

5. Витшас А. Ф., Корнеев В. В. и др. Исследование ударных волн в воздухе при испарительном воздействии излучения на поверхность жидкости // ЖТФ.— 1985.— Т. 55, вып. 4.
6. Годунов С. К., Забродин А. В. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики.— М.: Наука, 1976.
7. Витшас А. Ф., Григорьев В. В. и др. Генерация и распространение звука при испарительном режиме взаимодействия излучения с водой // Акуст. журн.— 1985.— Т. 31, вып. 3.
8. Кондратьев В. Н. О механизме испарения при взаимодействии мощных потоков энергии с веществом // ПМТФ.— 1972.— № 5.
9. Скрипов В. П., Сеницын Е. Н. и др. Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии: Справочник.— М.: Атомиздат, 1980.
10. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред.— М.: Гостехиздат, 1953.
11. Мажукин В. И., Самохин А. А. О некоторых особенностях математической модели интенсивного поверхностного испарения веществ // ДАН СССР.— 1985.— Т. 281, № 4.

Поступила 6/II 1986 г.

УДК 533.011.8 : 536.423.4

ПРИБЛИЖЕННЫЕ ЗАКОНЫ ПОДОБИЯ ГОМОГЕННОЙ КОНДЕНСАЦИИ В СВЕРХЗВУКОВЫХ РАСШИРЯЮЩИХСЯ ГАЗОВЫХ ПОТОКАХ

С. А. Палопеженцев
(Новосибирск)

Ввиду чрезвычайной сложности процесса возникновения и роста частиц конденсированной фазы решение задачи о течении газа с конденсацией нельзя найти аналитически даже для простых одномерных моделей течения. В [1] на примере течений конденсирующегося газа в сверхзвуковых соплах анализом соответствующих безразмерных уравнений показано, что невозможно также точное моделирование. В то же время существование различных корреляций, связанных с проявлением конденсации в сверхзвуковых потоках и установленных экспериментальным путем, указывает на возможность поиска приближенного подобия. К настоящему времени известен целый ряд работ, посвященных установлению приближенных законов подобия конденсации в сверхзвуковых расширяющихся потоках газа. Различия в подходе к решению данной задачи, в формулировках и степени общности выводимых законов делают необходимым проведение сравнительного анализа этих работ.

Впервые достаточно глубоко и полно условия подобия сформулированы в [2] на примере приближенного решения задачи о конденсации в облаке испаренного вещества при сферическом разлете в пустоту. Для описания кинетики конденсации использована классическая формула Френкеля.— Зельдовича для скорости образования критических зародышей в зависимости от степени переохлаждения Φ : $I = c \exp(-b/\Phi^2)$. Здесь $\Phi = (T_p - T)/T_p$ (T_p — температура насыщенного при данной плотности пара). Чрезвычайно резкая зависимость скорости образования зародышей от степени переохлаждения приводит к тому, что основное количество центров конденсации ν образуется на очень малом участке стадии расширения, соответствующем максимальному переохлаждению Φ_m :

$$\nu = \int_{t_s}^{\infty} I dt' \approx I(\Phi_m) \Delta t_m$$

(t_s — время, отвечающее моменту достижения состояния насыщения). В силу резкого поведения скорости зародышеобразования скорость изменения доли конденсата dq/dt также имеет резкую зависимость в области максимального переохлаждения. Схематично зависимости температуры газа и скорости конденсации от координаты расширения (времени t или расстояния r) показаны на рис. 1 (см., например, [3]), где точка s — момент достижения состояния насыщения, а в малую окрестность точки m попадают минимум распределения температуры газа, максимум степени переохлаждения и максимум скорости неравновесной конденсации (кри-

