

5. Войтенко А. Е., Маточкин Е. П., Яблочников Б. А. Использование взрывомагнитного генератора для питания газового разряда.— ПТЭ, 1973, № 3.
6. Дивнов И. И., Гуськов Ю. А., Зотов Н. И., Карпов О. П., Христофоров Б. Д. Взрывомагнитный генератор с индуктивной нагрузкой.— ФГВ, 1976, № 6.
7. Азаркевич Е. И., Войтенко А. Е., Исаков В. П., Котов Ю. А. Взрывной электрический генератор.— ЖТФ, 1976, № 46.
8. Киселев Ю. Н., Крохин В. З. Малоинерционные пироэлектрические приемники для регистрации излучения в диапазоне 40—1100 нм.— ПМТФ, 1976, № 4.
9. Калантаров П. Л., Цейтлин Л. А. Расчет индуктивностей. Справочная книга. Л., «Энергия», 1970.

УДК 533.6.071.08.632.57

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕПЛОМАССОБМЕНА АЭРОЗОЛЯ ПРИ СМЕШЕНИИ С ПОТОКОМ НЕРАВНОВЕСНОЙ КОЛЕБАТЕЛЬНО-ВОЗБУЖДЕННОЙ СРЕДЫ

В. М. Кузнецов, М. М. Кузнецов

(Москва)

Использование смешения потоков колебательно-возбужденного азота и аэрозоля углекислоты с целью улучшения энергетических характеристик и увеличения однородности и объема активной инверсной среды было предложено в работах [1, 2]. Предполагалось, что на начальном этапе ввод твердой фазы CO_2 в сверхзвуковой поток азота может быть произведен механическим путем без использования механизмов ламинарной и турбулентной диффузии, за счет которых обычно и осуществляется перемешивание дозвуковых и сверхзвуковых потоков. Тогда за счет скрытой теплоты сублимации твердой фазы можно достичь дополнительного снижения поступательно-вращательной температуры азота и симметричных и деформационных колебательных степеней свободы молекул CO_2 при заданной степени расширения основного потока. Очевидно, что при этом способе может быть также повышена температура торможения и давления азота в форкамере и, таким образом, инверсия населенностей увеличивается как за счет роста колебательной температуры верхнего уровня, так и вследствие снижения температуры нижних уровней. С целью реализации этих возможностей необходимо всесторонним образом проанализировать процессы взаимодействия аэрозоля с колебательно-возбужденным газом.

В данной работе рассмотрена задача о смешении на основе использования уравнений сохранения. Определены необходимые условия осуществления «мгновенного» смешения аэрозольных частиц с потоком колебательно-возбужденной среды. Даны конечные оценочные формулы для определения времени жизни частиц и глубины их проникновения для сплошносредного, переходного и свободномолекулярного режимов течения на смешении.

1. Проанализируем процесс смешения, основываясь на уравнениях сохранения массы, импульса и энергии при течении в канале постоянного поперечного сечения. Запишем их в следующем виде [1], полагая для определенности, что носителем твердой фазы является углекислота, которая смешивается с азотом:

$$(1.1) \quad \frac{m_p v_p^2}{2} + \frac{m_g v_g^2}{2} + c_p^{(g)} m_g T_g + c_p^{(p)} m_p T_p = \frac{(m_p + m_g) v^2}{2} + c_p^{(g)} \left(\frac{m_p}{\mu_p} \mu_g + m_g \right) T + q m_p,$$

$$\frac{m_p}{\mu_p} \frac{RT_p}{v_p} + m_p v_p i + \frac{m_g}{\mu_g} \frac{RT_g}{v_g} + m_g v_g = \left(\frac{m_p}{\mu_p} M_g + m_g \right) \frac{RT}{v_g} + (m_p + m_g) v,$$

где $c_p^{(g)} = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{R}{\mu_g}$; $\gamma = \frac{c_p^{(g)}}{c_v^{(g)}}$; $R = kN_A$ — универсальная газовая постоянная; $u_g = M_g N_A$ — вес одного моля газа; k — постоянная Больцмана; N_A — число Авогадро; $m_p^* = N_p^* (M_p \bar{v}_p S_p)$; \bar{N}_p^* — начальная концентрация паров в сечении S_p до смешения; индекс g относится к газу (азоту), p — к частицам (углекислоте).

