

уменьшении сферы увеличивается. В использованных датчиках площадь контакта подводных проводов и сферического датчика не превышала 2% всей площади сферы. Для этого случая  $Re_* = 0,03-1,0$ .

Выше уже упоминалось о том, что для потоков с градиентом скорости обработка измеренных величин проводилась двумя независимыми способами, поэтому на фиг. 6 представлены два типа точек. Из графиков видно, что с большой степенью точности оба вида точек ложатся на одну кривую.

Таким образом, полученные экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретическими зависимостями для интенсивности массообмена от одиночной сферы к жидкости в однородном потоке и в течении типа простого сдвига, полученными в приближении пограничного слоя.

Авторы выражают искреннюю признательность Дж. Бэтчелору за плодотворные консультации и обсуждение данной проблемы.

Поступила 13 IV 1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Gibert H., Couderc J. P., Angelino H. Etude des transferts de matière entre une sphere et un liquide en convection forcée.— Chem. Eng. Sci., 1972, vol. 27, N 1.
2. Sandoval-Robles J. G., Riba J. P., Couderc J. P. Mass transfer around sphere.— Trans. I. Chem. E., 1980, vol. 58, N 2.
3. Аксельруд Г. А. Диффузия от поверхности шара.— ЖФХ, 1953, т. 27, вып. 10.
4. Acrivos A., Taylor T. D. Heat and mass transfer from single spheres in Stokes flow.— Phys. Fluids, 1962, vol. 5, N 4.
5. Linton W. H., Sherwood T. K. Mass transfer from solid shapes to water in streamline and turbulent flow.— Chem. Engng Progr., 1950, vol. 46, N 5.
6. Новиков В. Е. О турбулентной диффузии в потоке с поперечным градиентом скорости.— ПММ, 1958, т. 22, вып. 3.
7. Frankel N. A., Acrivos A. Heat and mass transfer from small spheres and cylinders freely suspended in shear flow.— Phys. Fluids, 1968, vol. 11, N 9.
8. Robertson C. R., Acrivos A. Low Reynolds number shear flow past rotating circular cylinder. Pt 2. Heat transfer.— J. Fluid Mech., 1970, vol. 40, N 4.
9. Acrivos A. Heat transfer at high Péclet number from a small sphere freely rotating in a simple shear flow field.— J. Fluid Mech., 1971, vol. 46, N 2.
10. Гупало Ю. П., Рязанцев Ю. С. Диффузия к частице в случае сдвигового течения вязкой жидкости. Приближение диффузионного пограничного слоя.— ПММ, 1972, т. 36, вып. 3.
11. Batchelor G. K. Mass transfer from a particle suspended in fluid with a steady linear ambient velocity distribution.— J. Fluid Mech., 1979, vol. 95, N 2.
12. Purcell E. M. The effect of fluid motion on the absorption of molecules by suspended particles.— J. Fluid Mech., 1978, vol. 84, N 3.
13. Болдарев А. М., Бурдуков А. И. и др. Изучение процессов тепломассопереноса при колебательном движении среды и тела с применением электрохимического метода.— ИФЖ, 1970, т. 19, № 1.
14. Gordon St. L., Newman J. S., Tobias Ch. W. The role of ionic migration in electrolytic mass transport; diffusivities of  $[\text{Fe}(\text{CN})_6]^{3-}$  and  $[\text{Fe}(\text{CN})_6]^{4-}$  in KOH and NaOH solutions.— Ber. Buns. Gesel. Phys. Chemie, 1966, Bd 70, N 4.

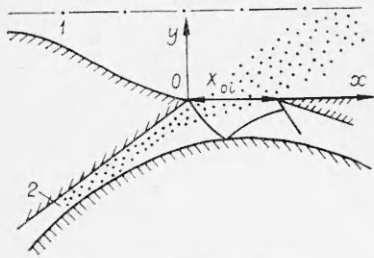
УДК 533.6.071.08.632.57

#### СМЕШЕНИЕ ИСПАРЯЮЩИХСЯ МЕЛКОДИСПЕРСНЫХ ЧАСТИЦ СО СНОСЯЩИМ ПОТОКОМ ГАЗА

В. И. Гаркуша, В. М. Кузнецов, Г. В. Набережная,  
А. Л. Стасенко

(Москва)