вая 1). Здесь же приведена зависимость скорости равновесной конденсации (кривая 2). Она равна нулю до момента насыщения, терпит разрыв в точке s , где она максимальна справа, и далее падает по мере расширения газа. Узость распределения функции dq/dt вблизи точки m позволяет для определения положения последней составить уравнение вида

$$(1) \quad (dq/dt)_\xi = Q(\xi),$$

в котором выбор функции Q допускает определенный произвол, а ξ — некоторая точка из окрестности m . В качестве функции Q может быть взята равновесная скорость конденсации [4] или даже ее верхнее значение в момент насыщения. В [2] в качестве таковой выбрана функция

$y = \frac{u}{L} (du/dt)$, которая, как следует из уравнения энергии

$$(2) \quad c_p dT - Ldq + udu = 0$$

(c_p — теплоемкость при постоянном давлении, L — теплота фазового перехода, u — скорость потока газа), имеет смысл скорости конденсации в точке, где $dT/dt = 0$, т. е. вблизи ϑ_m . Произвол, однако, заключался в том, что для решения уравнения (1) использовалось значение y в точке насыщения. Приближенное решение (1) приводит к трансцендентному уравнению для ϑ_m [2]: $1/I(\vartheta_m) = F(\vartheta_m, T_s, t_s, p_s)$ (p_s — давление в момент достижения насыщения). Благодаря экспоненциальному характеру $I(\vartheta)$ величина максимального переохлаждения оказывается чрезвычайно стабильной. Знание ϑ_m позволяет определить полное число центров конденсации (из расчета на одну молекулу): $v \approx \Phi(\vartheta_m, T_s)(t_s p_s)^{-3}$. При изменении начальных условий T_s также изменяется слабо вследствие экспоненциального характера кривой упругости пара, поэтому условием сохранения числа центров конденсации является $t_s p_s = \text{const}$. В [2] показано, что это равносильно требованию сохранения числа столкновений, которое испытывает молекула пара за все время от момента насыщения и до бесконечности.

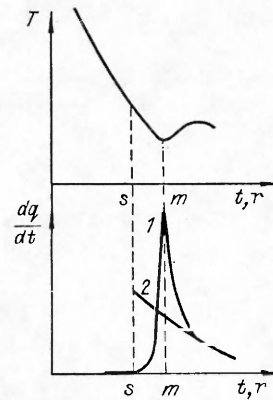
Сформулированное в таком виде условие подобия можно сузить, принимая во внимание тот факт, что расширение газа до момента насыщения происходит практически изоэнтропно, т. е. потребовать изоэнтропического изменения начальных условий. Тогда условие подобия сведется к требованию сохранения временного масштаба $t_s = \text{const}$.

Необходимость сохранения временного масштаба при изоэнтропическом изменении начальных условий можно получить, не прибегая к непосредственному интегрированию уравнений кинетики конденсации (и газодинамики). Для этого достаточно сравнивать рост кластеров при одинаковых температурах в элементарном температурном интервале ($T, T - dT$), предполагая, что механизм конденсации определяется в основном реакциями первого и второго порядка (спонтанное испарение, бинарные столкновения кластеров с мономерами), а течение до начала конденсации изоэнтропично [5]. Рассмотрение кинетических условий, определяющих рост кластеров, позволяет получить условия моделирования при постоянной геометрии сопла, а также при постоянной температуре торможения. Для осесимметричных течений зависимости временного интервала dt и числа столкновений dz от начальных условий определяются следующими выражениями:

$$(3) \quad dt \sim -dT d_{eq} T_0^{(2-\gamma)/(2\gamma-2)},$$

$$(4) \quad dz \sim -dT d_{eq} p_0 T_0^{(2-3\gamma)/(2\gamma-2)}.$$

Здесь γ — отношение теплоемкостей; p_0, T_0 — давление и температура



Р и с. 1

торможения; d_{eq} — «эквивалентный» диаметр сопла, введенный в [5]. При росте T_0 и постоянной геометрии сопла для сохранения dz требуется увеличивать давление торможения по закону

