

Отметим, что сделанный вывод не противоречит принципу автомодельности турбулентных течений по числу Рейнольдса. В самом деле, из приведенных оценок следует, что при  $Re \rightarrow \infty$  колмогоровский масштаб становится существенно меньше толщины переходного слоя. Как свидетельствуют изложенные в [4] соображения, в этом случае все приведенные соотношения остаются в силе, если величину  $N$  заменить на скалярную диссипацию, осредненную по области с характерным размером порядка  $\delta$ . Характеристики скалярной диссипации, осредненной таким образом, при  $\delta \gg \eta$  уже не зависят от числа Рейнольдса. Таким образом, возможное влияние процессов молекулярного переноса на процесс горения связано с тем, что во многих практически важных случаях толщина переходного слоя мала, а число Рейнольдса недостаточно велико.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Дорошенко. Тр. ЦИАМ, № 354, 1959.
2. А. А. Горбатко, В. И. Щербаков, Е. И. Худяков и др. Тр. ЦИАМ, № 983, 1982.
3. D. E. Jensen, G. A. Jones. Comb. Flame, 1978, 32, 1, 1.
4. В. Р. Кузнецов. Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, 6, 3.
5. А. С. Монин, А. М. Яглом. Статистическая гидромеханика. Т. 2. М.: Наука, 1967.
6. K. R. Sreenivassan, H. A. Danh, R. A. Antonia. Phys. Fluids, 1977, 20, 10, 1050.

УДК 662.612.2.3

### ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ОБРАЗОВАНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ПРОДУКТОВ ПРИ ГОРЕНИИ ЧАСТИЦ МЕТАЛЛА

А. Я. Лукин, А. М. Степанов

(Ленинград)

Большинство разработанных моделей горения металлических частиц ставит цель рассчитать скорость горения в зависимости от размера частиц и параметров внешней среды. При этом обязательно отмечается, что конденсация газообразных продуктов реакции существенно влияет на процесс горения; тем не менее, образование конденсированной фазы в продуктах сгорания учитывается весьма упрощенно [1—5]. Что касается расчета скоростей горения частиц, здесь можно сказать, что упрощенные модели вполне оправдывают себя. Но если речь идет об определении дисперсности образующихся при горении продуктов, в этом случае упрощения могут оказаться неприемлемыми. Так, квазистационарная модель [4] дает зависимости среднего размера конденсированных продуктов от давления и от размера частицы металла, обратные наблюдаемым в эксперименте [6].

В настоящей работе сделана попытка выяснить основные особенности процесса образования конденсата в различных условиях горения частиц металла методом математического моделирования. За основу исследования взята модель [5], адекватность которой в значительной степени теперь подтверждена экспериментом [7].

**Модель.** Процессы около частицы описываются уравнениями переноса тепла

$$c_p (\rho + \rho_{ок}) \left( \frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial r} \right) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) = qk + l_{ок} m$$

и массы газообразных компонентов ( $n_j$  — массовые концентрации): паров металла

$$\frac{\partial (\rho n_{II})}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 g_{II}) = -\beta k,$$

окислителя

$$\frac{\partial (\rho n_K)}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 g_K) = -k,$$

паров окисла

$$\frac{\partial (\rho n_{OK})}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 g_{OK}) = (1 + \beta)k - m, \quad g_j = \rho v n_j - \rho D \frac{\partial n_j}{\partial r}, \quad j = \text{и, к, ок.}$$

Здесь  $k = k^* \rho^2 n_{\text{и}} n_{\text{к}} \exp(-E/RT)$  — скорость гомогенной реакции до образования газообразного окисла;  $m$  — скорость конденсации последнего. В предположении равенства молекулярных весов газообразных компонентов из уравнения состояния газа  $\rho = \mu p/kT$  и уравнения неразрывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v) = -m$$

определяется среднemasовая скорость газа; давление  $p$  полагается не зависящим от  $r$ .

Конденсированная фаза описывается функцией распределения частиц окисла по их размерам  $f(i, r, t) = f_i(r, t)$ , где  $i$  — количество молекул в частице. Образование частиц («нуклеация») и их рост описываются системой кинетических уравнений Беккера — Деринга

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v f_i) = c_{i-1} f_{i-1} - (c_i + a_i) f_i + a_{i+1} f_{i+1}, \quad i = 2, 3, \dots, \quad f_1 = n_{\text{ок}} p / 2kT,$$

