

ГОРЕНИЕ НЕПОДВИЖНОЙ ЧАСТИЦЫ ЛЕГКОКИПАЮЩЕГО МЕТАЛЛА

Л. А. Клячко
(Москва)

Применение легких металлов в качестве составляющих твердых смесевых топлив резко повысило интерес к изучению процессов их воспламенения и горения¹.

Характерная особенность установившейся стадии горения таких металлов, как магний и алюминий, позволяющая рассматривать процесс их горения с единой точки зрения, состоит в том, что в определенных условиях химическая реакция окисления протекает не на поверхности расплавленной частицы (капли) металла, а на некотором удалении от нее в паровой фазе. В этом отношении горение частиц указанных металлов имеет много общего с процессом горения капель жидкого топлива, теория которого была развита Г. А. Варшавским [2].

Впервые экспериментально доказательство горения магния в паровой фазе получено в работе [3]. В дальнейшем представления о процессе горения магния и алюминия в паровой фазе последовательно развиваются Бржустовским и Глассманом [4—7], в противоположность точке зрения, содержащейся в работах некоторых других исследователей (см., например, [8]).

Бржустовскому и Глассману принадлежит наиболее полная в зарубежной литературе теория парофазного горения частиц магния и алюминия [7], учитывающая как излучение, так и диффузионное сопротивление паров окиси металла, образующихся в зоне горения. Однако и в работе [7] отсутствует анализ влияния испарения продуктов реакции на перенос тепла к поверхности частицы металла, а диффузионное сопротивление паров окиси завышено. Работа содержит и другие неточности и произвольные допущения (неправильное выражение для приведенной степени черноты поверхности частицы, произвольная зависимость степени черноты зоны горения от давления и др.). В связи с этим авторы получают зависимости, не соответствующие в ряде случаев наблюдаемым в опыте (количественное сопоставление теории с экспериментом в работе [7] отсутствует).

В настоящей статье рассматривается горение неподвижной частицы металла, температура кипения которого ниже температуры его горения в газообразной окислительной среде.

В теоретическом анализе учитывается влияние на процесс горения как излучения, так и частичного испарения продуктов реакции.

При горении неподвижной частицы (капли) такого металла сферически симметричная зона горения располагается на некотором удалении от поверхности капли. Зона горения делит пространство на две области: область между поверхностью капли и зоной горения и область между зоной горения и бесконечностью.

Введем следующие упрощающие предположения:

1. Частица (капля) металла расплавлена и прогрета до равновесной температуры испарения.
2. Зона горения имеет бесконечно малую толщину (бесконечно

¹ Обзор исследований, выполненных за границей до 1963 года, содержится в статье [1].

большая скорость реакции), и, следовательно, в зоне горения парциальные давления окислителя и паров металла равны нулю.

3. Скорость диффузии частиц конденсированных продуктов сгорания, образующихся в зоне горения, пренебрежимо мала.

4. Процесс горения будем рассматривать как квазистационарный.

Если для капель углеводородного топлива это допущение, в особенности при больших давлениях среды, как показано в [9], является неоправданным, то для капель металлов, имеющих намного меньшие значения стехиометрического коэффициента, оно вполне допустимо.

5. Поскольку коэффициенты переноса зависят не только от температуры, но и от состава, то в целях упрощения расчета будем пользоваться усредненными значениями этих коэффициентов.

Как будет видно из дальнейшего, для металлических частиц, диаметр которых меньше некоторого, зависящего от характеристик металла и среды, температура горения достигает температуры кипения окиси металла и, следовательно, будет происходить ее частичное или полное испарение.

Испаренные продукты реакции, диффундируя наружу от зоны горения, создают дополнительное диффузионное сопротивление, появление которого объясняет, в частности, отличие от нуля времени горения частиц металла в чистом кислороде. С другой стороны, диффузия испаренной окиси в сторону капли приводит к возрастанию теплового потока и, что более существенно, к изменению характера зависимости от носительного времени горения частицы $(\tau_r/d_{к0}^2)$ от ее диаметра.

При диффузии испаренной окиси к капле металла и наружу происходит ее обратная конденсация, сопровождающаяся выделением тепла. Следует подчеркнуть, что в квазистационарном состоянии сама диффузия испаренной окиси от зоны горения в сторону капли становится возможной лишь в связи с протеканием процесса ее обратной конденсации.

Таким образом, при испарении продуктов реакции в окружающем каплю пространстве появляются распределенные объемные источники тепла и стоки вещества и, следовательно, для строгого рассмотрения задачи необходимо решить систему нелинейных дифференциальных уравнений второго порядка, что даже при использовании ЭВМ связано со значительными трудностями.