$$(5) \quad p_0 \sim T_0^{(3\gamma-2)/(2\gamma-2)}.$$

Но при этом не будет скомпенсировано спонтанное испарение, вклад которого увеличивается за счет роста временного интервала. Если принять, что рост dz в среднем приводит к росту кластера, то спонтанное испарение может быть скомпенсировано более быстрым, чем в (5), увеличением p_0 : $p_0 \sim T_0^r$ ($r > (3\gamma - 2)/(2\gamma - 2)$). Если увеличение p_0 происходит по более быстрому изобарическому закону, т. е. $p_0 \sim T_0^{2\gamma/(2\gamma-2)}$, то единственным следствием роста T_0 будет увеличение dt — такое замедление течения приведет к росту кластера. Значит, закон подобия при постоянной геометрии сопла имеет вид

$$(6) \quad p_0 T_0^{-r} = c(d_{eq}),$$

где $2\gamma/(2\gamma - 2) > r > (3\gamma - 2)/(2\gamma - 2)$.

При постоянной температуре в форкамере с ростом p_0 для сохранения dz следует уменьшать d_{eq} . Всякое уменьшение d_{eq} приводит к уменьшению dt и соответственно вклада спонтанного испарения. При этом изменение d_{eq} со скоростью, более медленной, чем $d_{eq} \sim 1/p_0$, приводит наряду с указанным обстоятельством к увеличению dz . Поэтому с ростом p_0 надо d_{eq} уменьшать быстрее, чем p_0^{-1} , а именно $d_{eq} \sim p_0^{-\beta}$, где $\beta > 1$. В итоге закон подобия при постоянной температуре T_0 представляется в форме

$$(7) \quad p_0 d_{eq}^q = c(T_0) \quad (0 < q < 1).$$

Как указывалось выше, единственным следствием изобарического изменения начальных условий при $d_{eq} = \text{const}$ является изменение временного интервала. Зависимость последнего только от двух параметров (d_{eq} и T_0) позволяет соответствующим изменением d_{eq} сохранять постоянным интервал dt . Таким образом, можно сформулировать условия «точного» моделирования при одновременном изменении всех трех параметров [6]:

$$(8) \quad p_0 = c_1 T_0^{2\gamma/(2\gamma-2)}, \quad d_{eq} = c_2 T_0^{(\gamma-2)/(2\gamma-2)}.$$

Такой же результат получен в [7] на примере приближенного решения задачи о нахождении величины максимального переохлаждения при гиперзвуковом течении в соплах с прямолинейными образующими. Сформулированные там условия подобия для конического сопла имеют вид

$$(9) \quad S_0 = \text{const}, \quad \varphi \equiv (r_*/tg \alpha) T_0^{(2-\gamma)/(2\gamma-2)} = \text{const},$$

где S_0 — энтропия потока; r_* — характерный размер критического сечения; α — угол между образующей и осью сопла. Для конического сопла значение временного интервала dt , соответствующее участку расширения ($T, T - dt$), связано в гиперзвуковом приближении с функцией φ соотношением $dt = dT \varphi f(T) / \sqrt{2c_p}$, в котором $f(T)$ — некоторая функция температуры. Поэтому условие $\varphi = \text{const}$ эквивалентно $dt = \text{const}$ для заданного интервала ($T, T - dt$), а значит, законы (8) и (9) тождественны.

Законы подобия (6)—(8) получены на основе рассмотрения кинетических условий роста кластера на элементарном температурном интервале при отказе от анализа процесса расширения в целом. Такой подход не требует знания температурной зависимости сечений реакций, однако он не учитывает изменения полного числа эффективных столкновений за счет изменения температуры T_s , при которой достигается состояние насыщения. Между тем учет этого фактора позволяет получить законы подобия в той же форме, исходя из условия сохранения числа бинарных столкновений за кривой фазового перехода и ограничиваясь анализом только

