

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ГОРЕНИЯ ЧАСТИЦ МАГНИЯ

А. В. Флорко, А. Н. Золотко, Н. В. Каминская, В. Г. Шевчук
(Одесса)

В настоящее время существует ряд моделей парофазного горения металлических частиц [1—3], отличающихся предположениями о структуре зоны горения. В работе [1] зона химического реагирования совпадает с зоной конденсации продуктов сгорания, в модели работы [2] в зоне горения образуется конденсированный или газообразный окисел, который частично конденсируется на поверхности частицы. В нестационарной модели горения частицы магния [3] предпринят расчет динамики зоны конденсированных продуктов, в результате которого показана возможность конденсации в области сильного температурного градиента — между частицей и зоной химического реагирования и вне ее. Выбор адекватной модели структуры зоны горения затруднен, поскольку качество модели определяется в основном сопоставлением результатов расчета и экспериментально определенных интегральных характеристик горения (время, скорость горения), которые малочувствительны к детальным представлениям о структуре зоны горения.

Сопоставление расчета и эксперимента по интегральным характеристикам обусловлено недостаточным количеством экспериментальных работ, посвященных детальному исследованию зоны горения. Обычно информацию о зоне горения получают по фотографиям горящих частиц, из которых не всегда можно сделать надежный вывод. Действительно, результат воздействия на фотоматериал зависит от величины светового потока, который может содержать широкий спектр частот. Поэтому высокотемпературным областям, излучающим в узком спектральном интервале, можно ошибочно ставить в соответствие более низкие температуры.

Вместе с тем такая информация весьма существенна для понимания механизма образования и переноса конденсированных продуктов горения. В связи с этим целью настоящей работы является детальное исследование структуры зоны горения одиночных частиц магния при нормальных условиях методами спектрального анализа и сопоставление полученных данных с результатами расчета по существующим моделям.

На базе монохроматора УМ-2 собрана экспериментальная установка (рис. 1, а), позволяющая фотографировать спектры с пространственным разрешением объекта до 0,05 м. Вместо выходной щели спектрального прибора устанавливалась кассета, снабженная лентопротяжным механизмом. Изучалось горение сферических частиц магния диаметром от 0,5 до 2 мм, которые подвешивались на тонкой керамической нити и поджигались пламенем импульсной водородно-воздушной микрогорелки. Факт воспламенения фиксировался визуально, как переход к режиму самоподдерживающегося парофазного горения. Световой поток от горячей капли собирался объективом и фокусировался без увеличения в плоскости входной щели. Для достижения необходимого пространственного разрешения объекта объектив диафрагмировался в соответствии с рекомендациями работы [4]. Поскольку опыты проводились в условиях свободной конвекции, выделялось горизонтальное сечение области горения (MN), проходящее через центр частицы. Чтобы ось длин волн и пространственная ось на фотопленке были взаимно перпендикулярны, изображение горячей капли поворачивалось с помощью поворотной призмы на 90° (см. рис. 1, а). Толщина слоя, из которого излучение попадало в спектральный прибор, не превышала 0,4 мм.

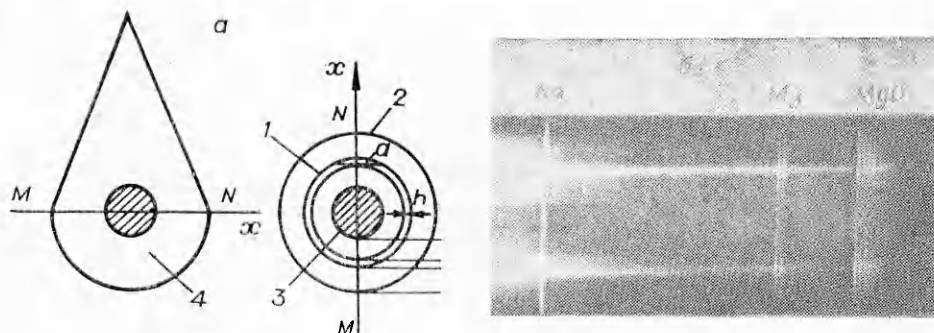


Рис. 1. Экспериментальная установка (а) и фотография спектра горящей частицы Mg (б).

1 — внутренняя зона конденсации; 2 — зона химического реагирования; 3 — расплавленная частица магния; 4 — горящая частица магния; MN — горизонтальное сечение, из которого регистрируется световой поток.