Если иметь в виду неизбежность введения ряда упрощающих предположений, то представляется целесообразным попытаться учесть влияние испарения продуктов реакции на процесс горения частицы (капли) металла приближенно в рамках линейной теории путем введения эффективных параметров (эффективной температуры горения и эффективной степени испарения диффундирующей окиси).

С учетом этих замечаний запишем систему уравнений, описывающих процесс горения частицы металла.

Для области между поверхностью капли и зоной горения уравнение переноса тепла имеет вид

$$I_m H_m(T) - I_m H_m^{\text{кон}}(T_m) = 4 \pi r^2 \lambda_1 \frac{dT}{dr} + Q_R^k \quad (1)$$

Здесь Q_R^k — радиационный поток тепла, поступающий от зоны горения к капле,

$$Q_R^k = 4 \pi r_k^2 \varepsilon_n \sigma (T_R^4 - T_m^4). \quad (2)$$

Как известно [10], для случая теплообмена между выпуклым телом и окружающей его замкнутой оболочкой приведенная степень черноты поверхности тела дается формулой Христиансена

$$\varepsilon_{\text{п}} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_{\text{к}}} + \frac{r_{\text{к}}^2}{r_{\text{г}}^2} \left(\frac{1}{\varepsilon_{\text{г}}} - 1 \right)}. \quad (3)$$

T_{R} — температура излучающего слоя зоны горения, принимается равной температуре плавления окиси металла, если $T_{\text{г}} \geq T_{\text{пр}}^{\text{пл}}$ и температуре горения, если $T_{\text{г}} < T_{\text{пр}}^{\text{пл}}$.

В уравнении (1) отсутствует член, соответствующий переносу тепла при диффузии и конденсации испаренных продуктов реакции, так как ниже влияние этих факторов на перенос тепла учитывается введением эффективной температуры горения.

Уравнение теплового баланса для зоны горения запишем в виде

$$I_{\text{м}} H_{\text{м}}^{\text{кOH}}(T_{\text{м}}) + I_{\text{ок}} H_{\text{ок}}(T) - I_{\text{пр}} \times H_{\text{пр}}(T) - I_{\text{пр}} (1 - \alpha) H_{\text{пр}}^{\text{кOH}}(T_{\text{г}}) = -4\pi r^2 \lambda_2 \frac{dT}{dr} + Q_{\text{R}}^{\text{г}}. \quad (4)$$

Здесь $Q_{\text{R}}^{\text{г}}$ — радиационный тепловой поток от зоны горения наружу,

$$Q_{\text{R}}^{\text{г}} = 4\pi r_{\text{г}}^2 \varepsilon_{\text{г}} \sigma (T_{\text{R}}^4 - T_{\infty}^4), \quad (5)$$

а α — степень испарения продуктов реакции. Напомним, что диффузией частиц конденсированных продуктов реакции пренебрегаем.

Из уравнения реакции вытекает связь между потоками паров металла, окислителя и продуктов реакции (условие стехиометрии потоков):

$$\frac{I_{\text{м}}}{\nu_{\text{м}}} = \frac{I_{\text{ок}}}{\nu_{\text{ок}}} = \frac{I_{\text{пр}}}{\nu_{\text{пр}}}, \quad (6)$$

где $\nu_{\text{м}}$, $\nu_{\text{ок}}$, $\nu_{\text{пр}}$ — стехиометрические коэффициенты в уравнении реакции.

При вычислении потоков окислителя и паров металла следует учесть, что в случае частичного или полного испарения продуктов реакции диффузия протекает в тройной смеси (газообразный окислитель или пары металла, испаренные продукты реакции и инертный газ).

Если принять, что коэффициенты диффузии всех компонентов смеси в каждой области имеют одинаковое значение, то выражения для потоков окислителя и паров металла (с учетом Стефановского потока) запишутся в виде [11]

$$\vec{I}_{\text{ок}} = -4\pi r^2 \frac{D_2 \rho}{RT} \frac{1}{i - \left(i - \frac{\alpha(1-k)\nu_{\text{пр}}}{\nu_{\text{ок}}} \right) m_{\text{ок}}} \frac{dm_{\text{ок}}}{dr}, \quad (7)$$

$$\vec{I}_{\text{м}} = -4\pi r^2 \frac{D_1 \rho}{RT} \frac{1}{1 - \left(i - \frac{\alpha k \nu_{\text{пр}}}{\nu_{\text{м}}} \right) m_{\text{м}}} \frac{dm_{\text{м}}}{dr}, \quad (8)$$

где k — доля испаренных продуктов сгорания, диффундирующих в сторону капли металла.