бинарных столкновений. Таким путем в [8] получено условие (7). Нетрудно показать, что и другие законы подобия (6)—(8) могут быть найдены аналогичным образом. Возьмем, например, условие (6). При постоянной геометрии сопла и фиксированной температуре в форкамере число бинарных столкновений z за точкой насыщения вследствие зависимости ее положения от p_0 пропорционально p_0^κ ($\kappa > 1$): $z \sim d_{eq} p_0^\kappa T_0^{(2-3\gamma)/(2\gamma-2)}$. Отсюда условие $z = \text{const}$ дает (при $d_{eq} = \text{const}$) $p_0 T_0^{(2-3\gamma)/\kappa 2(\gamma-1)} = \text{const}$ или $p_0 T_0^{-r} = \text{const}$, причем $r > (3\gamma - 2)/(2\gamma - 2)$. Для получения верхней границы для r , а также (8) следует взять изоэнтропическое изменение начальных условий. Поскольку при этом пределы интегрирования для подсчета числа столкновений не изменятся (положение точки насыщения неизменно), условие $z = \text{const}$ будет равносильно $dz = \text{const}$ — задача вновь сводится к анализу элементарного участка расширения.

Рассмотренные выше законы подобия являются не столько плодом теории, сколько фактом экспериментального наблюдения. Многочисленные эксперименты с применением молекулярно-пучковой техники показали, что сформулированные законы (6)—(8) обобщают условия образования в дальнем поле струи кластеров заданного среднего размера [5, 9], начала увеличения скорости мономеров, наблюдения максимума сигнала димеров [10], минимума интенсивности молекулярного пучка [8]. Подобные закономерности наблюдались для пространственного положения начала конденсации, определяемого по измерениям рэлеевского рассеяния, а также в поведении интенсивности рассеяния в зоне конденсации [11]. Проведенные эксперименты подтвердили наличие границ для показателей экспонент r и q , причем для q они определены гораздо уже, чем $0 \leq q \leq 1$. В пределах погрешности эксперимента эти величины оказались постоянными для данного рода газа и изменяются для различных газов в пределах $2,375 > r > 2,25$ для одноатомных газов и $3,125 > r > 2,75$ для двухатомных газов и $0,5 < q < 1$ [6].

Точность эксперимента оказалась достаточной для обнаружения непостоянства r в случае с CO_2 [5], обусловленного несовершенностью этого газа. В [12] с использованием модели равновесного сферического течения получена модификация закона (6), определяющая условия конденсации CO_2 .

Узость границ для r и q и их практическое постоянство для одноатомных и двухатомных газов позволяют объединить соотношения (6) и (7) в закон подобия

$$(10) \quad p_0 T_0^{-r} d_{eq}^q = c_N,$$

в логарифмических координатах представляющий собой уравнение плоскости; он допускает и включает в себя изоэнтропическое изменение начальных параметров p_0 и T_0 . При этом из условия совместности (10) и (8) вытекают следующие соотношения: $q(2 - \gamma)/(2\gamma - 2) = 2\gamma/(2\gamma - 2) - r$, $c_2 = (c_N/c_1)^{1/q}$.

Таким образом, количество экспериментов, необходимых для установления конкретных корреляций при изучении конденсации, значительно сокращается.

До сих пор при рассмотрении законов подобия в конденсирующихся струях предполагалось в основном, что изменение состояния газа при расширении вплоть до точки насыщения происходит изоэнтропически. В [13—15] развит аналитический подход, в котором берется произвольный закон изменения состояния газа $p = f(T)$. При этом отдельно анализируется процесс конденсации на начальной стадии, когда влиянием на газодинамику можно пренебречь, и на стадии развитой конденсации. В качестве критерия, позволяющего различать эти стадии, задается, например, отношение теплоты конденсации к энтальпии смеси:

$$(11) \quad Lq_m/h_m = c_m.$$

Если температуру газа принять за независимую переменную, то кинетическое уравнение можно представить в виде

$$(12) \quad dq/dT = \omega(p, T, q)\dot{T}^{-1},$$

где точка означает дифференцирование по времени. Скорость охлаждения \dot{T} изменяется в области активного протекания конденсации много медленнее функции ω , поэтому такое представление упрощает анализ.