Ход лучей для такой оптической системы подробно изложен в [4]. Для контроля качества фокусировки и пространственного разрешения системы вместо частицы устанавливалась проволочка диаметром 0,15 мм, подсвеченная источником сплошного спектра. При хорошей фокусировке на спектрограмме наблюдалась резкая светлая полоса, равная по толщине диаметру проволочки, умноженному на коэффициент увеличения системы. Спектральный прибор (ширина входной щели 0,02 мм) фокусировался и градуировался ртутной и неоновой газоразрядными лампами. Чтобы свести к минимуму влияние нестабильности горения и выгорания частиц на качество спектрограмм, спектры фотографировались с экспозициями порядка 0,01—0,005 с (время горения частиц Mg несколько секунд). В течение времени горения частицы фотографировалось 10—15 спектров, что позволяло качественно проследить динамику развития зоны горения. Фотометрирование пленки, проводимое стандартными методами [12], несколько ухудшало пространственное разрешение объекта: сплошному спектру на 0,01 мм, по полосам MgO и линиям Mg на 0,03 мм.

На рис. 1, б приведена типичная фотография спектра горящей частицы диаметром 1,8 мм. На фоне существенно неоднородного по пространству сплошного спектра отчетливо видны полосы MgO (переход $B'\Sigma^+ - X'\Sigma^+$), линии Mg ($\lambda = 5183,62; 5172,70 \text{ \AA}$), дублета Na, а также (при несколько больших экспозициях) линии Li.

На рис. 2, I представлены результаты фотометрирования сплошного спектра вблизи $\lambda = 5070 \text{ \AA}$, т. е. относительное распределение интенсивности излучения конденсированных продуктов сгорания. Видно, что интенсивность сплошного спектра имеет резкий максимум с полушириной $\sim 0,3$ мм, удаленный от центра частицы примерно на два ее радиуса. Поскольку пространственное разрешение системы в данном случае $f = 0,06$ мм, истинная полуширина максимума не должна превышать 0,2 мм. Приписывая во внимание сферическую симметрию источника, легко понять, что излучение сплошного спектра исходит из сферического слоя радиусом $2r_0$ (r_0 — радиус частицы) и толщиной $\sim 0,2$ мм.

Довольно резкое изменение интенсивности в окрестности $x = r_0$ связано с экранированием зоны свечения расплавленной частицы. Указанный яркосветящийся слой некоторые авторы (например, [7]) интерпретируют как зону реакции. Однако, как уже отмечалось выше, максимум свечения может не соответствовать максимуму температуры. Поэтому для более точного определения положения зоны интенсивного реагирования измерены радиальные распределения температуры вокруг горящей частицы, концентрации молекул MgO и атомов Mg.

Результаты измерения температуры T представлены на рис. 2, II. Измерения проводились различными методами. Величина T_1 получена

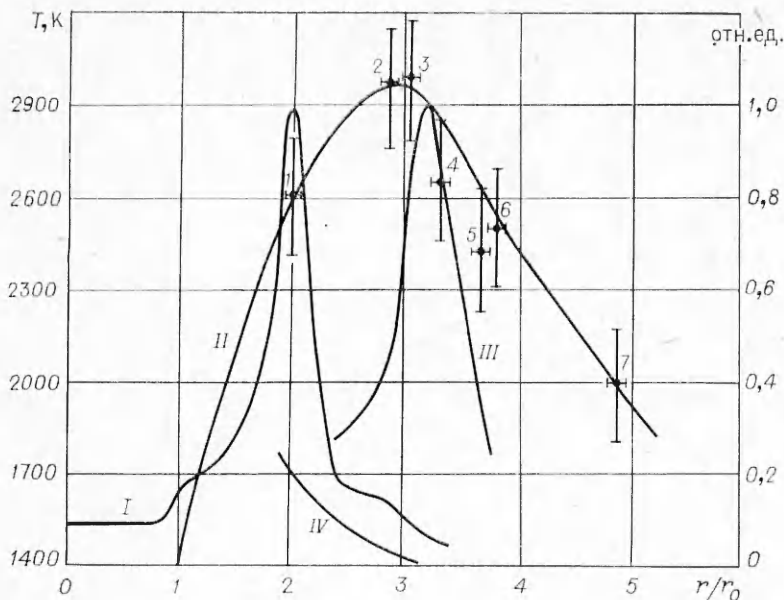


Рис. 2. Относительные радиальные распределения интенсивности сплошного спектра (I), концентрации молекул MgO (III), концентрации атомов Mg (IV) и температуры (II).