В ряде задач аэрогазодинамики возникает необходимость введения мелкодисперсных частиц в газовый поток. Такие задачи связаны, например, с проектированием перспективных криогенных и высокоэнтальпийных аэродинамических труб [1, 2], визуализирующих устройств [3, 4], ускорителей макроскопических частиц для исследования эрозии поверхностей, создания активной среды газодинамических лазеров с использованием многофазного перемешивания [5, 6] и т. д. При этом могут быть выставлены определенные требования на распределение параметров в зоне смешения, напри-



Фиг. 1

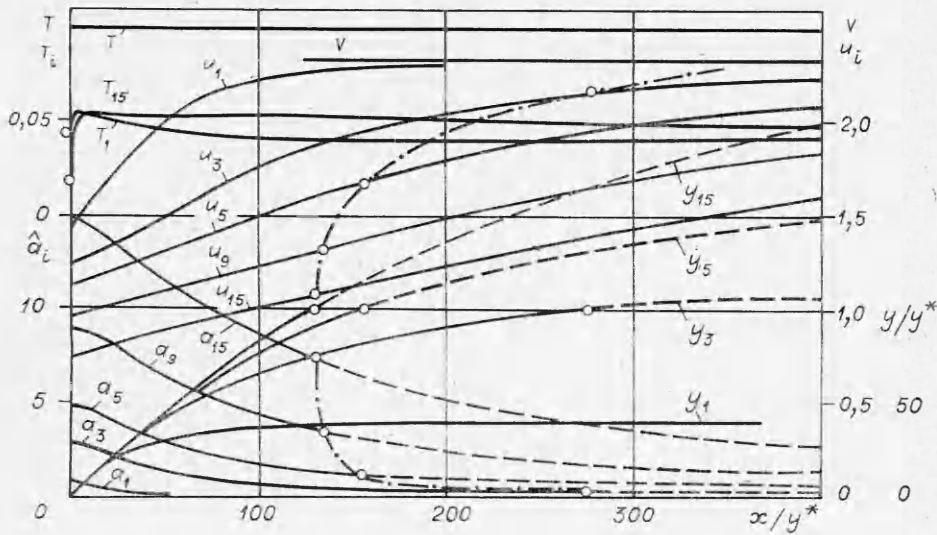
спутный поток и времени их испарения в зависимости от диаметра, задачи о влиянии скачков уплотнения и вязких эффектов, в том числе срывных зон, взаимного влияния испарения и колебательной релаксации и некоторые другие. Одним из центральных вопросов является получение поля течения в зоне смешения, наиболее близкого к однородному, поскольку постоянство газодинамических параметров и концентраций компонентов газовой смеси весьма существенно, например, в зоне действия резонатора ГДЛ.

В работах [6, 10] задача смешения рассматривалась в интегральной постановке на основе использования законов сохранения с учетом подвода в рабочий поток некоторой массы, импульса и энергии. Такой подход дает возможность определить изменение давления, температуры и других параметров в результате смешения, однако структура течения непосредственно в зоне смешения остается неопределенной. Детальное исследование этой структуры необходимо в связи с конечностью времени колебательной релаксации  $\tau$  и, следовательно, ограниченностью области смешения двух потоков, в которой может иметь место инверсия населенностей и усиление излучения. Именно выравнивание профилей различных параметров поперек зоны смешения должно осуществляться в области  $l \lesssim ut$ , где  $u$  — характерная скорость в зоне смешения. Исследованию структуры зоны смешения при заданной функции распределения частиц по размерам и нахождению условий, приближающих течение в этой области к однородному, и посвящена данная работа.