На начальной стадии процесса $\omega \approx \omega(T)$ и кинетическая и газодинамическая задачи разделяются. Тогда для q в точке m имеем

$$q_m = \int_{T_s}^{T_m} \dot{T}^{-1} \omega(T) dT,$$

или, принимая на участке интегрирования $\dot{T} \approx \dot{T}_s$,

$$(13) \quad q_m = \dot{T}_s^{-1} \Phi(T_m, T_s).$$

Так как на начальной стадии $h \approx h(T)$, то из (11) и (13) следует $T_m = T_m(c_m, T_s, \dot{T}_s)$. Аналогично можно показать, что и средний размер кластеров является функцией тех же параметров. Значит, при заданном законе расширения на начальной стадии $p = f(T)$ и выбранном критерии c_m определяющие параметры — температура в точке насыщения T_s и скорость охлаждения \dot{T}_s .

На стадии развитой конденсации требуется совместное решение уравнений газодинамики и кинетики. Полагая $h = c_p T - Lq$ и вновь выбирая температуру в качестве независимой переменной, запишем уравнение энергии в виде

$$(14) \quad d \ln p / d \ln T = (c_p - Ldq/dT) / R_\mu (1 - q).$$

Если в отношении функции \dot{T} вновь возможно априорное представление $\dot{T} = \dot{T}(p, T, q)$, не содержащее производных по времени, то совместное решение (12) и (14) при заданных начальных условиях $p(T_m) = p_m$, $q(T_m) = q_m$ определяет процесс конденсации — $p(T)$, $q(T)$ и т. д. Следовательно, и в этом случае определяющие параметры — T_s , \dot{T}_s . Совокупность начальных состояний p_0 , T_0 , удовлетворяющих условию $T_s = \text{const}$, есть состояния, принадлежащие единой кривой расширения $p = f(T)$. Отсюда нетрудно видеть, что условия подобия $T_s = \text{const}$, $\dot{T}_s = \text{const}$ практически совпадают с полученными ранее для изоэнтронического закона расширения на начальной стадии. Выше для таких течений показано, что изоэнтропическое изменение начальных состояний не обеспечивает строго $\dot{T} = \text{idem}$. Однако, с одной стороны, как можно видеть из (3), зависимость скорости охлаждения от T_0 относительно невелика, с другой — относительно невелико влияние самой скорости \dot{T} на решение задачи о течении с конденсацией. Так, проведенные в [4] расчеты для азота показали, что для заметного различия результатов определения начала конденсации скорости расширения должны различаться более чем в 20 раз. В [15] представлены результаты расчетов для течений паров воды, подтверждающие эти выводы.

Остановимся на условиях подобия гомогенной конденсации различных газов. Данный вопрос рассматривался в [16, 17]. Основной вывод, который можно сделать из указанных работ, состоит в том, что для термодинамически подобных газов закон соответственных состояний распространяем на течения в струях с конденсацией. Это означает, что для таких газов сформулированные выше условия подобия, будучи приведенными к безразмерному виду, носят универсальный характер. Справедливость условий подобия для метилацетилена C_3H_4 и хлороформа $CHCl_3$

подтверждена расчетным путем [17], при этом в качестве опорных параметров состояния газа взяты температура и давление в критической точке. Принадлежность инертных газов к одному классу «подобных» веществ продемонстрирована экспериментально в [5, 18] для величины среднего размера кластера и в [19] для массовой доли конденсата. В этих работах обезразмеривание проводилось с использованием параметров потенциала Леннарда — Джонса.

Рассмотрим еще одну экспериментальную работу, также посвященную конденсации инертных газов и обобщению результатов в безразмерном виде [20]. В ней исследовалась конденсация при течении Ar, Kr, Xe в смеси с He в малых и очень длинных соплах Лаваля. Это пример довольно сложного течения, требующий при анализе учета влияния вязкости, а также различия молекулярных весов компонентов смеси. Попытки обобщить результаты по конденсации в таких течениях, тем более для разных газов, естественно должны иметь более ограниченный успех.