учитывающей, кроме того, перенос частиц потоком газа (скорость частиц и газа считается одинаковой). Частоты отрыва ( $a_i$ ) и присоединения ( $c_i$ ) молекул определяются по известным зависимостям:

$$c_i = A_i p n_{\text{ок}}, \quad a_i = A_i p \infty \exp\left(\frac{4\sigma\mu}{v_{\text{ок}} kT \delta_i}\right),$$

$$A_i = \alpha s_i \sqrt{\frac{\mu}{2\pi kT}} \left(1 + \frac{\alpha \delta_i}{2D} \sqrt{\frac{kT}{2\pi\mu}}\right)^{-1},$$

где  $\alpha$  — коэффициент испарения;  $p_{\infty}$  — давление насыщенных паров над плоской поверхностью;  $s_i$  и  $\delta_i$  — поверхность и размер частиц из  $i$  молекул;  $\sigma$  — поверхностное натяжение;  $\mu$  — масса молекулы. Поскольку продуктами сгорания магния являются монокристаллы [6], коагуляция не учитывается.

По функции распределения  $f_i$  определяются масса конденсата в единице объема

$$\rho_{\text{ок}} = \mu \sum_{i=2}^{\infty} i f_i$$

и скорость конденсации

$$m = \mu \left[ c_1 f_1 - a_1 f_1 + \sum_{i=1}^{\infty} (c_i f_i - a_{i+1} f_{i+1}) \right].$$

При  $r = r_s$  ( $r_s$  — радиус частицы металла) с учетом формулы Герца — Кнудсена для испарения или конденсации на поверхности частицы записываются граничные условия

$$g_{\text{иs}} = \sqrt{\frac{\mu}{2\pi kT_s}} \left( p_{\text{и}}^* \exp\left(-\frac{l_{\text{и}}}{RT_s}\right) - n_{\text{и}} p \right)_s,$$

$$g_{\text{окs}} = \alpha \sqrt{\frac{\mu}{2\pi kT_s}} \left( p_{\text{ок}}^* \exp\left(-\frac{l_{\text{ок}}}{RT_s}\right) - n_{\text{ок}} p \right)_s,$$

$$g_{\text{кс}} = -k_s = -k_s^* \rho_s n_{\text{кс}} \exp\left(-\frac{E_s}{RT_s}\right),$$

где  $k_s$  — скорость гетерогенной реакции. Скорость  $v_s$  определяется из равенства нулю потока нейтральных газов

$$g_n = 0, \quad n_n = 1 - n_n - n_k - n_{ок}.$$

Считается также, что конденсат окисла не уносится с поверхности частицы, т. е. если  $v_s > 0$ , то  $f_{is} = 0$ .

Температура газа при  $r = r_s$  равна температуре частицы  $T_s$ ; последняя определяется из уравнения нагрева

$$\frac{c_p \rho_M r_s}{3} \frac{dT_s}{dt} = \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right)_s + g_s k_s - l_{пгп} - l_{окгок}.$$

Радиус частицы определяется по массе металла

$$-\rho_M \frac{dr_s}{dt} = \beta k_s + g_n.$$

Внешняя граница рассматриваемой области в случае горения одиночной частицы  $r_V = \infty$  и граничные условия имеют вид

$$T - T_V, \quad n_n = n_{ок} = 0, \quad n_k = n_{kV}.$$

В рамках данной модели возможно рассмотрение горения газозвеси в адиабатическом приближении. В этом случае начальное значение  $r_V$  определяется концентрацией окислителя и его избытком, а граничные условия — «непроницаемостью» внешней границы:

$$\left( \frac{\partial n_n}{\partial r} \right)_V = \left( \frac{\partial n_k}{\partial r} \right)_V = \left( \frac{\partial n_{ок}}{\partial r} \right)_V = \left( \frac{\partial T}{\partial r} \right)_V = 0.$$

Скорость движения границы  $\frac{dr_V}{dt}$  ищется из условия

$$\left[ \rho \left( v - \frac{rd_V}{dt} \right) \right]_V = 0 \text{ при } p = \text{const.}$$

Дополненная начальными условиями, рассмотренная модель позволяет рассчитать как воспламенение, так и горение металлических частиц. Выполнена серия численных экспериментов на ЭВМ. Оказалось, что этап воспламенения слабо влияет на дисперсность продуктов сгорания, поэтому ниже будет рассмотрено только горение.

