

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ГАЗОВОГО КОМПОНЕНТА ПЫЛЕВОГО ФАКЕЛА ЧАСТИЦ АЛЮМИНИЯ

Н. И. Полетаев, А. В. Флорко

Институт горения и нетрадиционных технологий Одесского национального университета им. И. И. Мечникова, 65082 Одесса, Украина, incomb@ukr.net

По атомарным и молекулярным спектрам излучения исследована зона горения стационарного ламинарного диффузионного факела частиц алюминия диаметром 4.8 мкм при массовой концентрации металла 0.4 кг/м^3 . Абсолютные измерения светимости секвенции полос AlO позволили определить температуру газовой фазы ($3200 \pm 100 \text{ K}$) и концентрацию паров AlO ($(1.5 \pm 0.5) \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$) во фронте факела. На основании анализа данных измерений интенсивности резонансной линии алюминия и ее контура сделан вывод о том, что частицы металла горят индивидуально, образуя микропламена. Выполнены также оценки размера зоны горения индивидуальной частицы и температуры газовой фазы вблизи частицы ($3150 \pm 200 \text{ K}$). Проанализированы некоторые особенности механизма горения мелких частиц алюминия в пылевом пламени. Продемонстрированы возможности спектральных методов исследования для изучения тепловой и концентрационной структур пылевых пламен.

Ключевые слова: двухфазный факел, алюминий, резонансная линия алюминия, спектральный анализ, температура газовой фазы.

ВВЕДЕНИЕ

Горение частиц алюминия и их газозвесей в различных окисляющих средах (O_2 , CO_2 , H_2O) активно и давно изучается в связи с перспективностью применения Al в составе смесевых твердых топлив [1, 2] и, в меньшей степени, в технологических целях, например для получения микродисперсных и нанодисперсных порошков оксида алюминия методами горения [3–5]. В последние годы большой интерес вызывает горение наночастиц алюминия [6].

Для практических применений (смесевые твердые топлива, синтез наноксидов в пылевых пламенах) обычно используются частицы Al диаметром менее $10 \div 20 \text{ мкм}$. В то же время большинство экспериментальных исследований проводилось на одиночных частицах диаметром от нескольких десятков до нескольких сотен микрометров. Многочисленные экспериментальные данные по горению крупных одиночных частиц Al (см. обзор [7]) позволили установить, что скорость горения частиц Al контролируется диффузией окислителя и обратно пропорциональна его концентрации. Время горения подчиняется закону $\tau = d^n / K$, где $1.5 < n \leq 2$, K — константа скорости горения. Отклонение от «закона d^2 » объясняется накоплением оксида на поверхности парофазно горящей частицы Al, уменьшением поверхно-

сти испарения и связанным с этим увеличением времени горения.

Экстраполяция результатов, полученных для больших частиц, на частицы Al меньше 10 мкм или нескольких десятков микрометров не очевидна. Для малых частиц существенно интенсифицируются процессы тепло- и массообмена с окружающей средой. При этом характерные времена диффузии реагентов могут стать сопоставимыми или меньше характерных времен химических реакций и конденсации в газовой фазе [8]. Как следствие, в зоне горения частицы не образуются узкий локализованный фронт, молекулярный кислород может достигать поверхности горящей частицы и вступать в гетерогенную реакцию, а продукты испарения и окисления капли металла могут уноситься далеко от ее поверхности. Эти процессы способны существенно повлиять на кинетику поверхностных реакций, на образование оксидных колпачков на поверхности горящей капли Al, стадийность и скорость горения. Для газозвесей частиц Al появляется принципиальная возможность коллективизации зон горения отдельных частиц и зон конденсации.

Механизм горения мелких частиц ($10 \div 20 \text{ мкм}$ и меньше) сложно исследовать методами, которые используются для изучения горения одиночных частиц (газопламенные горелки, трековые методики, бомбы высокого давле-

ния и др.) [9–11]. Более удобным инструментом для этих целей представляется использование стационарных ламинарных пылевых пламен.