Проведенное авторами [20] обобщение начала конденсации с привлечением параметров потенциала межмолекулярного взаимодействия нельзя признать корректным, как неудовлетворителен и вывод о том, что использование для обобщения приведенного параметра $\bar{p}_0 = p_0(\epsilon/\sigma^3)$ «не работает». Главная ошибка авторов заключается в том, что они пытались сравнивать результаты при существенно различных приведенных температурах $\bar{T}_0 = T_0/(\epsilon/k)$. Ниже дан пример более корректного использования принципа соответственных состояний для обработки данных по началу конденсации.

Согласно принципу соответственных струй, условия роста кластеров будут одинаковы, если одинаковы приведенные величины:

$$(15) \quad \bar{p}_0 \equiv p_0/(\epsilon/\sigma^3) = \text{const}, \quad \bar{T}_0 \equiv T_0/(\epsilon/k) = \text{const}, \\ \bar{d}_{eq} \equiv d_{eq}/\sigma = \text{const}, \quad \gamma = \text{const}.$$

В [20] проводились измерения интенсивности молекулярного пучка в функции давления p_0 при постоянных температуре T_0 , мольной доли x конденсируемого газа в смеси, геометрии сопла. Ясно, что определенные по этим данным точки начала конденсации \bar{p}_{0j} для различных газов нельзя сравнивать непосредственно, так как остальные приведенные параметры различны. Эти результаты можно проверять на выполнение законов подобия.

Для течения смеси одноатомных газов выражения для временного интервала dt и числа столкновений dz в рамках модели сферического течения имеют вид

$$(16) \quad dt \sim -dT f_1(T) f_2(\gamma) r_* \bar{m}^{0,5} T_0^{(2-\gamma)/2(\gamma-1)},$$

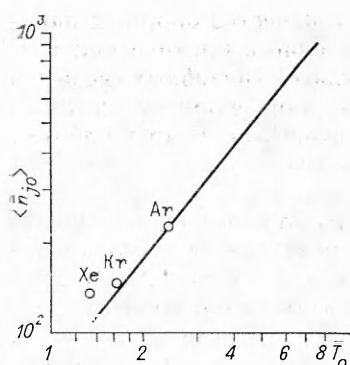
$$(17) \quad dz \sim - (dT/T) r_* f_2(\gamma) n_{j0} (\bar{m}/m_j)^{0,5} (T_0/T)^{\gamma/2(1-\gamma)},$$

где m_j — масса атома конденсирующегося j -го газа; $\bar{m} = x_j m_j + (1 - x_j) m_g$; x_j — концентрация j -х атомов; m_g — масса атома газа-разбавителя. Вводя безразмерные величины $\bar{n} = n\sigma^3$, $\bar{r}_* = r/\sigma$, условие $dz = \text{const}$ запишем в виде

$$(18) \quad \bar{r}_* \bar{n}_{j0} (\bar{m}/m_j)^{0,5} \bar{T}^{\gamma/2(1-\gamma)} = \text{const}.$$

Для течения однокомпонентного газа условию постоянства среднего размера кластеров при заданной геометрии сопла отвечают точки на пло-

Газ	\bar{T}_0	μ , кг/кмоль	\bar{m}	$(\bar{m}/m_j)^{0,5}$	$1/\sigma$	$p_{0j}\sigma^3$	const из (18)	$\langle \bar{n}_{j0} \rangle$
Ar	2,46	40	6,16	0,39	0,29	236,9	8,57	236,9
Kr	1,72	83,8	8,79	0,32	0,28	196	8,86	154,2
Xe	1,33	131,3	11,6	0,297	0,24	234	11,69	147,5