Легко видеть, что величины $\frac{\alpha(1-k)\nu_{\text{пр}}}{\nu_{\text{ок}}}$ и $\frac{\alpha k \nu_{\text{пр}}}{\nu_{\text{м}}}$ представляют

собой число молей испаренных продуктов сгорания, приходящихся на один моль окислителя или паров металла соответственно.

Для интегрирования уравнений (1) и (4) представим теплосодержания окислителя, паров металла и испаренных продуктов реакции в виде:

$$\begin{aligned} H_{\text{ок}}(T) &= H_{\text{ок}}(T_{\infty}) + c_{p\text{ок}}(T - T_{\infty}); \\ H_{\text{пр}}(T) &= H_{\text{пр}}(T_{\infty}) + c_{p\text{пр}}(T - T_{\infty}); \\ H_{\text{м}}(T) &= H_{\text{м}}(T_0) + c_{p\text{м}}(T - T_0). \end{aligned} \quad (9)$$

Система уравнений (1)–(8) интегрировалась при следующих граничных условиях:

1) на поверхности капли (при $r = r_k$) $T = T_m$, парциальное давление паров металла равно давлению насыщающих паров, т. е. $p_{\text{мк}}$ является известной функцией T_m , $p_{\text{пр}} = 0$;

2) в зоне горения (при $r = r_r$) $T = T_r$, $p_{\text{м}} = p_{\text{ок}} = 0$;

3) в окружающей среде (при $r = \infty$) $T = T_{\infty}$, $p_{\text{м}} = p_{\text{пр}} = 0$, $p_{\text{ок}} = p_{\text{ок}\infty}$.

Интегрирование системы уравнений (1)–(8) производилось при ряде упрощающих предположений.

В работе [7] принимается, что степень испарения продуктов сгорания имеет постоянное значение, равное степени испарения в зоне реакции, и все испаренные продукты сгорания диффундируют наружу ($k=0$). Оба эти предположения приводят к резкому завышению диффузионного сопротивления, создаваемого испаренной окисью металла, и, как следствие, к слишком слабой, не соответствующей опытам, зависимости времени горения частицы металла от концентрации окислителя в окружающей среде¹.

Будем в первом приближении принимать эффективную степень испарения продуктов реакции равной среднеарифметическому значению между степенью их испарения в зоне горения и на бесконечности или на поверхности капли, т. е. $\kappa^{\text{эфф}} = \frac{\kappa}{2}$. Так как условия диффузии испаренной окиси металла по обе стороны от зоны горения примерно одинаковы, то естественно принять долю испаренной окиси, диффундирующей к поверхности капли, равной $k=1/2$. Заметим, что близкое значение k получается из совместного решения уравнений диффузии испаренных продуктов реакции по обе стороны от зоны горения (в предположении об отсутствии объемной конденсации окиси и обращении в нуль парциального давления ее паров на поверхности капли и на бесконечности).

С учетом этих допущений интегрирование уравнений (7) и (8) дает

$$\vec{I}_{\text{ок}} = -4\pi r_r \frac{\bar{D}_2 p}{R \bar{T}} \frac{1}{1 - \frac{\kappa v_{\text{пр}}}{4 v_{\text{ок}}}} \ln \frac{1}{1 - \left(1 - \frac{\kappa v_{\text{пр}}}{4 v_{\text{ок}}}\right) m_{\text{ок}\infty}}. \quad (10)$$

$$\vec{I}_{\text{м}} = -\frac{4\pi r_k}{1 - \frac{r_k}{r_r}} \frac{\bar{D}_1 p}{R \bar{T}} \frac{1}{1 - \frac{\kappa v_{\text{пр}}}{4 v_{\text{м}}}} \ln \frac{1}{1 - \left(1 - \frac{\kappa v_{\text{пр}}}{4 v_{\text{ок}}}\right) m_{\text{ок}\infty}}. \quad (11)$$

¹ Другому предельному случаю, когда пренебрегается испарением окиси металла ($\kappa=0$), соответствует, наоборот, слишком сильная зависимость времени горения частицы металла от концентрации окислителя в среде. В чистом кислороде в этом случае время горения обращается в нуль [3].