Цель настоящей работы состоит в выявлении особенностей горения мелких частиц алюминия ($d_p \approx 10$ мкм) в ламинарном пылевом факеле. Для исследования тепловой и концентрационной структуры ламинарного диффузионного двухфазного факела частиц Al применены спектральные методы диагностики газового компонента зоны горения факела. Результаты спектральных исследований излучательных характеристик конденсированной фазы ламинарного факела частиц Al приведены в работе [12].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На рисунке приведена схема экспериментальной установки для получения пылевого факела частиц Al и спектральных исследований газового и конденсированного компонентов в зоне горения. Факел стабилизировался на срезе коаксиальной «пылевой» горелки [3, 4, 13],

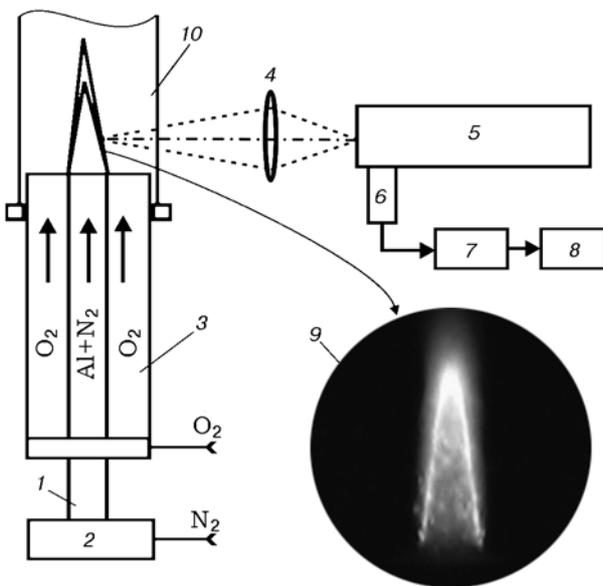


Схема экспериментальной установки:

1 — внутренняя трубка горелки; 2 — блок диспергирования; 3 — внешняя трубка горелки; 4 — линза; 5 — спектральный прибор; 6 — фотоприемник (ФЭУ-106); 7 — осциллограф; 8 — видеокамера; 9 — фотография ламинарного диффузионного двухфазного факела алюминия; 10 — защитная кварцевая трубка

состоящей из двух вертикальных коаксиальных цилиндров (1 и 3). По внутренней трубе диаметром 2.4 см подавались частицы алюминия, диспергированные в азоте, а по кольцевому зазору — кислород. После зажигания от внешнего источника на срезе горелки стабилизировался двухфазный диффузионный факел (см. фотографию 9).

Использовался порошок Al сферической формы марки АСД-4, средний диаметр частиц $\langle d_p \rangle = 4.8$ мкм, массовая концентрация металла $C_f = 0.4$ кг/м³, объемный расход несущего газа $W_{N_2} = 0.25 \cdot 10^{-3}$ м³/с, объемный расход кислорода $W_{O_2} = 0.8 \cdot 10^{-3}$ м³/с. Средний размер частиц конденсированных продуктов сгорания (Al₂O₃) $\langle d_c \rangle = 0.1$ мкм. Более подробно дисперсные характеристики продуктов сгорания алюминия с указанными выше параметрами приведены в работе [12].

Спектральные исследования зоны горения проводились по сплошному, атомарному и молекулярному спектрам. Излучение факела с помощью линзы фокусировалось на щель спектрального прибора. Для увеличения глубины резкости и пространственного разрешения линза диафрагмировалась (диаметр диафрагмы меньше 1 см). На входе спектрального прибора использовалась скрещенная щель (ширина 0.03 ÷ 0.04 мм, высота 0.5 ÷ 1 мм). Это позволило свести виньетирование лучей к минимуму и обеспечить высокое пространственное разрешение в области объекта (меньше 50 мкм) при записи радиальных распределений световых потоков факела. В последнем мы убедились, регистрируя радиальные распределения световых потоков от подсвеченных решеток с разным шагом, помещая их на месте исследуемого объекта. Спектральный прибор позволял регистрировать излучение в диапазоне длин волн $\lambda = 0.25 \div 0.8$ мкм со спектральным разрешением $R = 5000 \div 10000$ [14]. Необходимый участок спектра выставлялся поворотом дифракционной решетки (1200 штрих/мм). Ширину сканируемого участка можно было изменять в диапазоне длин волн $\Delta\lambda = 3 \div 100$ Å, а частоту следования — до 100 спектров в секунду.