1 — измерение двухцветным методом; 2, 3, 5, 6 — значения получены по относительным интенсивностям электронно-колебательных полос MgO; 4, 7 — значения получены по интенсивностям линий лития и натрия соответственно.

двухцветным методом [5]. Поскольку интенсивность сплошного спектра в основном определяется довольно узкой зоной (см. рис. 1), то значения T_1 можно поставить в соответствие координате $x = 2r_0$.

Величины T_2 , T_3 , T_5 , T_6 определялись по относительному распределению населенности колебательных уровней N_v возбужденного электронного состояния $B'\Sigma^+$ в предположении бальцовского распределения известным методом [6]. Температура определялась из графика зависимости $\ln N_v$ от энергии колебательных уровней ϵ_v (v — колебательное квантовое число). Из соображений сферической симметрии источника излучения понятно, что при движении из периферийных областей горения к центру частицы должно наблюдаться увеличение T до тех пор, пока не будет достигнута T_{\max} , соответствующая зоне реакции. Далее измеряемые T меняться не должны, поскольку низкотемпературные области будут экранироваться высокотемпературной зоной реакции.

T_4 и T_7 получены по интенсивностям линий лития и натрия. При этом учитывалось, что интенсивность линий будет в большей степени определяться локальной температурой (экспоненциальная зависимость), чем концентрацией паров металла. Зная температуру в точке 3, а также уменьшение интенсивности линий к точкам 4 и 7, легко оценить температуру. Действительно, предполагая, что возбуждение электронных уровней Na и Li происходит термически, можно получить

$$T_i = \frac{T_3}{\frac{\Delta\epsilon}{\ln \frac{I_3}{I_i} - \ln \frac{N_3}{N_i}} + 1},$$

где $i = 4, 7$, $\Delta\epsilon$ — потенциал возбуждения электронных уровней; T_i — интенсивность линии; N_i — концентрация атомов. Поскольку при определении T_i пренебрегалось изменением концентрации атомов лития и натрия от точки 3 к i -й точке, полученные значения T_i можно ожидать несколько заниженными.

Температура на поверхности частицы принималась равной $T_{\text{кип Mg}}$ [7]. Обработка экспериментальных данных проводилась в предположении локального термодинамического равновесия. Последнее можно ожидать из-за достаточно высоких температур и давления, приводящих к большим вероятностям процессов колебательно-поступательной VT -релаксации, возбуждения и дезактивации электронных уровней атомарными частицами. Необходимые для расчетов данные о потенциале возбуждения и величине колебательного кванта заимствованы из работы [8], значения факторов Франка-Кондона — из [9], спектральные линии идентифицировались по [10], молекулярные полосы — по таблицам [11].

Радиальные распределения концентрации молекул MgO и атомов Mg определялись по интенсивности полос $\lambda = 5007$ и 4997 \AA и линии $\lambda = 5183,62 \text{ \AA}$ в приближении термического возбуждения. Локальные значения интенсивностей находились путем абелевских преобразований (по Пирсу) измеренных распределений. При расчетах учитывались локальные значения температур. Поскольку при приближении к поверхности частицы преобразования Абеля могут давать все возрастающие ошибки, полученные распределения следует рассматривать, как показывающие качественный ход концентрации атомов Mg и молекул MgO . В то же время положение максимумов распределения не очень чувствительно к погрешностям измерений.

Дополнительные источники ошибок — реабсорбция и рассеяние излучения на продуктах конденсации. Однако, как показали оценки для одиночных горящих частиц, влияние этих факторов незначительно. Подтверждением такого вывода может служить оценка величины эффективного коэффициента поглощения. Действительно, легко показать, что для протяженного источника света длиной L интенсивность излучения, согласно [13], находится из выражения

$$I_{\nu}(L) = I_0 (1 - e^{-\kappa_{\nu}L}) / \kappa_{\nu},$$

где I_0 — интенсивность излучения единицы объема; κ_{ν} — коэффициент поглощения; ν — частота излучения.