Исключив из (4) и (10) величину $I_{ок}$, получим с помощью (6) уравнение для определения степени испарения продуктов реакции или температуры горения

$$\begin{aligned} & \frac{1}{1 - \frac{\nu_{пр}}{\nu_{ок}} \times \frac{\bar{c}_{pпр}}{\bar{c}_{pок}}} \times \\ & \times \ln \left\{ 1 + \frac{\bar{c}_{p2} (T_r - T_\infty)}{H_{ок}(T_\infty) + \frac{\nu_M}{\nu_{ок}} H_M^{кон}(T_M) - \frac{\nu_{пр}}{\nu_{ок}} [\chi H_{пр}(T_\infty) - (1-\chi) H_{пр}^{кон}(T_r)] - \frac{Q_r}{I_{ок}}} \right\} = \\ & = \frac{\bar{D}_2}{a_2} \frac{1}{1 - \frac{\chi \nu_{пр}}{4 \nu_{ок}}} \ln \frac{1}{1 - \left(1 - \frac{\chi \nu_{пр}}{4 \nu_{ок}}\right) m_{ок \infty}} \end{aligned} \quad (12)$$

где дополнительно введены обозначения

$$\bar{c}_{p2} = \bar{c}_{pок} - \frac{\nu_{пр}}{\nu_{ок}} \chi \bar{c}_{pпр}; \quad a_2 = \frac{\bar{\lambda}_2 R \bar{T}}{\bar{c}_{pок} p} \quad (12a)$$

Отношение $\frac{Q_r^r}{I_{ок}}$ находим из (5) и (10):

$$\frac{Q_r^r}{I_{ок}} = \frac{\varepsilon_r r_g \sigma (T_r^4 - T_\infty^4)}{\frac{\bar{D}_2 p}{R \bar{T}} \frac{1}{1 - \frac{\chi \nu_{пр}}{4 \nu_{ок}}} \ln \frac{1}{1 - \left(1 - \frac{\chi \nu_{пр}}{4 \nu_{ок}}\right) m_{ок \infty}}} \quad (13)$$

Уравнение (12) решалось следующим образом. Сначала полагаем $\chi=0$ и находим T_r . Если найденное значение T_r не превышает $T_{пр}^{кип}$, то расчет на этом заканчивается. Если же T_r превышает $T_{пр}^{кип}$, то полагаем $T_r = T_{пр}^{кип}$ и находим значение степени испарения продуктов реакции χ . При этом величину $\varepsilon_r r_g$ рассматриваем как параметр.

Из (12) и (13) следует, что при учете излучения температура в зоне горения и степень испарения продуктов реакции зависит от размеров частицы металла: с ростом размера частицы степень испарения, а затем и температура горения снижаются.

На рис. 1 для частиц магния представлена зависимость значения $\varepsilon_r r_g$, при котором $T_r = T_{пр}^{кип}$ и $\chi = 0$, от объемной доли кислорода в смеси $O_2 + N_2$ (при $T_\infty = 1200^\circ K$ и $p = 1 \text{ атм}$).

Как видим, для мелких частиц степень испарения продуктов реакции в зоне горения отлична от нуля.

Для расчета кондуктивного теплового потока из зоны горения к поверхности капли металла при $\chi > 0$ находим сначала эффективную температуру горения $T_r^{\text{эфф}}$, т. е. ту температуру, которую приобретут продукты сгорания, если останутся в конденсированном виде. Значение $T_r^{\text{эфф}}$ определяем из уравнения (12), полагая

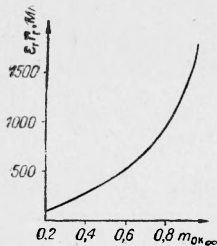


Рис. 1. Зависимость значения $\varepsilon_r r_g$, при котором $T_r = T_{пр}^{кип}$ от $m_{ок \infty}$.

в левой его части степень испарения продуктов реакции $\kappa=0$ и относя тепловой эффект реакции к температуре кипения окиси металла. Тогда уравнение для определения $T_{\Gamma}^{\text{эфф}}$ примет вид

$$\ln \left\{ 1 + \frac{\bar{c}_{p \text{ ок}} (T_{\Gamma}^{\text{эфф}} - T_{\infty})}{H_{\text{ок}}(T_{\infty}) + \frac{\nu_{\text{м}}}{\nu_{\text{ок}}} H_{\text{м}}^{\text{кон}}(T_{\text{м}}) - \frac{\nu_{\text{пр}}}{\nu_{\text{ок}}} H_{\text{пр}}^{\text{кон}}(T_{\text{пр}}^{\text{кип}}) - \frac{Q_{\text{R}}^{\Gamma}}{I_{\text{ок}}}} \right\} = \frac{\bar{D}_2}{\bar{a}_2} \frac{1}{1 - \frac{\kappa \nu_{\text{пр}}}{4 \nu_{\text{ок}}}} \ln \frac{1}{1 - \left(1 - \frac{\kappa \nu_{\text{пр}}}{4 \nu_{\text{ок}}}\right) m_{\text{ок} \infty}} \quad (14)$$

Такой подход к вычислению теплового потока из зоны горения к поверхности капли металла аналогичен широко применяемому методу расчета теплового потока от диссоциированного газа к относительно холодной стенке (см., например, [12]).