Результаты спектральных исследований излучательных характеристик конденсированной фазы пылевого факела Al подробно изложены в работе [12]. Температура конденсированной фазы в зоне горения с приведенными выше параметрами равна $T_c = 3150 \pm 100$ К. Ви-

димая ширина зоны горения факела (L), определенная из радиальных распределений светового потока ($\lambda = 8000 \text{ \AA}$) после выполнения абелевых преобразований, составляет $L = 1.2 \pm 0.2 \text{ мм}$. Это значение использовалось в настоящей работе для оценок параметров зоны горения. Результаты работы [12] позволяют утверждать, что исследуемые пылевые пламена (размер факела — несколько сантиметров, ширина зоны горения факела $1 \div 2 \text{ мм}$) в видимом и ИК-диапазонах длин волн являются оптически тонкими.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

Спектральные исследования зоны горения по молекулярным полосам AlO

На фоне сплошного спектра четко наблюдаются полосы AlO (переход $B^2 \Sigma^+ - X^2 \Sigma^+$), резонансные линии Al и атомов щелочных металлов. Они и использовались для диагностики газового компонента во фронте факела.

По данным 30 спектрограмм определялись светимость секвенции полос $\Delta\nu = 0$ молекул AlO ($\Delta R_{\Delta\nu=0} = (6 \pm 2) \cdot 10^{-5} \text{ Вт/см}^2$) и температура газового компонента ($T_g = 3200 \pm 100 \text{ К}$). Полученный результат оказался близким к температуре конденсированной фазы [12].

В предположении больцмановского распределения в системе электронно-колебательно-вращательных уровней молекул AlO определялась концентрация молекул N_{AlO} по соотношению

$$N_{\text{AlO}} = \frac{I_{\Delta\nu=0}}{\left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_g}\right)\right] \exp\left(-\frac{E_0}{kT_g}\right)} \times \frac{1}{\sum_{\nu'} \exp\left(-\frac{E_{\nu'}}{kT_g}\right) A_{\nu'\nu} h\nu_{\nu'}}, \quad (1)$$

где $h\nu$ — энергия колебательного кванта основного состояния $X^2 \Sigma^+$ молекулы AlO, E_0 — энергия возбужденного электронного состояния $B^2 \Sigma^+$, $E_{\nu'}$ — колебательная энергия, $A_{\nu'\nu}$ — вероятность электронно-колебательного перехода, $\nu_{\nu'}$ — частота кванта полосы, ν — колебательное квантовое число,

$I_{\Delta\nu=0} = 4\Delta R_{\Delta\nu=0}/L$ — интенсивность секвенции полос $\Delta\nu = 0$, h — постоянная Планка, k — постоянная Больцмана. Под интенсивностью понималась энергия, излучаемая в единицу времени единицей объема. Величины, обозначенные штрихом, относятся к возбужденному электронному состоянию. Больцмановское распределение использовалось на том основании, что частота межмолекулярных столкновений ($\approx 10^9 \text{ с}^{-1}$) на порядки величины превосходит вероятности спонтанных переходов (см. ниже).

Вероятности электронно-колебательных переходов ($A_{00} = 0.73 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$; $A_{11} = 0.29 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$; $A_{22} = 0.12 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$) рассчитывались согласно [15]. Необходимые для расчетов константы заимствованы из работы [16].

Определенная по (1) концентрация молекул AlO оказалась равной $N_{\text{AlO}} = (1.5 \pm 0.5) \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$. К сожалению, ничего нельзя сказать о пространственном распределении (локализации) субоксида AlO. Результат измерений соответствует некоторой осредненной по фронту факела концентрации AlO. Полученное значение близко к равновесной концентрации AlO в системе $\text{Al} + \text{N}_2 + \text{O}_2$ при температуре $T_g = 3200 \text{ К}$ в среде с избытком кислорода ($N_{\text{AlO}} = 1 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$) и в несколько раз меньше равновесной концентрации AlO в инертной или стехиометрической по кислороду среде ($N_{\text{AlO}} = (5 \div 6) \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$ в среде азота). Оценки проводились с помощью программы АСТРА-4 [17] для условий, близких к экспериментальным.