Поскольку наиболее яркоизлучающий слой достаточно тонкий, его можно считать однородным. Отношение интенсивностей сплошного спектра при $x = 2r_0$ и $x = 0$ определяется формулой

$$\frac{I(a)}{I(h)} = \frac{1 - e^{-\kappa_{\nu}a}}{1 - e^{-\kappa_{\nu}h}},$$

где h — толщина слоя, равная $\sim 0,2$ мм; a — длина хорды горизонтального сечения светящейся сферы (см. рис. 1). При малых оптических плотностях ($\kappa_{\nu}a \ll 1$ и $\kappa_{\nu}h \ll 1$) $I(a)/I(h) = a/h$. Величины a , h и радиус сферы $R = 2r_0$ связаны соотношением $a/h = 2\sqrt{2R/h} - 1$. Подставляя сюда $R \approx 1,8$ мм и $h \approx 0,2$ мм, получим $a/h \sim 9$. Из распределения интенсивности излучения сплошного спектра видно, что $I(a)/I(h) \approx 10$. Таким образом, рассеянием и поглощением излучения на конденсированных частицах можно пренебречь.

Оптическая толщина $\kappa_{\nu}a$ не должна превышать 0,1, т. е. эффективный коэффициент поглощения $\kappa_{\nu} < 0,2 \div 0,4 \text{ см}^{-1}$. Оценки также показали, что величина поглощения в полосах MgO не превышает $0,1 - 0,2 \text{ см}^{-1}$ и реабсорбцию излучения можно не учитывать.

Обсудим полученные результаты. Как видно из рис. 2, максимумы температуры и концентрации MgO в пределах ошибок совпадают. При тех же значениях x концентрация атомов магния практически равна нулю. Таким образом, область, удаленную от центра частицы на расстоянии $x = 3,3r_0$, можно отождествить с зоной интенсивного реакиро-

вапия. В зоне реакции значительной конденсации не происходит, по-видимому, из-за высокой температуры. Скорость конденсации должна быть значительной вблизи частицы и за зоной химического реагирования, где температурные градиенты велики [3].

В соответствии с моделями, предложенными в [2, 3], газообразный окисел выносится из зоны реакции как в сторону частицы, так и от нее. Вне зоны реакции по модели [3] формально возможно образование зоны накопления конденсата при $x > 8r_0$. Однако экспериментально наблюдать эту зону крайне трудно или вообще невозможно вследствие свободной конвекции. В пространстве между зоной реакции и частицей газообразный окисел конденсируется, но, согласно модели [3], образовывать зону накопления не может из-за большого массового потока газа от частицы. В то же время модель не отрицает первоначального накопления конденсата вблизи частицы, однако с последующим выносом его за пределы зоны горения.

Последнее утверждение о преимущественном выносе окиси магния за зону горения не столь очевидно, поскольку после сгорания капли на подвесе остается значительное количество конденсированной окиси. Можно указать несколько причин, обуславливающих его появление. Это, во-первых, диффузия и последующая конденсация на поверхности частицы некоторого количества газообразной окиси [2], во-вторых, по мере уменьшения размера горячей частицы становится существенной теплопередача в подвес [14], вследствие чего зона горения может «садиться» на поверхность частицы. И, наконец, как показали проведенные специальные исследования, частицы конденсированной окиси несут на себе электрический заряд. Заряжается в процессе горения сама капля, причем заряд капли и частиц окиси малых размеров ($\sim 0,07$ мкм), образующихся в области между зоной горения и каплей, различен. Отсюда следует принципиальная возможность перехода части конденсата из внутренней зоны конденсации на поверхность капли в результате электрических сил. Однако затронутые вопросы требуют особых исследований и выходят за рамки настоящей работы.

Что же касается экспериментальных наблюдений, то, действительно, в процессе горения заметного увеличения интенсивности сплошного спектра не наблюдается, хотя при $x = 2r_0$, вероятно, имеет место повышенное значение концентрации конденсата. Таким образом, область вблизи $x = 2r_0$ можно интерпретировать как область интенсивной конденсации окиси, где конденсат, однако, не накапливается. Концентрация конденсата в процессе горения находится в динамическом равновесии в области $x = 2r_0$.