Р и с. 2

ла, при этом использовался закон подобия $\bar{p}_0 \bar{d}^{0.8} = \text{const}$, была учтена также разница в \bar{m}/m_j . Результат такого приведения и учета — величины $\langle \bar{n}_{j0} \rangle$. Они представлены на рис. 2 в функции \bar{T}_0 . Там же для сравнения дана линия $dz = \text{const}$ при $r_* (\bar{m}/m_j)^{0.5} = \text{const}$. Видно, что Ar и Kr обобщаются неплохо. Некоторое выпадение Xe можно объяснить, с одной стороны, влиянием \bar{m} на dt (см. (16)), а с другой — такое выпадение, по-видимому, традиционно (подобные результаты можно найти в [18]), и отнесение его к одной группе подобных газов (Ar, Kr) относительно.

Законы подобия гомогенной конденсации в сверхзвуковых расширяющихся газовых потоках носят приближенный характер, и применение их ограничено. В известном смысле можно утверждать, что существование этих законов обусловлено весьма малой степенью корреляции и они представляют собой проявление «законов сохранения» величины максимального переохлаждения Φ_m и температуры насыщения T_s .

Однако они не намного уступают сегодняшнему экспериментальному уровню и, несомненно, полезны как для планирования газодинамического эксперимента по конденсации, так и для правильного понимания его результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чирихин А. В. К вопросу о подобии течений спонтанно конденсирующегося газа в сверхзвуковых соплах // ПМТФ.— 1982.— № 1.
2. Райзер Ю. П. О конденсации в облаке испаренного вещества, расширяющегося в пустоту // ЖЭТФ.— 1959.— Т. 37, вып. 6.
3. Салтапов Г. А. Сверхзвуковые двухфазные течения.— Минск: Вышэйш. шк., 1972.
4. Gyarmathy G., Daum F. L. Condensation of air and nitrogen in hypersonic wind tunnels // AIAA J.— 1968.— V. 6, N 3.
5. Hagena O. F., Obert W. Cluster formation in expanding supersonic jets: effect of pressure, temperature, nozzle size, and test gas // J. Chem. Phys.— 1972.— V. 56, N 5.
6. Hagena O. F. Scaling laws for condensation in nozzle flows // Phys. Fluids.— 1974.— V. 17, N 5.
7. Чирихин А. В. Энтропийная корреляция скачков конденсации в гиперзвуковых соплах // ПМТФ.— 1976.— № 2.
8. Gaisky N. V., Kusner Yu. S. et al. The scaling law for homogeneous condensation in CO₂ free jets // Progress in Astronautics and Aeronautics.— 1976.— V. 51, pt 2.
9. Бондаренко Е. А., Верховцева Э. Т. и др. Исследование неравновесной конденсации аргона при истечении из сверхзвукового сопла // ФНТ.— 1980.— Т. 6, № 3.
10. Golomb D., Good B. E. et al. Dimers, clusters and condensation in free jets. 2 // J. Chem. Phys.— 1972.— V. 57, N 9.
11. Williams W. D., Lewis J. W. L. Experimental study of condensation scaling laws for reservoir and nozzle parameters and gas species.— N. Y., 1976.— (Paper/ AIAA; N 76—53).
12. Палопеженцев С. А., Ярыгин В. Н. Подобие процессов конденсации в расширяющихся струях CO₂ // ПМТФ.— 1983.— № 2.
13. Itkin A. L., Pirumov U. G., Rijov Yu. A. Investigation of nonequilibrium homogeneous gas condensation // Rarefied Gas Dynamics.— N. Y.: Plenum Press, 1985.— V. 2.