Наличие паров AlO вокруг горящих одиночных частиц алюминия экспериментально наблюдалось во многих исследованиях. По данным авторов [10], использовавших метод индуцированной флуоресценции для определения радиального распределения субоксида AlO по радиусу для частиц Al диаметром 210 мкм, максимум концентрации субоксида обнаружен при $r/r_p = 2.8$ (где r_p — радиус частицы), во время как максимум концентрации конденсированного оксида Al_2O_3 — при $r/r_p = 3.5$ (это видимый радиус зоны горения, который обычно и фиксируется по фотографиям и кинограммам), а максимум температуры в газовой фазе, измеренной по полосам AlO, находится в пределах $5 < r/r_p < 6$. Интересно, что в [10] была получена отличная от нуля концентрация AlO на поверхности горячей капли, что, по мнению авторов этой работы, свидетельствует о кине-

тическом режиме потребления этого субоксида в гетерогенной реакции.

Большинство исследователей рассматривают реакцию $\text{Al}(g) + \text{O}_2 = \text{AlO} + \text{O}$ в газовой фазе как ключевую при парофазном горении алюминия. Для этой реакции известны константа скорости $K = 9.76 \times 10^{13} \exp(-80/T_g) \text{ см}^3/(\text{моль} \cdot \text{с})$ [10] и, соответственно, характерное время реакции $\tau_r \approx 10^{-8} \text{ с}$ при температуре горения $T_g = 3200 \text{ К}$. Для мелких частиц это время сопоставимо с характерным временем диффузии реагентов $\tau_d = r_z^2/D$. Действительно, если принять, что радиус зоны парофазного горения алюминия равен $r_z = 3r_p$, то $\tau_d \approx 10^{-8} \text{ с}$. Для отношения характерных времен диффузии и химической реакции $\tau_d/\tau_r \approx 1$ нет никаких оснований говорить об узкой зоне парофазного горения (для частиц радиусом в сотни микрометров это отношение на 3–4 порядка выше). Это означает, что кислород может проникать к поверхности капли и вступать в гетерогенную реакцию с Al на поверхности капли, что маловероятно для больших частиц, а пары AlO могут диффундировать в межчастичное пространство.

Если молекулярный кислород достигает поверхности капли Al, то должна увеличиться доля оксидного остатка в совокупном продукте реакции. Как известно, для крупных частиц массовая доля оксидного остатка может достигать более 15 % [18]. Однако нами экспериментально установлено (седиментационным разделением проб продуктов сгорания на крупную и мелкую фракции), что в условиях ламинарного двухфазного факела с приведенными выше параметрами газозвеси этого не происходит. Массовая доля крупной фракции (более 1 мкм) в продуктах сгорания не превышала $0.1 \div 0.4 \%$.

Невысокую долю оксидного остатка в продуктах сгорания газозвеси частиц Al можно объяснить протеканием поверхностной реакции $4\text{Al}(l) + \text{Al}_2\text{O}_3(l) \rightarrow 3\text{Al}_2\text{O}(g)$, удаляющей жидкий Al_2O_3 с поверхности. Самопроизвольное протекание этой реакции в указанном направлении становится возможным при температуре капли $T_p \approx 2400 \text{ К}$ (при этой температуре изменение термодинамического потенциала Гиббса реакции становится меньше нуля). Для мелких частиц источником тепла для этой реакции (реакция эндотермична, $\Delta H_{r,2400} = 225 \text{ ккал/моль}$) может служить гетерогенная реакция молекулярного кислорода с Al. Для

крупных частиц (особенно одиночных) этот источник тепла отсутствует (молекулярный кислород не проникает через зону парофазного горения к поверхности частицы), и в результате происходит накопление оксида на поверхности капли (образование оксидных колпачков).

Накопление оксида на поверхности металла не происходит и в случае, когда для нагрева и испарения Al используется внешний источник тепла, например индукционный нагрев [19].