Рассмотрим схему течения, представленную на фиг. 1. В сверхзвуковой рабочий поток 1, который в случае ГДЛ может состоять из колебательно-возбужденного азота с небольшой примесью воды, вводятся частицы аэрозоля, например углекислоты, разогнанные потоком 2 до максимально возможной скорости. Как показано в [11], скорости различных фракций в выходном сечении разгонного сопла существенно различны. Из литературы неизвестен явный вид функции распределения этих фракций для рассматриваемого класса задач, которая к тому же изменяется в процессе разгона и испарения частиц. В тех случаях, когда масса частиц составляет несколько процентов от общей массы рабочей смеси и обратным влиянием частиц на параметры в зоне смешения можно пренебречь, задачу целесообразно ставить следующим образом. На основе полученных данных по разгону [9—11] в выходном сечении (линия  $O - x$  на фиг. 1) задаются величины и направления скоростей частиц различных диаметров. По этим данным можно задать тот или иной вид функции распределения по размерам  $f(\hat{a})$ , либо использовать экспериментальную зависимость для этой функции. Далее в потоке 1 рассчитываются траектории частиц вплоть до полного испарения. С точки зрения минимизации возмущений целесообразно рассматривать режимы, когда ударная волна из-за взаимодействия газовых фаз расположена в потоке 2 [9].

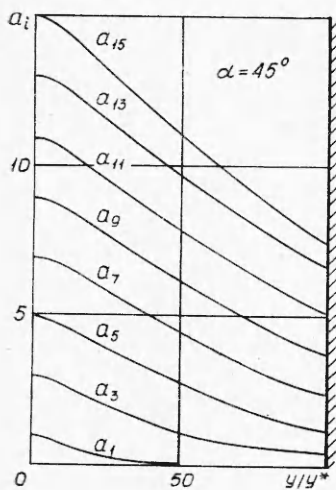
В данной работе использована модель фазовых переходов и программа численного решения уравнений динамики частиц работ [12, 13], экстраполированная на рассматриваемый случай неоднородной смеси. В этой модели потоки массы, импульса и энергии на испаряющуюся или конденсирующуюся частицу в свободномолекулярном режиме обтекания получены в предположениях локально-максвелловской функции распределения молекул газа по их скоростям в окрестности частицы и полного равновесия по всем степеням свободы при их соударении с поверхностью частиц. В континуальном режиме обтекания принята модель диффузионного испарения частиц, учитывающая полуэмпирическую информацию о

мер, макрочастиц или массовой плотности газа, образовавшегося в результате их испарения, импульса частиц или какого-либо другого момента по их массовому спектру. В частности, исследование условий, необходимых для реализации преимуществ многофазного перемешивания в ГДЛ [5, 6], привело к необходимости решения новых газодинамических задач, которые в традиционных устройствах, усиливающих излучение [7, 8], не возникали. Постановка и решение ряда этих задач даны в работах [9—11]. К ним относится задача о максимально возможном разгоне аэрозольных частиц различными газами, задача определения глубины проникновения частиц в



Ф и г. 2

влиянии на этот процесс обдува частицы несущим газом и влияния его сжимаемости. Для описания динамики и тепломассообмена частиц при произвольных числах Кнудсена приняты интерполяционные формулы Шермана типа «параллельных проводимостей», асимптотически переходящие при  $\text{Kn}_i \ll 1$  и  $\text{Kn}_i \gg 1$  в выражения для сплошного и свободномолекулярного режимов обтекания. При экстраполяции этой модели на случай многокомпонентной среды учтено, что плотность паров вещества частицы много меньше плотности пассивного несущего газа. Отметим, что в рассмотренном примере даже самые крупные частицы в плоскопараллельном потоке  $I$  сразу же оказывались в условиях свободномолекулярного обтекания. В качестве примера на фиг. 2 приведены результаты численного исследования динамики и тепломассообмена частиц углекислоты восьми фракций ( $\hat{a}_i = 1, 3, 5, \dots, 15$  мкм), ускоренных водородом в разгонном сопле 2; в качестве начальных взяты значения их параметров, полученные в работе [11]. В потоке  $I$  при этом были заданы следующие значения газодинамических величин: параметры торможения  $p_0 = 7$  МПа,  $T_0 = 3000$  К, скорость звука в критическом сечении  $a_* = 1020$  м/с,  $\gamma = 7/5$ ,  $\lambda = u/a_* = 2,33$ ,  $y_* = 1$  мм, молекулярная масса  $M = 28 \times 10^{-3}$  кг/кмоль. Приведенный пример соответствует углу впрыска  $\alpha = 45^\circ$ . Показаны траектории  $y_i(x)$  нескольких фракций, изменения вдоль потока  $I$  (ось  $x$ ) размеров частиц  $a_i$ , температуры  $T_i$  и продольной компоненты скорости  $\hat{u}_i$ . Отметим немонотонный характер изменения температуры частиц: сначала они нагреваются потоком не испаряясь, затем в результате испарения охлаждаются. Самые мелкие частицы  $\hat{a}_i = 1$  мкм полностью испаряются уже недалеко от места впрыска (место испарения на фиг. 2 при  $y/y_* = 100$  отмечено светлым кружком). Крупные частицы могут достигать противоположной стенки потока, штриховые линии — их траектории в случае зеркального отражения. Штрихпунктирные кривые соединяют параметры частиц  $a_i$ ,  $u_i$  в момент удара о стенку. Поскольку расчеты траекторий испаряющихся частиц проводились независимо для каждого сорта  $i$ , при определении суммарной концентрации в зоне смешения предполагалось, что испарение разных сортов не влияет друг на друга. Чтобы избежать трудностей, связанных с переходом частиц из одной фракции в другую при испарении, суммирование проводилось также независимо по всем сортам  $i$ , заданным предварительно с тем или иным весом в начальном сечении. Для применения «принципа суперпозиции» в указанном смысле существенно также условие отсутствия обратного влияния частиц на параметры газа.