Перейдем к безразмерным переменным

$$w_{pt} = v_{pt}/v_g, w_{pn} = v_{pn}/v_g, \\ w = v/v_g, \Theta_p = T_p/T_g, t = T/T_g,$$

где t , n обозначают касательную и нормальную составляющую скорости, и введем безразмерные параметры

$$\varepsilon = \frac{m_p}{m_g} = \frac{N_p^0 M_p \bar{v}_p S_p}{N^0 M_g \bar{v}_g S_g}, \quad Q = \frac{q}{c_p^{(g)} T_g}, \\ \bar{m} = \frac{M_g}{M_p}, \quad \bar{c} = \frac{c_p^{(p)}}{c_p^{(g)}}, \quad M = \frac{v_g}{a_g}, \quad a_g = \sqrt{\gamma \frac{R}{\mu_g} T_g}.$$

Пренебрегая в дальнейшем в уравнениях (1.1) плотностью паров до смешения N_p^* и полагая, что вертикальная составляющая импульса гасится реакцией стенки, получим следующие решения для параметров после смешения:

(1.2)

$$w = \frac{\gamma \left(1 + \frac{1}{\gamma M^2} + \varepsilon w_{pt} \right)}{(\gamma + 1)(1 + \varepsilon)} \pm (\gamma + 1)^{-1} (1 + \varepsilon)^{-1} (SQRT), \quad p = (\varepsilon \bar{m} + 1) \frac{t}{w};$$

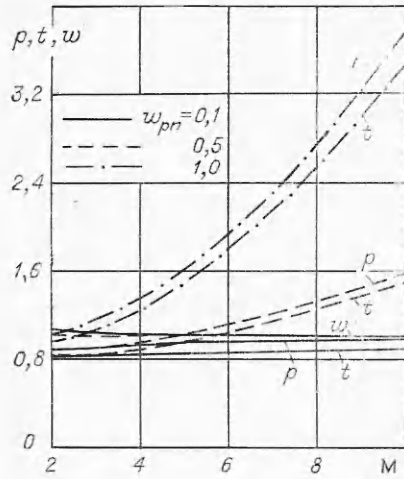
$$(1.3) \quad t = \frac{\gamma(\gamma-1)M^2}{(\gamma+1)(1+\varepsilon m)} \left[\varepsilon(w_{pt}^2 + w_{pn}^2) + 1 + \frac{2(1+\varepsilon \bar{c} \Theta_p)}{(\gamma-1)M^2} - \frac{2\varepsilon Q}{(\gamma-1)M^2} - \frac{\gamma \left(\frac{1}{\gamma M^2} + 1 + \varepsilon w_{pt} \right)^2}{(\gamma+1)(1+\varepsilon)} - \frac{\left(\frac{1}{\gamma M^2} + 1 + \varepsilon w_{pt} \right) SQRT}{(\gamma+1)(1+\varepsilon)} \right],$$

$$\text{где } SQRT = \sqrt{\left(\frac{1}{M^2} - 1 \right)^2 - \varepsilon \left\{ (\gamma^2 - 1) [(w_{pt} - 1)^2 + (1 + \varepsilon) w_{pn}^2] - \right.} \\ \left. - 2w_{pt} \left(1 + \frac{\gamma}{M^2} \right) - \varepsilon w_{pt}^2 + \frac{2(\gamma-1)}{M^2} A \right\}}; \quad A = [1 + \bar{c} \Theta_p - Q + \varepsilon (\bar{c} \Theta_p - Q)].$$

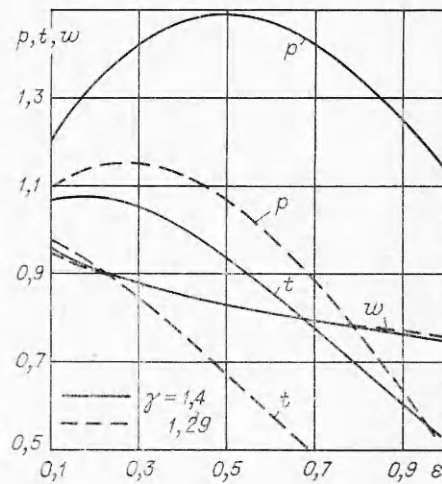
В формуле (1.2) выбираем ветвь решения, соответствующую знаку $+$, т. е. при $\varepsilon \rightarrow 0$ значению $w \rightarrow 1$ *. При $\gamma \rightarrow 1$ и $M \rightarrow \infty$ эти решения совпадают с полученными в работе [1] и соответствуют пренебрежению давлением по сравнению с динамическим напором в уравнении импульса. Пользуясь выражениями (1.2), (1.3), проанализируем различные режимы взаимодействия двух потоков и определим параметры течения смеси, образующейся в результате их смешения.