После того, как определена эффективная температура горения, находим в результате интегрирования уравнения (1) выражение для потока паров металла

$$I_{\text{м}} = \frac{4 \pi r_{\text{к}} \bar{\lambda}_1}{1 - \frac{r_{\text{к}}}{r_{\Gamma}}} \frac{\bar{c}_{p \text{ м}}}{\bar{c}_{p \text{ м}}} \ln \left[1 + \frac{c_{p \text{ м}} (T_{\Gamma}^{\text{эфф}} - T_{\text{м}})}{I_{\text{м}} - \frac{Q_{\text{к}}}{I_{\text{м}}}} \right] \quad (15)$$

где $I_{\text{м}} = H_{\text{м}}(T_{\text{м}}) - H_{\text{м}}^{\text{кон}}(T_{\text{м}})$ — скрытая теплота испарения металла при температуре капли. Соотношение радиусов зоны горения и частицы металла определим из условия стехиометрии потоков с использованием полученных выражений для $I_{\text{м}}$ и $I_{\text{ок}}$ (формулы (10) и (15)):

$$\frac{r_{\Gamma}}{r_{\text{к}}} = 1 + \frac{\nu_{\text{ок}}}{\nu_{\text{м}}} \frac{\bar{a}_1}{\bar{D}_2} \left(1 - \frac{\kappa \nu_{\text{пр}}}{4 \nu_{\text{ок}}}\right) \frac{\ln \left[1 + \frac{\bar{c}_{p \text{ м}} (T_{\Gamma}^{\text{эфф}} - T_{\text{м}})}{I_{\text{м}} - \zeta_{\text{R}}^{\text{к}}/I_{\text{м}}} \right]}{\ln \frac{1}{1 - \left(1 - \frac{\kappa \nu_{\text{пр}}}{4 \nu_{\text{ок}}}\right) m_{\text{ок} \infty}}} \quad (16)$$

где $\bar{a}_1 = \frac{\bar{\lambda}_1 R \bar{T}}{\bar{c}_{p \text{ м}} p}$. Подставляя $\frac{r_{\Gamma}}{r_{\text{к}}}$ из (16) в (9), преобразуем выражение для потока паров металла к виду

$$I_{\text{м}} = 4 \pi r_{\text{к}} \omega \quad (17)$$

Здесь

$$\omega = \frac{\nu_{\text{м}}}{\nu_{\text{ок}}} \frac{\bar{D}_2 p}{R \bar{T}} \frac{1}{1 - \frac{\kappa \nu_{\text{пр}}}{4 \nu_{\text{ок}}}} \ln \frac{1}{1 - \left(1 - \frac{\kappa \nu_{\text{пр}}}{4 \nu_{\text{ок}}}\right) m_{\text{ок} \infty}} + \frac{\bar{\lambda}_1}{\bar{c}_{p \text{ м}}} \ln \left[1 + \frac{\bar{c}_{p \text{ м}} (T_{\Gamma}^{\text{эфф}} - T_{\text{м}})}{I_{\text{м}} - \zeta_{\text{R}}^{\text{к}}/I_{\text{м}}} \right] \quad (17a)$$

Наконец, из совместного решения уравнений (11) и (15) находим выражение для определения температуры капли металла:

$$\frac{1}{1 - \frac{\kappa \nu_{\text{пр}}}{4 \nu_{\text{ок}}}} \ln \frac{1}{1 - \left(1 - \frac{\kappa \nu_{\text{пр}}}{4 \nu_{\text{ок}}}\right) m_{\text{мк}}} = \frac{\bar{a}_1}{\bar{D}_1} \ln \left[1 + \frac{\bar{c}_{p \text{ м}} (T_{\Gamma}^{\text{эфф}} - T_{\text{м}})}{I_{\text{м}} - \frac{Q_{\text{R}}^{\text{к}}}{I_{\text{м}}}} \right] \quad (18)$$

Приравняв изменение веса частицы потоку паров металла и проинтегрировав полученное уравнение, найдем время горения частицы

$$\tau_r = \frac{\gamma_m}{M_m} \int_0^{r_{k0}} \frac{r_k dr_k}{\omega} \quad (19)$$

Полученная система уравнений решалась методом последовательных приближений. Для сокращения объема трудоемких расчетов принималось, что температура капли металла, определенная при $\epsilon_r = 0$, остается неизменной и при $\epsilon_r \neq 0$. Это предположение вполне допустимо, так как при высоких значениях температуры горения неточность в определении температуры капли даже в 100°C дает ошибку в расчете времени горения, не превышающую 1%.