Ф и г. 3

Результаты численного исследования свидетельствуют о том, что радиус частиц  $\hat{a}(\hat{a}_0, y)$  является сложной функцией начального значения и координаты.

Рассмотрим сначала приближенную постановку и решение обратной задачи, согласно которой из требования равномерности концентрации пара в некотором сечении рабочей зоны выбирается функция распределения частиц по размерам. Пусть частицы радиуса  $a_{0i}$  вводятся в поток в плоскости  $y=0$  вдоль участка  $X_{0i}(a_{0i})$  с нормальной скоростью  $v_{0i}(a_{0i})$  (см. фиг. 1). Тогда, пренебрегая дроблением и коагуляцией, можно записать уравнение сохранения числа частиц  $a_i$  каждого сорта в виде

$$v_{0i} n_{0i} X_{0i} = v_i(y) n_i(y) X_i(y),$$

где  $n_i$  — количество частиц сорта  $i$  в ед. объема.

При этом распределение плотностей паров  $\rho(y)$  в плоскости  $y = \text{const}$ , образовавшихся в результате испарения всех фракций, имеет вид

$$\rho(y)u = - \sum_i \frac{\partial m_i}{\partial y} n_i(y) v_i(y) X_i(y) = - \sum_i \frac{\partial m_i}{\partial y} n_{0i} v_{0i} X_{0i}.$$

Переходя от дискретного распределения к непрерывной функции  $f(\hat{a}) = \hat{d}n/\hat{d}\hat{a}$ , получим

$$(1) \quad \rho(y)u = - \int_{\hat{a}_0^*(y)}^{\hat{a}_{0\text{max}}} X_0(\hat{a}) \frac{\partial \hat{m}(\hat{a}_0, y)}{\partial y} \hat{v}_0(\hat{a}_0) f_0(\hat{a}_0) \hat{d}\hat{a}_0,$$

где интеграл берется по всему множеству частиц, не успевших испариться до плоскости  $y$ . Эта информация получается предварительно из расчета траекторий испаряющихся частиц. Для получения аналитического вида функции  $f_0(\hat{a}_0)$  в сечении ввода предположим для простоты, что все частицы ускорены до одинаковой начальной скорости  $v_{0i} = \hat{v}_0$  и угол их ввода в рабочий поток одинаков. Обозначим  $X_{0i} = L$ , тогда уравнение (1) примет вид

$$(2) \quad \rho(y) = - \frac{L}{u} \hat{v}_0 \int_{\hat{a}_0^*(y)}^{\hat{a}_{0\text{max}}} \frac{\partial \hat{m}(\hat{a}_0, y)}{\partial y} f_0(\hat{a}_0) \hat{d}\hat{a}_0.$$