На фиг. 1 показаны величины p , t , w при квазислутном смешении $w_{pt} \sim 1$ и $\gamma = 1,4$, $\varepsilon = 0,1$, $\Theta_p = 1$, $Q = 2$, $\bar{c} = 1$, $\bar{m} = 0,635$. Вид-

* В принципе, если при смешении возникает сильная ударная волна, то имеет место дозвуковая ветвь решения. Реализация этого случая не представляет интереса для рассматриваемой здесь задачи.



Фиг. 1



Фиг. 2

но, что значения p и t увеличиваются в результате смешения и тем больше, чем больше нормальная компонента скорости частиц аэрозоля w_{pn} . Аналогичный результат имеет место, если менять w_{pt} при фиксированной w_{pn} . Это свидетельствует о том, что полностью однородное течение в результате взаимодействия организовать вряд ли возможно, поскольку повышение давления должно быть связано с возникновением волн сжатия. Скорость является более консервативной функцией и фактически не изменяется при увеличении числа M в потоке. При увеличении количества подводимой массы ϵ за зоной смешения наблюдаются, как правило, значительные отклонения давления и температуры от первоначальных значений $p = 1$, $t = 1$, т. е. сильная неоднородность в процессе перемешивания. Однако при специальном подборе параметров (например, при $w_{pt} = 0.5$, $w_{pn} = 0.1$, фиг. 2) можно добиться минимальных изменений некоторых величин в процессе смешения. Так, из фиг. 2 видно, что при $\epsilon = 0.4$ давление равно первоначальному, а $t < 1$. Такой режим, однако, разрушается при сравнительно небольших изменениях параметров w_{pt} , w_{pn} и т. д. Поэтому для обеспечения заданных условий смешения газодинамические потоки следует настраивать в «резонанс». Увеличение количества подводимой массы вплоть до значений $\epsilon \approx 0.4$ представляет интерес в следующем отношении. В гиперзвуковом лазере скорость пролета активных частиц через резонатор выше по сравнению с традиционными типами ГДЛ, следовательно, при прочих равных условиях коэффициент использования молекул CO_2 падает. Поэтому может оказаться целесообразным увеличение доли CO_2 по сравнению с обычно используемым количеством $\sim 10\%$. Как показано в [3], это существенно также и потому, что функции распределения частиц по размерам имеют «тяжелый» хвост. При этом основная часть частиц аэрозоля, ответственных за образование активной среды, составляет малую часть от общей массы частиц, подводимой к газу. Другим дополнительным преимуществом увеличения ϵ является снижение температуры t , которая близка к температуре нижнего лазерного уровня. Основным недостатком при этом является существенное увеличение количества рабочего тела, необходимого для разгона частиц. Заметим, что в постановке на основе использования уравнений сохранения в форме (1.1) масса паров аэрозоля после смешения равна первоначальной массе твердой фазы. Однако в действительности полное ис-

парение реализуется не при всех значениях параметра $\varepsilon > 0$. Оно прекращается при некотором $\varepsilon \geq \varepsilon_{кр}$, когда условия фазового равновесия, т. е. равенства температур и концентраций насыщенного пара на поверхности частицы и в газовой фазе, устанавливаются до полного испарения частиц. Величина $\varepsilon_{кр}$, являющаяся функцией первоначальной температуры газа T_g , может быть найдена с помощью таблиц [4]. Для условий, приведенных на фиг. 2 и $T_g = 300$ К, величина $\varepsilon_{кр} \approx 0,7$. Однако даже в тех случаях, когда $\varepsilon < \varepsilon_{кр}$ и твердая фаза полностью испаряется, результирующие параметры смещения могут не удовлетворять требованиям, предъявляемым к активной среде (например, на входе в резонатор). Необходимо, чтобы испарение (полное или частичное) и смещение образовавшегося пара CO_2 с азотом происходило за время меньше времени колебательной релаксации смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2$. При этом размер частиц, глубина их проникновения и время жизни также должны быть выбраны соответствующим образом. Анализ на основе использования уравнений сохранения не может дать ответ на эти вопросы, и поэтому целесообразно исследовать движение частиц и их эволюцию в колебательно-возбужденной среде более детально.

