямой расчет [7] показывают, что существует достаточно широкий диапазон параметров потока газовзвеси, где вязкий пограничный слой на поверхности тела существенно влияет на движение примеси, и, следовательно, пренебрегать им при определении характеристик инерционного осаждения частиц в общем случае нельзя. В данной работе поле течения газа около сферы задается так же, как и в [7], на основе модели, включающей в себя внешнее потенциальное течение и вязкий пограничный слой. В [8] показано, что использование такой модели при расчете плотности потока падающих частиц отдельных фракций в критической точке дает достаточно высокую точность, если $\mathrm{Re} \geqslant 10^5$.

В рассматриваемой задаче доминирующей силой, действующей на дисперсную частицу со стороны несущего газа, является сила аэродинамического сопротивления [1, 4, 7]. Для коэффициента аэродинамического сопротивления частицы часто используется закон Стокса [1—4] или «стандартная кривая» [5—7], которая получается при обтекании частицы безграничным равномерным потоком газа. В то же время известно [9], что при медленном движении частицы в вязкой среде вблизи твердой поверхности коэффициент ее аэродинамического сопротивления может в несколько раз превышать значение, полученное по формуле Стокса. В связи с этим в данной работе дается оценка влияния «эффекта стенки» на траектории частиц вблизи критической точки.

Приведенные численные результаты относятся к логарифмически-нормальному закону распределения средней плотности частиц по размерам фракций в невозмущенном течении. Исследованы характеристики инерционного осаждения дисперсной фазы в зависимости от числа Рейнольдса и параметров r_m и s, входящих в логарифмически-нормальный закон.

1. Пусть на сферу радиуса a набегает однородный поток газовзвеси со скоростью V_∞. Несущий газ считается вязким и несжимаемым, а частицы — сферическими. Рассматривается окрестность оси симметрии перед сферой, где течение ламинарное. Предполагается, что влияние частиц на