Так как в литературе отсутствуют экспериментальные данные о значениях коэффициентов переноса для паров металлов и их окислов при высоких температурах, то коэффициенты теплопроводности диффузии определялись расчетным путем с использованием методики, изложенной в известном руководстве [13]. Предполагалось, что потенциалом взаимодействия молекул является потенциал Леннарда — Джонса. Константы взаимодействия для молекул металлов и их окислов определялись по температуре кипения (возгонки) и параметрам кристаллической решетки.

На основании проведенных расчетов выбраны следующие значения коэффициентов переноса при $T_\infty = 1200^\circ\text{K}$ и $p = 1 \text{ ата}$.

1. Для горения частиц магния в воздухе и смесях $\text{O}_2 + \text{N}_2$:

$$\bar{\lambda}_1 = 27,7 \cdot 10^{-6} \text{ ккал/м} \cdot \text{сек} \cdot ^\circ\text{C}; \quad \bar{\lambda}_2 = 32,1 \cdot 10^{-6} \text{ ккал/м} \cdot \text{сек} \cdot ^\circ\text{C}; \\ \bar{D}_2 = 7,35 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{сек}.$$

2. Для горения частиц магния в смеси $0,2\text{O}_2 + 0,8\text{He}$:

$$\bar{\lambda}_1 = 27,7 \cdot 10^{-6} \text{ ккал/м} \cdot \text{сек} \cdot ^\circ\text{C}; \quad \bar{\lambda}_2 = 40,4 \cdot 10^{-6} \text{ ккал/м} \cdot \text{сек} \cdot ^\circ\text{C}; \\ \bar{D}_2 = 10,1 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{сек}.$$

3. Для горения частиц алюминия в воздухе и смесях $\text{O}_2 + \text{N}_2$:

$$\bar{\lambda}_1 = 26,7 \cdot 10^{-6} \text{ ккал/м} \cdot \text{сек} \cdot ^\circ\text{C}; \quad \bar{\lambda}_2 = 29,2 \cdot 10^{-6} \text{ ккал/м} \cdot \text{сек} \cdot ^\circ\text{C}; \\ \bar{D}_2 = 6,2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{сек}.$$

Значения теплосодержаний, скрытых теплот испарения и теплоемкостей заимствовались из справочника [14]. В зоне горения образуются частички окиси металла, излучение которых и определяет интегральную радиационную способность пламени.

Для определения степени черноты рыхлой окиси магния были проведены специальные измерения, которые показали, что в диапазоне температур от 900 до 1250°K степень черноты составляет $\epsilon_r \approx 0,5$. Это значение и использовалось в расчетах.

Значение степени черноты поверхности капли выбиралось, как для расплавленных металлов $\epsilon_k \approx 0,2$.

Перейдем теперь к результатам расчета и их сопоставлению с экспериментальными данными.

Расчетные зависимости относительного времени горения частиц магния (τ_r/d_{k0}^2) от их начального диаметра представлены на рис. 2. Как видно из рисунка, характер расчетных зависимостей (с учетом влияния испарения окиси магния) хорошо согласуется с экспериментальными данными как для горения в воздухе, так и в смеси кислорода

с гелием. Расчет, выполненный без учета влияния испарения окиси, и по характеру зависимости и по абсолютной величине хуже согласуется с результатами опытов.

Расхождение между расчетом и экспериментом по абсолютной величине времени горения связано, по-видимому, как с неточностями в определении коэффициентов переноса, так и с предположением о полном отсутствии выноса частиц конденсированных продуктов реакции из зоны горения.

На рис. 3 дано сопоставление экспериментальных [3] и расчетных зависимостей отношения времени горения частицы магния в смеси кислорода с азотом к времени горения в воздухе от содержания кислорода в смеси, свидетельствующее об удовлетворительном согласии расчета и эксперимента¹.

Примечательным является то обстоятельство, что теория, учитывающая испарение продуктов реакции, позволяет рассчитать время горения частицы в чистом кислороде, тогда как расчет, выполненный без учета их испарения, приводит в этом случае к лишнему физическому смыслу значению $\tau_r = 0$.