2. Выделим характерные особенности данной задачи, которые пока мало изучены и не нашли должного освещения в обширной литературе, посвященной исследованиям многофазных течений [5]. К числу этих особенностей относится задача о влиянии колебательной неравновесности сверхзвукового потока на скорость испарения вводимых в него частиц, а также определение времени жизни и глубины проникновения частиц различных размеров при течениях с произвольным числом Кнудсена ε_g . В связи с этим заметим, что ранее [6, 7] подобная задача рассматривалась лишь для равновесного газа без внутренних степеней свободы и в ограниченном диапазоне чисел ε_g .

В рассматриваемом случае уравнения для изменения температуры Θ_p , радиуса R и скорости частицы V , записанные в безразмерной форме, имеют вид

(2.1)

$$\frac{d\Theta_p}{d\tau} - \frac{3}{2} \frac{\gamma_p}{R^2} \left[\text{Nu} (1 - \Theta_p) + \text{Nu}_v (\Theta_{vg} - \Theta_p) \frac{\kappa_v}{\kappa_g} - \text{Le} Q \text{Sh} (\alpha^* - \alpha) \right];$$

(2.2)
$$\frac{dR}{d\tau} = - \frac{\text{Le}}{2R} \text{Sh} (\alpha^* - \alpha);$$

(2.3)
$$\frac{dV}{d\tau} = - \frac{3 \text{Pe}}{16R} c_D V^2,$$

где $R = r_p/r_{p0}$; $V = |\mathbf{v}_p - \mathbf{v}_g|/|\mathbf{v}_p - \mathbf{v}_g|_{\tau=0}$; $r_{p0} = |\mathbf{v}_p - \mathbf{v}_g|_{\tau=0}$ — радиус и скорость частицы в начальный момент времени $\tau=0$; $\Theta_{vg} = T_v/T_g$ — безразмерная температура колебательных степеней свободы молекул газа; $\gamma_p = c_p^{(g)}/c_p^{(p)}$ — отношение теплоемкостей газовой и твердой фаз; Pe — число Пекле; Nu , Nu_v , Sh , c_D — безразмерные коэффициенты теплопередачи, массообмена и сопротивления; τ — безразмерное время движения частицы по траектории ($\tau = (\rho_g/\rho_p)F_0$, $F_0 = \chi_g t/r_{p0}^2$ — число Фурье, χ_g — коэффициент температуропроводности в газовой фазе, ρ_g/ρ_p — отношение плотностей газовой и твердой фаз); κ_v , κ_g — коэффициенты колебательной и поступательно-вращательной теплопроводности в газе; α^* — концентрация насыщенного пара на поверхности частицы; α — концентрация паров в газовой фазе; в дальнейшем параметры α и T_g предполагаются известными. В уравнении энергии (2.1) в виде отдельного слагаемого выделен

тепловой поток колебательных степеней свободы молекул газа, пропорциональный числу Nu_v , вводимому по аналогии с обычным числом Нуссельта. Это вызвано тем, что в неравновесном колебательно-возбужденном газе, когда $T_v \neq T_g$, в частности $T_v \gg T_g$, тепловой поток определяется суммой слагаемых $\kappa_g \partial T_g / \partial r + \kappa_v \partial T_v / \partial r$, относящихся к различным степеням свободы [8].

При произвольных значениях безразмерных параметров, входящих в уравнения (2.1)–(2.3), их решение является довольно сложной задачей. Поэтому исследуем вначале частный класс решений уравнений (2.1)–(2.3), соответствующий покоящемуся газу, т. е. $Re \rightarrow 0$. Для определения зависимости безразмерных коэффициентов Nu , Nu_v и т. д. от числа Кнудсена ε_g по размеру частицы и других параметров воспользуемся приближенным методом граничной сферы [9]. Тогда получим

$$(2.4) \quad Nu(R, \varepsilon_g, \alpha_T) = \frac{2\alpha_T (R + \varepsilon_g) R}{\alpha_T R^2 + \varepsilon_{Tg}(R + \varepsilon_g)},$$

$$Nu_v(R, \varepsilon_g, \alpha_v) = \frac{2\alpha_v (R + \varepsilon_g) R}{\alpha_v R^2 + \varepsilon_{vg}(R + \varepsilon_g)}, \quad Sh(R, \varepsilon_g, \beta) = \frac{2\beta (R + \varepsilon_g) R}{\beta R^2 + \varepsilon_{Dg}(R + \varepsilon_g)},$$

$$\text{где } \varepsilon_g = \frac{2v_g}{3v_T r_{p0}}, \quad v_T = \sqrt{\frac{2kT_g}{m}}, \quad \varepsilon_{Tg} = \frac{14\sqrt{\pi}\varepsilon_g}{9Le}, \quad Le \approx 1,4,$$

$$\varepsilon_{vg} = \frac{14\sqrt{\pi}\varepsilon_g}{9Le} \frac{\kappa_v}{\kappa_g}, \quad \varepsilon_{Dg} = \frac{4\sqrt{\pi}\varepsilon_g}{3Sc}, \quad Sc = 0,5. \quad \alpha_T, \alpha_v, \beta$$