Провести количественное сопоставление полученных экспериментальных результатов с данными расчета [3] трудно, поскольку расчет проводился для частиц размером 50 мкм, а измерения — для частиц $0,5 \div 2$ мм. Однако в силу слабой зависимости отношения радиуса зоны горения к размеру частицы [2] от ее размера можно описать структуру зоны горения. Действительно, по расчету [3] зона реакции отстоит на расстоянии $2,7r_0$ от центра частицы, эксперимент дает величину $3,3r_0$. Причем такое расхождение находится в соответствии с теорией [2], которое указывает на слабый рост данного отношения с увеличением размера частиц. Область, где происходит первоначальное накопление конденсата, из расчетов [3] находится в диапазоне $x = 1,6r_0 \div 1,7r_0$, по эксперименту — вблизи $x = 2r_0$. По расчетам [3] температура среды меняется по мере удаления от частицы медленнее, чем в эксперименте. Такое расхождение можно объяснить тем, что температура окружающей среды в [3] принималась равной 1300 К, в условиях настоящих экспериментов она составляла 300 К.

Таким образом, результаты настоящих экспериментов позволяют детализировать представления о структуре зоны горения частицы магния и подтверждают первоначально высказанное в [2] и затем развитое

в [3] предположение о диффузии и последующей конденсации продуктов сгорания между зоной реакции и поверхностью горячей частицы.

Авторы благодарят Е. Н. Кондратьева и С. В. Горошина за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию 2/II 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Т. Брякустовский, Н. Гласмен.— В сб.: Гетерогенное горение. М.: Мир, 1967.
2. Л. А. Клячко. ФГВ, 1969, 5, 3.
3. М. А. Гуревич, А. Я. Лукин и др. ПМТФ, 1977, 5.
4. Ю. Б. Голубовский. Вестн. ЛГУ, 1967, 10.
5. Ф. Линевиц. Измерение температур в технике. М.: Metallургия, 1980.
6. В. Лохте-Хольтгревен. Методы исследования плазмы. М.: Мир, 1971.
7. М. Е. Деряга, А. Н. Степик, Э. А. Федорин. ФГВ, 1978, 14, 5.
8. А. А. Радциг, Б. М. Смирнов. Справочник по атомной и молекулярной физике. М.: Атомиздат, 1980.
9. Н. А. Назимова. ЖПС, 1967, VII, 2.
10. А. Н. Зайдель, В. К. Прокофьев и др. Таблицы спектральных линий. М.: Наука, 1977.
11. Р. Пирс, А. Гейдон. Отождествление молекулярных спектров. М.: ИЛ, 1949.
12. А. Н. Зайдель, Г. В. Островская, Ю. Н. Островский. Техника и практика спектроскопии. М.: Наука, 1972.
13. С. Э. Фриш.— В сб.: Спектроскопия газоразрядной плазмы/Под ред. С. Э. Фриша. Л.: Наука, 1970.
14. Г. К. Ежевский, Е. С. Озеров. ФГВ, 1977, 13, 6.

УДК 536.46

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИСПЕРСНОСТИ ЧАСТИЦ ОКИСИ АЛЮМИНИЯ В ПРОДУКТАХ СГОРАНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВ

Б. Н. Федоров, Ю. Л. Плечов, Э. М. Тимохин

(Калининград)

При горении алюминизированных конденсированных веществ в продуктах горения образуются сферические частицы окиси алюминия, которые имеют значительно меньшие размеры, чем частицы исходного порошка алюминия. Размеры частиц окиси алюминия и форма их распределений по размерам зависят от условий их образования и от состава конденсированного вещества. Следует отметить, что данные различных авторов, исследовавших дисперсность частиц окиси алюминия в продуктах сгорания алюминизированных конденсированных веществ, весьма противоречивы и плохо сопоставимы, так как во всех этих работах использованы различные составы конденсированных веществ и разные способы отбора частиц и методы анализа отобранных проб.

Целесообразно было бы провести комплексные исследования влияния различных факторов, в частности давления и содержания алюминия в составе конденсированного вещества, на форму распределения частиц окиси алюминия по размерам на одних и тех же составах и по одним методикам.

Для решения поставленной задачи создана специальная экспериментальная установка, состоявшая из газогенератора (рис. 1), где сжигался образец исследуемого конденсированного вещества, и системы отбора продуктов сгорания из камеры газогенератора. Работа системы отбора продуктов сгорания основана на «замораживании» отбираемой пробы гелием в пробоотборнике, установленном в газогенераторе, раз-