**Горение одиночной частицы в воздухе.** Исследование (по результатам расчета) процессов образования конденсированной фазы позволяет выделить четыре характерные области около частицы (рис. 1). Область I — «холодная» область около частицы — характерна большим градиентом температуры. Скорость конденсации паров, диффундирующих сюда из зоны горения, в значительной мере определяется кинетикой бимоле-

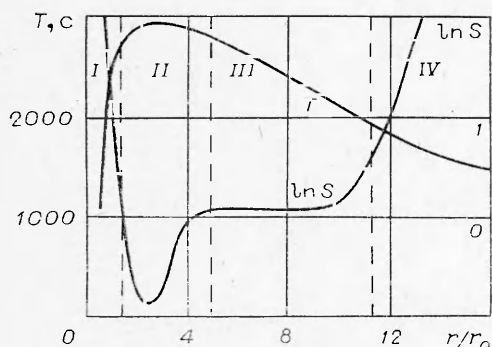


Рис. 1. Температура ( $T$ ) и пересыщение ( $s$ ) около горячей частицы размером 50 мкм.

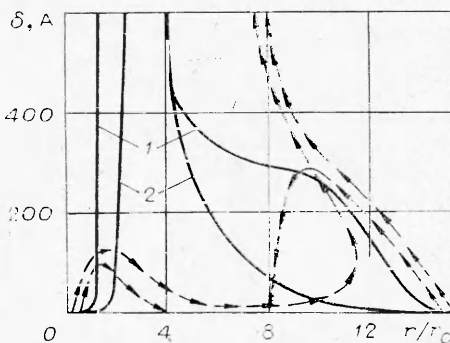


Рис. 2. Изменение размера частиц окиси при их движении (штриховые кривые). 1 —  $\delta_{кр}$  к моменту выгорания 50% металла; 2 — критический размер  $\delta_{кр}$  в начале горения.

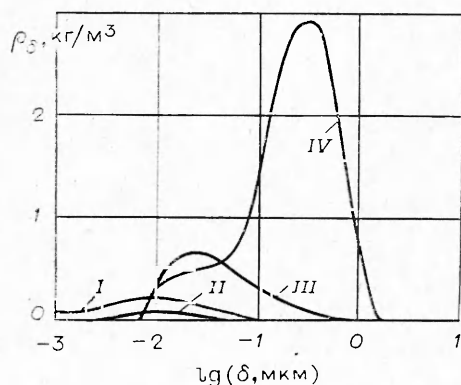


Рис. 3. Распределение частиц окиси по размерам (площадь под кривыми пропорциональна  $\rho_{\text{ок}}$ ).

I —  $r = 1,2r_0$ ; II —  $r = 3r_0$ ; III —  $r = 8r_0$ ; IV —  $r = 14r_0$ .

кулярных столкновений (скорость «развала» мелких кластеров мала). Образующиеся здесь частицы выносятся газовым потоком, направленным от горячей частицы (рис. 2). Это препятствует образованию развитой поверхности поглощения паров и ведет к высоким пересыщениям в области I.

Выносимые потоком газа частицы попадают в область II — зону горения; в ней происходит их испарение (см. рис. 2), сдерживающее рост температуры. Пары и частично испарившиеся комплексы поступают в область III, соответствующую зоне накопления; последняя расположена в окрестности точки перемены знака скорости  $v$ . Область III, содержащая основную массу конденсата, является определяющей в формировании окончательного спектра размеров частиц окисла и характерна малыми пересыщениями. По мере приближения системы пар — конденсат к равновесию томпсоновский критический размер  $\delta_{\text{кр}}$  в этой области растет, непрерывно «догоняя» мелкую фракцию частиц окисла.

На рис. 2 видно, как достигнутая критическим размером первоначально растущая частица испаряется, в то время как более крупные продолжают расти. Происходит процесс испарения мелких и рост больших частиц (в том числе и за счет испарения мелочи). Скорость этого процесса определяется интенсивностью испарения — конденсации, т. е. в конечном итоге (поскольку пересыщения  $S$  близки к 1) температурой в области III. Область IV, находящаяся вдали от источников тепла, во многом аналогична области I, но масса конденсирующегося здесь пара мала.

Рис. 3 позволяет сравнить вклад различных областей в спектр продуктов сгорания для частицы размером  $d_0 = 50$  мкм, горячей при атмосферном давлении. Средний размер перемешанной взвеси окиси  $\bar{\delta} = 0,21$  мкм; с ростом  $d_0$ , давления и температуры среды он растет примерно пропорционально  $d_0^{2/3}$ ,  $p^{1/3}$  и  $T_v$ . Заметим, что в экспериментах [6] найдена зависимость  $\bar{\delta} \sim d_0^{1,3} p^{1/3}$ . В то же время экспериментально для крупных частиц металла ( $\sim 1$  мм) обнаруживаются только очень мелкие частички окисла (300–400 Å) [4]. Это связано с тем, что основной рост комплексов происходит в зоне накопления ( $\sim 10r_0$  от центра частицы), где для не очень мелких частиц Mg уже существенно влияние свободной конвекции (или вынужденной — при горении частиц в потоке). Понижение температуры (замедление обмена молекулами) и уменьшение времени пребывания комплексов в зоне накопления ведут к значительному уменьшению их размеров.