— коэффициенты аккомодации и конденсации. Выражения (2.4) охватывают полный диапазон возможных изменений числа Кнудсена и остаются конечными в соответствующих предельных случаях. Действительно, для сплошной среды, когда $\varepsilon_{Tg} \ll 1$, $\varepsilon_{vg} \ll 1$ при произвольных значениях коэффициентов аккомодации ($0 \leq \alpha_T \leq 1$, $0 \leq \alpha_v \leq 1$), имеем

$$Nu \rightarrow \frac{2\alpha_T}{\alpha_T + \varepsilon_{Tg} R^{-1}}, \quad Nu_v \rightarrow \frac{2\alpha_v}{\alpha_v + \varepsilon_{vg} R^{-1}},$$

а в свободномолекулярном пределе ($\varepsilon_g \rightarrow \infty$)

$$Nu \rightarrow \left(\frac{9Le}{7\sqrt{\pi}} \right) \frac{\alpha_T}{\varepsilon_g}, \quad Nu_v \rightarrow \left(\frac{9Le}{7\sqrt{\pi}} \frac{\kappa_g}{\kappa_v} \right) \frac{\alpha_v}{\varepsilon_g}.$$

При $Re \rightarrow 0$ задача об испарении сводится к решению системы двух уравнений (2.1), (2.2). Линеаризуя правую часть уравнения (2.1) и используя соотношения (2.4), оценим время установления теплового равновесия частицы с окружающей средой. Принимая во внимание, что величина

$$(2.5) \quad q_{up}/RT_g \gg 1,$$

можно показать*, что за время τ_θ размер частицы меняется незначительно

$$(2.6) \quad dR/d\Theta_p \ll 1.$$

Это позволяет при определении времени испарения частицы использовать известное квазистационарное приближение [6, 7, 9], согласно которому температура поверхности частицы Θ_p равна температуре равновесного испарения Θ^* . Таким образом, для определения искомого времени

* В частности, для рассматриваемых режимов течения двухфазной смеси CO_2-N_2 величина $q_{up}/RT_g \geq 10$.

τ_p достаточно найти решение уравнения (2.2), которое в силу соотношений (2.4) при $\Theta_p = \Theta^* \approx \text{const}$, $\alpha \ll 1$ имеет вид

$$\text{Le } \alpha^* \tau = \frac{1-R^2}{2} + \varepsilon_g^2 \ln \frac{1+\varepsilon_g}{R+\varepsilon_g} + \left(\frac{\varepsilon_{Dg}}{\beta} - \varepsilon_g \right) (1-R).$$

Отсюда для величины τ_p получим выражение

$$(2.7) \quad \tau_p = \frac{\frac{1}{2} + \varepsilon_g^2 \ln \frac{1+\varepsilon_g}{\varepsilon_g} + \frac{\varepsilon_{Dg}}{\beta} - \varepsilon_g}{\text{Le } \alpha^*} \approx \frac{2,8 \cdot 10^{-5}}{\alpha^*} \left(a^2 + 0,23 \frac{a}{\beta p_g} \right),$$

в котором величина давления газовой фазы p_g отнесена к значению 101 кПа, $a = 10^6 R$.

Зависимость (2.7) показана на фиг. 3 для случая $\alpha^* = 1$, $\beta \sim 1$.

В отличие от известных результатов для времени испарения [6, 7, 9] выражение (2.7) учитывает влияние на величину α^* неравновесно-возбужденных колебательных степеней свободы и справедливо при любых значениях ε_g . Для получения количественных оценок влияния колебательной неравновесности на величину α^* проанализируем решение уравнения теплового баланса в следующих характерных случаях:

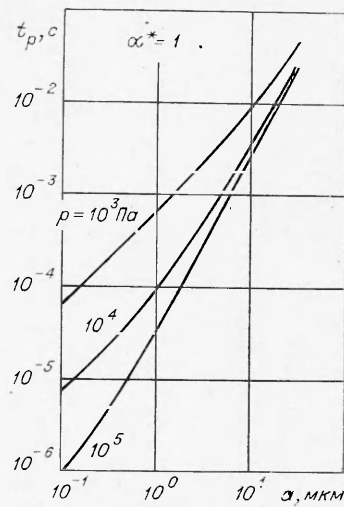
$$(2.8) \quad \alpha_v = 0, \quad \varepsilon_{Dg} / \varepsilon_{Tg} = \beta / \alpha_T, \\ 1 - \Theta^* = \text{Le} \Theta^* \alpha^* (\Theta^*);$$

$$(2.9) \quad \alpha_v = \alpha_T, \quad \varepsilon_{Dg} / \varepsilon_{vg} = \beta / \alpha_v, \\ \Theta_{vg} \simeq 10, \quad 3/2 - \Theta^* = \text{Le} \Theta \alpha^* (\Theta^*).$$

В силу неравенства (2.5) решение трансцендентных уравнений теплового баланса (2.8), (2.9) может быть найдено методом последовательных приближений. В таблице показаны соответствующие значения коэффициента α^* при $T_g = 300$ К, вычисленные с помощью данных, приведенных в [4].

Как следует из таблицы, учет теплового потока от неравновесных колебательных степеней свободы может значительно повысить значение равновесной концентрации паров аэрозоля α^* . Следует заметить, что точный учет этого фактора в настоящее время затруднителен, поскольку экспериментальные измерения коэффициента аккомодации α_v проведены на очень малом числе материалов [10]. Тем не менее структура выражений (2.4) позволяет утверждать, что в решении сплошной среды ($\varepsilon_g \ll 1$) даже при малых значениях коэффициента аккомодации $\alpha_v \geq \varepsilon_g$ и $\Theta_{vg} \kappa_v / \kappa_g \sim 1$ поток тепла от неравновесных колебательных степеней свободы становится сравнимым с величиной потока тепла от поступательных и вращательных степеней свободы.

Рассмотрим теперь режим смешения, когда $\text{Re} \neq 0$ и скорость отставания частиц аэрозоля от газа дозвуковая*. При этом коэффициенты Nu , Nu_v , c_D , Sh будут зависеть также и от числа Re [6, 7, 11]. Аналогично предыдущему можно показать, что температура Θ_p будет равна температуре



Ф и г. 3

* При $u_{pr} \ll 1$ (см. п. 1) скорость начального отставания частиц сверхзвуковая. Анализ этого режима требует отдельного рассмотрения.

$P_g \cdot 101,$ кПа	$\alpha_v = 0$	$\alpha_v \approx \varepsilon_g$
	α^*	α^*
1	0,21	0,25
0,1	0,23	0,45
0,01	0,25	0,5

испарения Θ^* . Поэтому вновь задача сводится к системе уравнений (2.2), (2.3). Решение этих уравнений для случая сплошной среды ($\varepsilon_g \ll 1$) было получено в работе [7]. Однако при $\varepsilon_g \geq 1$ метод, использованный в работе [7], становится непригодным, поскольку зависимость коэффициентов Nu и c_D от скорости V и радиуса R не является

более однопараметрической зависимостью от локального числа Рейнольдса. В связи с этим в данной работе для решения задачи, учитывающей режимы течения с конечными значениями числа Кнудсена ε_g , используется другой подход. Применим его к более простому случаю, когда $Nu_v = 0$. На основании уравнений (2.2), (2.3) при $Nu_v = 0$ получим

$$(2.10) \quad \frac{dR}{dV} = \frac{8H_1}{3Pr} \frac{Nu(Re, \varepsilon_g, R)}{c'_D(Re, \varepsilon_g, R)} \frac{R}{V}.$$

Здесь в коэффициентах Nu , c'_D учтена зависимость от числа Кнудсена по правилу «обратных сопротивлений» [9, 11]

$$Nu = \frac{Nu^c}{1 + 4,1\varepsilon_g R^{-1} Nu^c}, \quad c'_D = \frac{24c_D^c}{1 + 2,5\varepsilon_g R^{-1} c_D^c},$$

а величины Nu^c , c_D^c определяются эмпирическими зависимостями [6, 7, 11]

$$Nu^c = H_1 [2 + 0,6Pr^{0,3} (ReVR)^{0,5}],$$

$$H_1 = \ln(1 + B) / B,$$

$$B = \frac{1 - \Theta_v}{Q}, \quad c_D^c = 1 + 0,48 (ReVR)^{0,5} + 0,01 (ReVR).$$

Отношение коэффициентов Nu/c'_D является довольно консервативной величиной в широком диапазоне чисел Re и ε_g (при $Re < \infty$, $\varepsilon_g \leq 10$) и $\zeta = Nu/c'_D \approx \text{const}$. Поэтому приближенное решение уравнения (2.10) записывается в виде

$$(2.11) \quad R = V^\omega.$$

Здесь $\omega = \frac{8}{3} \frac{\ln(1+B)}{B} \zeta$, при $Pr \approx 0,8$ и $\zeta = 0,1$ $\omega \leq 0,3$.