Заметим, что проведенный в работе [7] расчет дает значительно более слабую и не соответствующую опытным данным зависимость времени горения от концентрации окислителя в окружающей среде (например, для частиц с диаметром 100 мк расчетное время горения в кислороде составляет 0,36 от времени горения в воздухе).

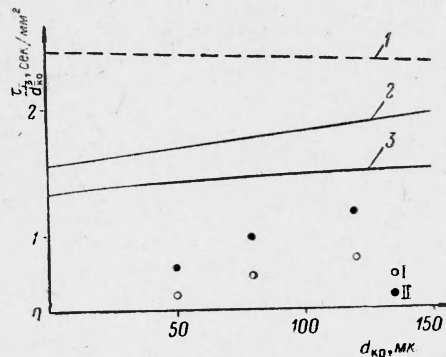


Рис. 2. Зависимость относительного времени горения частицы магния τ_r/d_{KO}^2 от ее начального диаметра ($T_\infty = 1200^\circ \text{K}$).

1 — расчетная зависимость без учета испарения окиси для горения в воздухе; 2—3 — расчетные зависимости с учетом испарения окиси для горения в воздухе и смеси 0,2 O_2 +0,8 He соответственно.

Экспериментальные точки [15]:

I — горение в смеси 0,2 O_2 +0,8 He, II — горение в воздухе.

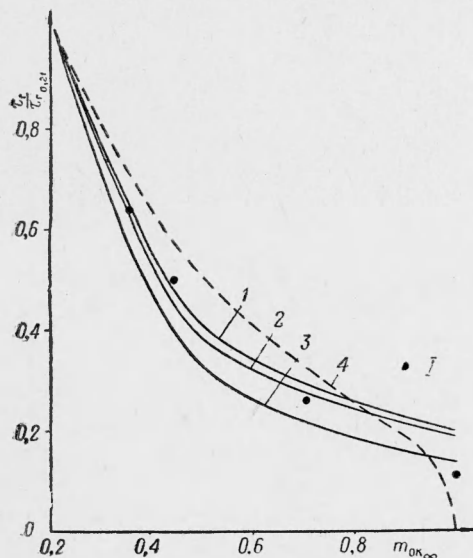


Рис. 3. Зависимость $\tau_r/\tau_{r,0.21}$ от $m_{\text{O}_2, \infty}$ для горения частицы магния в смеси $\text{O}_2 + \text{N}_2$.

1, 2, 3 — расчетные зависимости с учетом испарения окиси для $d_{KO} = 50, 100$ и 500 мк соответственно; 4 — расчетная зависимость без учета испарения окиси. I — экспериментальные точки [3].

¹ В работе [3] опыты проводились с ленточками магния сечением $3,1 \times 0,15$ мм.

изменялось парциальное давление кислорода (неизменной оставалась сумма парциальных давлений кислорода и азота). Опыты проводились со сферическими частицами алюминия диаметром от 55 до 66 мк (при обработке экспериментальных данных принималось, что средний диаметр частиц $d_{к0} = 60$ мк).

Экспериментальные данные в виде зависимости относительного времени горения частицы ($\tau_r/d_{к0}^2$) от объемной концентрации кислорода в среде представлены на рис. 4. Здесь же приведены и расчетные зависимости (с учетом испарения окиси алюминия). В расчете не учитывалось различие в свойствах смеси азота с двуокисью углерода и чистого азота.

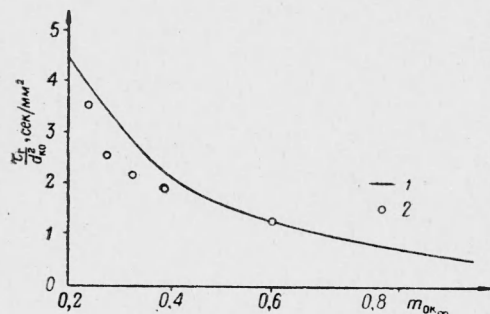


Рис. 4. Зависимость относительного времени горения частицы алюминия $\tau_r/d_{к0}^2$ от $m_{ок\infty}$.

1 — расчетная зависимость с учетом испарения окиси при $T_{\infty} = 2500^\circ\text{K}$; 2 — экспериментальные точки [16].

Заметим, что при горении мелких частиц алюминия в воздухе уже достигается полное испарение окиси алюминия в зоне реакции, тогда как для частиц магния даже при горении в чистом кислороде степень испарения окиси магния меньше единицы.