**Горение одиночной частицы в углекислом газе** рассматривалось для реакции  $\text{Mg} + \text{CO}_2 = \text{MgO} + \text{CO}$ ; в качестве  $n_{\text{к}}$  бралась концентрация «доступного» кислорода, т. е.  $n_{\text{к}} = \frac{16}{44} n_{\text{CO}_2}$ . Отличительной особенностью в данном случае является отрицательный тепловой эффект реакции образования паров окисла ( $q < 0$ ) и, как следствие, отсутствие области испарения окисла II; остальные области аналогичны рассмотренным. Более низкая, чем для воздуха, температура в зоне горения и накопления ведет к уменьшению размера конденсата на 20–30%.

**Горение газовзвеси** отличается от одиночной частицы выгоранием окислителя и ростом температуры в среде  $T_v$ . Выгорание окислителя

незначительно влияет на дисперсность, так как одновременно с некоторым уменьшением температуры в зоне накопления увеличивается время горения. Рост же температуры  $T_V$  приводит к росту окончательного размера частичек; при не очень больших избытках окислителя температура  $T_V$  оказывается довольно большой, и область *IV* исчезает. Существенной особенностью адиабатического горения газовзвеси является высокая температура газа после сгорания металла; это ведет к продолжению роста крупных частиц окисла за счет мелких и может существенно увеличить дисперсность продуктов сгорания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Клячко. ФГВ, 1969, 5, 3.
2. М. А. Гуревич, Г. Е. Озерова, А. М. Степанов.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
3. В. М. Гремячкин, А. Г. Истратов, О. И. Лейпунский. ПМТФ, 1974, 4.
4. В. П. Грачухо, А. М. Степанов, А. А. Хватцев. ФГВ, 1976, 12, 4.
5. М. А. Гуревич, А. Я. Лукин, Г. И. Сиркунен и др. ПМТФ, 1977, 5.
6. Е. И. Гусаченко, Л. И. Стесик и др. ФГВ, 1974, 10, 4, 5.
7. А. В. Флорко, А. И. Золотко, И. В. Каминская и др. ФГВ, 1982, 18, 1.

УДК 536.46

### О ТЕПЛОВОМ САМОВОСПЛАМЕНЕНИИ СИСТЕМЫ ГОРЯЧИХ ОЧАГОВ

*А. В. Ананьев, В. И. Земских, О. И. Лейпунский*  
(Москва)

Анализу условий самовоспламенения вещества от имеющегося в нем теплового очага посвящено значительное количество работ [1—10]. Согласно современным представлениям, развитым в работах [4, 5], самовоспламенение изолированного П-образного очага в неограниченном пространстве происходит, если параметр Франк-Каменецкого  $\delta$ , рассчитанный по начальному распределению температуры, превышает некоторое  $\delta_{кр}$ . Критерием воспламенения в [4] служил характер изменения максимальной температуры в веществе: если температура монотонно возрастала, считалось, что воспламенение произошло, в противном случае — нет.

Воспламенение может быть облегчено, если очаг имеет соседей. В этом случае теплоотвод из зоны реакции уменьшается по сравнению с одиночным очагом, что может привести к воспламенению при  $\delta < \delta_{кр}$  [9, 10]. В работе [10] обнаружено, что два очага П-образной формы могут взаимодействовать только на очень близких расстояниях, не превышающих 30% их радиуса. Исследования же временных характеристик не выполнены. В работе [8] изучены зависимости задержки и характера воспламенения для синусоидального закона распределения начальной температуры небольшой амплитуды.

Одна из задач настоящей работы — отыскание и анализ зависимости  $\delta_{кр}$  от параметра взаимодействия в случае периодической системы П-образных очагов температуры большой амплитуды. Вторая задача — временной анализ задержанного воспламенения, т. е. случаев, когда неограниченный рост температуры происходит после некоторого падения максимальной температуры. В этом случае рассмотрим характер изменения и распределения температуры, а также зависимость времени задержки воспламенения от параметра взаимодействия очагов.

Имеем периодическую систему П-образных очагов температуры шириной  $2r$  с периодом  $2r_{max}$ . В рамках тепловой теории зажигания [11] задача о самовоспламенении запишется в виде

$$\rho c \partial_t T = \lambda \partial_{xx} T + \exp(-E/RT) Q k_0, \quad 0 \leq x \leq r_{max}, \quad (1)$$

условия симметрии