Выражение (2.11) показывает, что необходимость совместного решения уравнений (2.2), (2.3) определяется величиной параметра B . При малых значениях B , когда величина $\omega \leq 0,1$, процессы испарения и торможения частиц протекают независимо, причем процесс торможения заканчивается раньше. Поэтому при $B \ll 1$ время испарения частицы будет совпадать с выражением (2.7), полученным для покоящегося газа. При больших значениях B , что может быть, в частности, обусловлено потоком тепла от неравновесных колебательных степеней свободы, задачи испарения и торможения частицы являются, вообще говоря, связанными. При этом для определения времени испарения частицы τ_p необходимо решить уравнения (2.2) с учетом зависимостей $Nu(Re, \varepsilon_g, R)$ и (2.11). Тогда получим

$$(2.12) \quad \tau_p = \frac{2Q}{1 - \Theta^*} \left[a\varepsilon_g + \frac{1}{4} \Phi(\delta, b\sqrt{Re}) \right].$$

Здесь параметр $\delta = (1 + \omega)/4\omega$ не превосходит единицы, поскольку $\omega < 1/3$, причем

$$\Phi(\delta, b\sqrt{\text{Re}}) = \begin{cases} F\left(1; \frac{1}{\tau}; \frac{1+\delta}{\delta}; -\frac{b\sqrt{\text{Re}}}{2}\right), & \delta < 1, \\ \frac{2}{b\sqrt{\text{Re}}} \ln\left(1 + \frac{b}{2}\sqrt{\text{Re}}\right), & \delta = 1. \end{cases}$$

F — гипергеометрическая функция, $a = 4,1$. $b = 0,6 \text{ Pr}^{0,33}$.

Значения величины (2.12) при $\omega \rightarrow 0$ стремятся к соответствующим значениям для покоящегося газа, а при

$$(2.13) \quad (b\sqrt{\text{Re}})^{1/\delta} \gg 1$$

значения τ_p полностью определяются временем торможения частицы, причем при $\delta < 1$ и $(b\sqrt{\text{Re}})^{1/\delta} \rightarrow \infty$

$$\Phi \rightarrow \left(\frac{2}{b\sqrt{\text{Re}}}\right)^{1/\delta} \frac{\pi}{\delta} \operatorname{cosec} \frac{\pi}{\delta}.$$

На основании неравенства (2.13) можно заключить, что при умеренных значениях числа Re ($\text{Re} \sim 10$) время τ_p можно оценивать по покоящемуся газу.

Рассмотрим далее вопрос о глубине проникновения частицы аэрозоля в сверхзвуковом потоке. При увеличении частиц равномерным потоком газа ($v_g = \text{const}$) траектория относительного движения, как показано в работе [6], является прямой линией, расположенной под некоторым постоянным углом μ к направлению течения газа \mathbf{v}_g . Поэтому для определения глубины проникновения L_p частиц аэрозоля в поток газа достаточно найти проекцию полного пути торможения частицы S_p на направление, ортогональное направлению скорости \mathbf{v}_g ,

$$L_p = S_p \sin \mu,$$

$$\text{где } \frac{S_p}{V_0 \tau_p} = \int_1^0 \frac{v dv}{dv/dt}; \quad \sin \mu = \frac{v_p \sin \beta}{V_0};$$

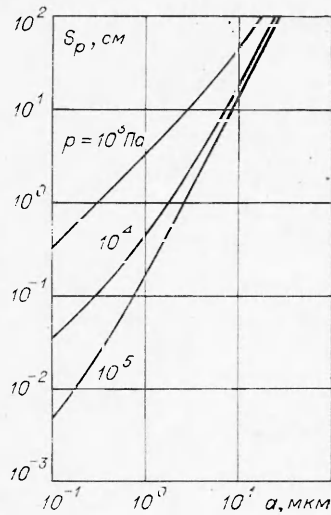
β — угол между векторами скорости газа \mathbf{v}_g и частиц аэрозоля \mathbf{v}_p в начальный момент времени $\tau = 0$; $V_0 = |\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_p|_{\tau=0}$.