Из рассмотрения представленных на рис. 4 зависимостей следует, что расчет достаточно удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными.

Сопоставляя значения времени горения частиц алюминия и магния, обнаруживаем, что время горения частиц алюминия в воздухе примерно в 3,2 раза превышает время горения равноразмерных частиц магния. С ростом концентрации окислителя в окружающей среде это различие уменьшается (при горении в чистом кислороде $\tau_r^{\text{Al}}/\tau_r^{\text{Mg}} \approx 1,75$); наоборот, снижение концентрации окислителя приводит к увеличению различия между временем горения частиц алюминия и магния.

Поступила в редакцию
15/X 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. G. N. Markstein. AIAA J. 1963, 1, 3.
2. Г. А. Варшавский. Горение капли жидкого топлива. Изд БНТ, 1945.
3. K. Coffin. V-th Symposium on Combustion, N. Y., 1953.
4. J. Glassman. Metal combustion processes. A. R. S. Preprint, № 938, 1959.
5. T. A. Brzustowski. Canad. Aer. and Space J., 1963, 9, 5.
6. T. A. Brzustowski and I. Glassman. Spectroscopic investigation on metal combustion. Heterog. Comb., N. Y.—Ld., 1964.
7. T. A. Brzustowski and I. Glassman. Vapor-phase diffusion flames in the combustion of magnesium and aluminium. Heterog. Comb., N. Y.—Ld., 1964.
8. R. W. Bartlett, J. N. Ong. a. o. Combustion and Flame, 1963, 7, 3.
9. D. V. Spalding. ARS J. 1959, 29, 4.
10. C. Christiansen. Wied. Ann. 1883, 19, 267.
11. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
12. У. Х. Дорренс. Гиперзвуковые течения вязкого газа. М., «Мир», 1966.
13. Д. Гиршфельдер, У. Кертис, Р. Берд. Молекулярная теория газов и жидкостей. ИЛ, 1961.

14. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Справочник. Т. II. М., Изд-во АН СССР, 1962.
15. H. M. Cassel and I. Liebman. Combustion and Flame, 1962, 6, 3.
16. A. Davis. Combustion and Flame, 1963, 7, 4.

УДК 662.216.5

ПРОБЛЕМЫ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО ГОРЕНИЯ

С. А. Янговский
(Москва)

Исследования в области горения углеводородов привели к открытию новых явлений, которые наряду с полуостровом цепного воспламенения при высоких температурах являются предметом глубокого изучения многочисленных исследователей во всем мире.

Открытие отрицательного температурного коэффициента скорости реакции окисления [1], первое описание двух температурных зон горения при атмосферном давлении [2], открытие двухстадийного воспламенения [3] и фундаментальные исследования самовоспламенения в статических условиях [4—6] явились основополагающими работами, которые, скрепленные теорией вырожденно-разветвленного цепного воспламенения [7], завершили начальный этап исследования низкотемпературного горения. Под этим подразумевается самовоспламенение и распространение пламени в зоне низких температур, в которой кроме холодного пламени наблюдается отрицательная зависимость предельного давления воспламенения от температуры, не подчиняющаяся выводам тепловой теории [8], и стадийное воспламенение. Скорость реакции горения сначала нарастает, проходит через максимум, затем замедляется и снова ускоряется. Литература, посвященная этому виду горения, приведена в [9, 10].

Накопленный огромный материал о низкотемпературном горении непрерывно дополняется новыми деталями, раскрывающими особенности этого далеко не познанного вида горения.

Интерес к изучению этого специфического процесса горения отчасти объясняется тем, что с ним связано решение ряда фундаментальных технических проблем, таких, как детонация в двигателях внутреннего сгорания, разработка новых технологических процессов органического синтеза на базе окисления углеводородов, и в особенности с проблемой безопасности и защиты нефтехимических предприятий и летательных аппаратов от произвольных взрывов и пожаров [11].

Многочисленные исследования низкотемпературного горения привели к заключению, что его особенности являются следствием химической кинетики предпламенных процессов. Знание этих закономерностей должно привести к искомой цели научных изысканий в области горения — к рациональным приемам химического управления процессами горения и взрывов.

Область холодного и двухстадийного воспламенения. За последние годы круг веществ, у которых наблюдаются холодное пламя и двухстадийное воспламенение, расширился. Своеобразное свойство холодного пламени, в котором реакция горения сопровождается невысоким тепловым разогревом, наблюдается у различных соединений. Так, в работах [12, 13] приводятся данные о холодном пламени ацетилена в смеси с