14. Горбунов В. Н., Пирумов У. Г., Рыжов Ю. А. Неравновесная конденсация в высокоскоростных потоках газа.— М.: Машиностроение, 1984.
15. Пирумов У. Г. Определяющие параметры при неравновесном течении газа с гомогенной конденсацией // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1985.— № 3.
16. Hagena O. F. Condensation in supersonic free jets // 6th Intern. Symp. on Rarefied Gas Dynamics, Massachusetts, 1968/Ed. L. Trilling and H. Y. Wachman.— N. Y.: Academic Press, 1969.— V. 2.
17. Иткин А. Л. Условия подобия неравновесной гомогенной конденсации различных веществ // ЖТФ.— 1985.— Т. 55, вып. 3.
18. Hagena O. F., Obert W. Condensation in supersonic free jets: experiments with different gases // 7th Intern. Symp. on Rarefied Gas Dynamics, Pisa, 1970.
19. Palopezhentsev S. A., Yarygin V. N., Zarvin A. E., Madirbaev V. Zh. The gas dynamics of expanding nozzle flows with condensation // 15 th Intern. Symp. on Rarefied Gas Dynamics, Grado, 1986: Book of Abstracts.
20. Kim S. S., Shi D. C., Stein G. D. Noble gas condensation in controlled-expansion beam sources // Progress in Astronautics and Aeronautics.— 1981.— V. 74, pt 2.

Поступила 25/VII 1986 г.

УДК 532.57 + 533.70

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В АЭРОЗОЛЯХ

С. Э. Хоружников
(Ленинград)

Распространение стационарных ударных волн и нестационарное формирование релаксационной зоны при волновом воздействии на аэрозольное облако анализируются в [1] и в библиографии к ней в рамках континуальной (К) модели гетерогенных сред [2]. В этих работах используются общие упрощающие предположения: движение одномерно; несущий газ идеальный, а его вязкость и теплопроводность проявляются только при взаимодействии с частицами, обладающими бесконечной теплопроводностью; взвешенные частицы — шары одного диаметра.

Предположение об односкоростном движении диспергированных частиц, лежащее в основе К-модели гетерогенных сред, а также отсутствие в этой модели механизма, запрещающего двум частицам находиться в одной и той же точке пространства, приводят к ряду нефизических результатов. Из них отметим следующие: образование поверхностей разрыва типа «пелена» в псевдогазе частиц [3, 4] и «перехлест» облака включений [5], которые характеризуются неограниченным ростом объемной доли частиц в некотором сечении двухфазного потока.

В реальных условиях диспергированные частицы имеют распределения по скоростям и размерам, что должно приводить к их столкновениям. Перенос импульса за счет хаотического движения включений определяет давление в псевдогазе твердых частиц.

Учет этого давления в уравнениях К-модели аэрозолей снимает вопрос о их негиперболичности и неустойчивости решений к малым возмущениям, становится невозможным образование «перехлеста» облака частиц и разрывов типа «пелена». Наличие у частиц хаотического движения приводит также к дополнительному выделению тепла за счет межфазного трения, а столкновения между частицами различных размеров вызывают перераспределение кинетической энергии их поступательного движения. Однако определить давление в псевдогазе в рамках К-модели не представляется возможным.

В [6—9] предприняты попытки учесть столкновения между частицами различных диаметров. Так, в [6] на примере частиц двух сортов предложен простой способ, сводящийся к введению эффективной силы, действующей между двумя облаками частиц. Однако результаты [6] ограничены предположениями о том, что ожидаемое время между двумя последовательными столкновениями частиц больше времени релаксации поступательных степеней свободы. Очевидно, что это предположение накладывает существенное ограничение на массовую долю диспергированных частиц.

В [7, 8] для описания эволюции полидисперсных частиц вводятся в рассмотрение функции распределения частиц i -го сорта по скоростям, но полученный в этих работах интеграл столкновений в случае квазиодномерного движения не удовлетворяет закону сохранения полного числа частиц.

Система уравнений, описывающая динамику псевдогаза твердых частиц с учетом неупругих соударений [9], содержит предположение о пренебрежимо малом влиянии несущего газа на движение твердых частиц и максвелловском виде функции распределения включений по скоростям.

В данной работе на основе результатов [10—12] предложена континуально-кинетическая (КК) модель аэрозолей и исследовано взаимодействие ударной волны с аэрозольным облаком конечной протяженности.