Для определения величины S_p воспользуемся корреляционной зависимостью для коэффициента c_D (см. (2.10)) и соотношением (2.11). Тогда получим

$$(2.14) \quad S_p \approx \frac{2}{9} a^2 10^3 \left(1 + \frac{3,6 \cdot 10^{-2}}{p_g a}\right).$$

Зависимость (2.14) приведена на фиг. 4 для случая $\alpha^* = 1$, $\beta = 1$, $V_0 = |\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_p| = 100 \text{ м/с}$. На фиг. 5 показаны сводные результаты, характеризующие путь торможения S_p и время жизни частиц различных диаметров в потоке, в зависимости от давления ($\alpha^* = 1$, $V_0 = 500 \text{ м/с}$). Полученные результаты указывают на то, что условию достаточно глубокого проникновения в диапазоне давлений $p = (0,1 - 0,01) \cdot 10^5 \text{ Па}$ удовлетворяют частицы с радиусами $r_p > 1 \text{ мкм}$.

Важным вопросом является организация быстрого и однородного смешения образующегося пара CO_2 с молекулами N_2 . «Мгновенное» смешение предполагает, что это должно осуществляться в масштабе времени колебательной релаксации τ_m . В указанном диапазоне чисел Re перемешивание происходит за счет ламинарной диффузии на масштабе межчас-



Ф и г. 4

этого характерного масштаба. Очевидно, для времени диффузии должно выполняться условие $t_D \leq \tau_m$.

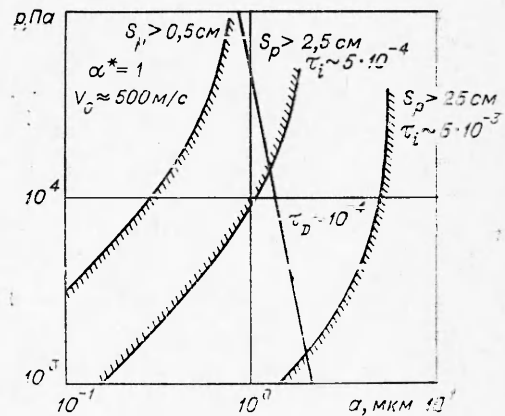
Несмотря на достаточную «жесткость» этого условия, само по себе оно еще не решает полностью вопроса о равномерном смешении.

Поскольку испарение происходит неравномерно с уменьшением радиуса частицы, распределение пара по сечению в конце зоны смешения может иметь некоторый профиль. Решение этой задачи требует отдельного рассмотрения. Авторы выражают благодарность А. М. Прохорову, обратившему их внимание на вопросы, рассматриваемые в статье, и за обсуждение этих вопросов.

Поступила 20 XI 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. 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 № 64, 1976.
2. Бирюков А. С., Марченко В. М., Прохоров А. М. Инверсия населенности колебательных уровней при смешении потоков неравновесного азота и аэрозоля углекислоты. — ЖЭТФ, 1976, т. 71, вып. 5(11).
3. Благосклонов В. П., Кузнецов В. М., Минайлос А. Н., Стасенко А. Г., Чеховский В. Ф. О взаимодействии гиперзвуковых однофазных течений. — ПМТФ, 1979, № 5.
4. Кукалович М. П., Алтунин В. В. Теплофизические свойства двуокиси углерода. М., Атомиздат, 1965.
5. Крайко А. Н., Нигматуллин Ф. И., Старков В. К., Стернин Л. Е. Механика многофазных сред. — Итоги науки и техники (гидромеханика), ВИНТИ, 1972, т. 6.
6. Раушенбах Б. В. и др. Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей. М., «Машиностроение», 1964.
7. Ламсен Д. П., Мостинский И. Л. Об испарении капли, тормозящейся в среде горячего газа. — ТВТ, 1975, № 6.
8. Жигулев В. П., Кузнецов В. М. Некоторые проблемы физической аэродинамики. — «Труды ЦАГИ», 1969, вып. 1136.
9. Фукс П. А. Испарение и рост капель в газообразной среде. М., Изд-во АН СССР, 1958.
10. Гершензон Ю. М., Розенштейн В. Б., Уманский С. Я. Гетерогенная релаксация колебательной энергии молекул. Препринт 1-37, Черноголовка, Ин-т хим. физики АН СССР, 1975.
11. Нецветайлов Е. М., Стасенко А. А. Численное исследование динамики частиц в газовых струях с учетом фазовых переходов. — «Труды ЦАГИ», 1976, вып. 1804.



Ф и г. 5

точного расстояния. Процесс сдувания пара с поверхности частиц спутным потоком при разгоне частиц не изменяет