Это однородное интегральное уравнение типа Вольтерра относительно искомой функции  $f_0(\hat{a}_0)$ . Его решение зависит от всей совокупности физических процессов, происходящих с частицами аэрозоля при их движении в потоке  $I$ . Интересующая нас зависимость  $\hat{m}(\hat{a}_0, y)$  для примера, приведенного на фиг. 2, показана на фиг. 3. Видно, что на начальном участке ввода в сверхзвуковой поток  $I$  интенсивность испарения всех частиц пренебрежимо мала вследствие их низкой начальной температуры ( $T_{0i} \approx 100$  К). Затем по мере прогрева (верхняя часть фиг. 2) давление насыщающих паров над частицей резко возрастает и процесс испарения ускоряется. Из фиг. 3 следует, что функции  $a_i(y)$  можно аппроксимировать различными зависимостями. Качественно подходящей является параболическая зависимость, учитывающая начальный участок прогрева частицы почти без испарения. Итак, пусть частицы испаряются по закону

$$\hat{a} = \hat{a}_0 - \hat{a}_0^*(y), \quad \hat{a}_0^*(y) = \xi y^2.$$

Тогда  $\partial \hat{m} / \partial y = -8\pi \rho^0 (a_0 - \xi y^2)^2 \xi y$ , где  $\rho^0$  — плотность материала частицы. Примем далее, что максимальный радиус  $\hat{a}_{i\max} \rightarrow \infty$ , а частицы, выпавшие на стенку, выбывают из рассмотрения. Тогда уравнение (2) имеет вид

$$\rho(y) = \frac{L}{u} \hat{v}_0 8\pi \rho^0 \xi \int_{\xi y^2}^{\infty} (\hat{a}_0 - \xi y^2)^2 y f_0(\hat{a}_0) d\hat{a}_0.$$

Будем искать его решение в виде  $f(\hat{a}_0) = \beta \hat{a}_0^n$ . Выполняя интегрирование, получим выражение

$$\rho(y) = -\beta y \left( \frac{\xi^{3+n} y^{6+2n}}{3+n} - 2\xi y^2 \frac{\xi^{2+n} y^{4+2n}}{2+n} + \xi^2 y^4 \frac{\xi^{1+n} y^{2+2n}}{1+n} \right),$$

из которого следует, что для условия независимости плотности паров от  $y$  необходимо положить  $n = -7/2$ . В этом случае

$$(3) \quad \rho = \rho_c = \frac{16}{15} \frac{L}{u} \hat{v}_0 8\pi \rho^0 \sqrt{\xi} \beta,$$

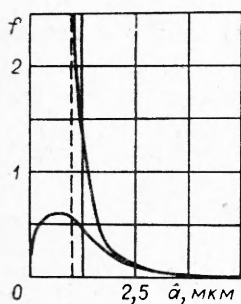
где  $\rho_c$  — величина, известная из начальных условий.

Определяя из выражения (3) масштабирующий множитель  $\beta$ , получим окончательное выражение для функции распределения

$$(4) \quad f_0(\hat{a}_0) = \frac{15\rho_c u}{2^7 \pi L \hat{v}_0 \rho^0 \sqrt{\xi} \hat{a}_0^{7/2}}.$$

Формально из способа получения выражения (4) следует, что равномерность по  $y$  достигается асимптотически, т. е. при  $x \rightarrow \infty$ . Практический же интерес представляют значения  $x$ , наиболее близкие к месту ввода частиц, удовлетворяющие для рассматриваемого класса задач условию  $x < u\tau$ , где  $\tau$  — время колебательной релаксации рабочей смеси газов. Полученный результат тем не менее интересен в том отношении, что показывает принципиальную возможность достижения равномерности в испаряющейся дисперсной среде без механизма молекулярной диффузии. Ясно, что если функция распределения частиц по размерам будет сильно отличаться от (4), то при отсутствии диффузии равномерности по  $y$  не будет, вообще говоря, даже при  $x \rightarrow \infty$ . Если учесть результат работы [11] о несущественном изменении размеров частиц при движении в разгонном сопле, то массовый спектр, который необходимо получить перед разгоном, будет отличаться от только что найденного (4) лишь масштабирующим множителем (постоянным для всех частиц).

Функция (4) является резко растущей в сторону частиц малых размеров. Для сравнения на фиг. 4 показана функция распределения  $f_1$  частиц окиси алюминия [14], которая использовалась ранее [9] при анализе задачи разгона. Она резко отличается от функции (4) в области малых размеров, но не следует забывать, что и причины образования частиц в случае работы [14] совершенно другие. Как указано в работе [11], с уменьшением начального размера интенсивность испарения в разгонном сопле возрастает, что может привести к ухудшению несущих свойств легкого газа. Поэтому желательно ограничивать спектр частиц со стороны малых значений некоторой наименьшей величиной радиуса  $\hat{a}_{0\min}$  (возможные ограничения на  $\hat{a}_{0\max}$  обсуждаются в [9]). Такое ограничение приведет, в свою очередь, к тому, что не будет «засеиваться» тонкий пристеночный слой в окрестности ввода в зону смешения, если эффект дробления более крупных частиц в районе сечения ввода будет незначительным. В целом отсутствие мелких частиц благоприятно, поскольку в пристеночном слое существенны диссипативные явления (пограничный слой, срывные зоны и т. д.) и эта область все равно исключается из основного рабочего ядра.



Ф и г. 4

Заметим, что изложенная методика содержит также и решение прямой задачи, поскольку распределение концентраций испаряющейся компоненты в различных сечениях рабочей зоны может быть определено, исходя из расчетов, аналогичных приведенным на фиг. 2, 3, в которых каждый сорт частиц  $i$  может учитываться с различным весом, что соответствует разным функциям распределения по размерам, задаваемым в начальном сечении  $O - x$  (см. фиг. 1).

Таким образом, результаты данной работы и [9 — 13] позволяют поставить вариационную задачу об определении совокупности условий (начального массового спектра диспергированных частиц и параметров газа в дозвуковой части разгонного сопла, угла встречи с основным потоком и др.), обеспечивающих экстремум некоторого функционала от параметров физической ситуации, реализующейся при смешении высокоскоростных двухфазных потоков.

Поступила 6 V 1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гудьир, Килгоур. Криогенная аэродинамическая труба на большие числа Рейнольдса.— Ракетн. техн. и космонавтика, 1973, т. 11, № 5.
2. Джонсон, Огейн. Получение газов со сверхвысокими значениями полной энтальпии по принципу многокомпонентных потоков.— Ракетн. техн. и космонавтика, 1972, т. 10, № 12.
3. Боровой В. Я. Метод «лазерного жога» для диагностики пространственных двухфазных течений. Минск: изд. Ин-та тепло- и массообмена АН БССР, 1978.
4. Стасенко А. Л. Уравнения динамики неадиабатической полидисперсной бесстолкновительной смеси с учетом фазовых переходов.— Труды ЦАГИ, 1980, вып. 2030.
5. Алферов В. И., Бирюков А. С. и др. Исследование взаимодействия гиперзвукового потока воздуха с аэрозолем углекислоты.— Квант. электроника, 1979, т. 6, № 8.
6. Бирюков А. С., Марченко В. М., Прохоров А. М. Энергетические характеристики газодинамических  $CO_2$ -лазеров на смешении потоков колебательно-возбужденного азота и аэрозоля углекислоты. Препринт ФИАН, 1976, № 64.
7. Лосев С. А. Газодинамические лазеры. М.: Наука, 1977.
8. Химические лазеры/Под ред. Р. Гросса и Дж. Ботта. М.: Мир, 1980.
9. Благодослов В. И., Кузнецов В. М. и др. О взаимодействии гиперзвуковых неадиабатических течений.— ПМТФ, 1979, № 5.
10. Кузнецов В. М., Кузнецов М. М. Некоторые вопросы тепломассообмена аэрозоля при смешении с потоком неравновесной колебательно-возбужденной среды.— ПМТФ, 1979, № 6.
11. Благодослов В. И., Кузнецов В. М. и др. Ускорение и взаимодействие неадиабатических потоков.— ПМТФ, 1981, № 3.
12. Стасенко А. Л. Нестационарное взаимодействие фаз в парок капельных потоках.— В кн.: Парожидкостные потоки. Минск: изд. Ин-та тепло- и массообмена АН БССР, 1977.
13. Гаркуша В. И., Стасенко А. Л. Численное исследование парок капельных потоков с учетом фазовых переходов коагуляции и газодинамического дробления частиц.— Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1979, № 3.
14. Bauer E., Carlson D. J. Mie scattering calculations for micron size alumina and magnesia spheres.— Quantit. Spectrosc. and Radiat. Transfer, 1964, vol. 4.