Спектральные исследования зоны горения по резонансной линии Al

Обратимся к результатам, полученным при обработке данных измерений интенсивности резонансных линий атомарного Al во фронте факела ($\lambda_1 = 3962 \text{ \AA}$, $\lambda_2 = 3944 \text{ \AA}$). С помощью спектрального прибора во втором порядке дифракции (решетка 1200 штрих/мм) были записаны контуры спектральных линий Al, полуширины которых ($\Delta\lambda = 0.51 \text{ \AA}$) почти вдвое превысили полуширину аппаратной функции ($\Delta\lambda_{ap} = 0.3 \text{ \AA}$). Аппаратная функция определялась при записи узкой линии газоразрядной неоновой лампы низкого давления. Очевидно, что регистрируемый контур линии Al представляет собой свертку аппаратной функции и истинного контура линии. Истинная полуширина резонансной линии найдена редукцией [20] и оказалась равной $\Delta\lambda_{rez} = 0.45 \text{ \AA}$. Интегрированием была определена светимость линии $\lambda_2 = 3944 \text{ \AA} - \Delta R_{Al} = (2 \pm 0.4) \cdot 10^{-4} \text{ Вт/см}^2$, которая в дальнейшем использовалась для анализа структуры зоны горения факела.

Обнаруженное уширение резонансной линии алюминия является очень важным экспериментальным фактом. Оно позволяет утверждать, что пары Al локализованы вокруг горящих частиц металла и, следовательно, фронт пламени состоит из совокупности микропламен индивидуальных частиц. Действительно, если предположить, что зоны горения отдельных частиц коллективизированы, т. е. пары Al равномерно распределены во фронте факела, и принять температуру газа равной температуре конденсированной фазы ($T_g = T_c = 3150 \text{ К}$, [12]), то в предположении Больцмановского распределения заселенностей электронных уровней без учета реабсорбции излучения имеем

$$N_{Al} = \frac{I_{Al} \exp(E/kT_g)}{A_{10} h \nu}, \quad (2)$$

где $A_{10} = 6.37 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ — вероятность спонтанного перехода, сила осциллятора заимствована из [16]; $E = 3.14 \text{ эВ}$ — потенциал возбуждения исходного электронного состояния ($\lambda_2 = 3944 \text{ \AA}$), $I_{Al} = 4\Delta R_{Al}/L$ — интенсивность излучения паров Al.

В рамках сделанных предположений $N_{Al} = (3 \pm 1.5) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Можно показать, что оптическая плотность в центре линии для указанной концентрации слишком мала, чтобы обеспечить наблюдаемое экспериментально уширение спектральной линии ($\lambda_2 = 3944 \text{ \AA}$). Действительно, оптическую плотность можно рассчитать согласно соотношению [21]

$$\chi_0 L = 0.84 \cdot 10^{-33} \frac{g_1 \lambda_2^4 A_{10} N_{Al} L}{g_0 \Delta \lambda_L}, \quad (3)$$

где $g_1 = g_0 = 2$ [16] — статистические веса комбинирующихся электронных состояний; $\Delta \lambda_L$ — полуширина лоренцевского контура резонансной линии Al; χ_0 — коэффициент поглощения в центре линии ($\lambda = \lambda_2$); длина волны и $\Delta \lambda_L$ измеряются в нанометрах, концентрация — в см^{-3} , L — в см. Собственный (нерабсорбированный) контур резонансной линии принимался лоренцевским, поскольку при больших оптических плотностях поглощение излучения определяется крыльями линии [21]. Величина $\Delta \lambda_L$ оценивалась по соотношению [21]

$$\Delta \lambda_L = 5 \cdot 10^3 \frac{\sigma p}{\sqrt{\mu_{Al} T_g}} \lambda_2^2 \approx 1.7 \cdot 10^{-2} \text{ \AA}, \quad (4)$$

где σ — газокинетическое сечение столкновения, см^2 ; p — давление среды, Па; μ_{Al} — молярная масса, г/моль.

В формулах (3), (4) использовалась смешанная система единиц, принятая в работе [21]. Проведенные расчеты показали, что $\chi_0 L \approx 10$. Таким образом, не учтенная в (2) реабсорбция излучения может привести к незначительному уширению резонансной линии Al. Действительно, ее полуширину можно оценить согласно соотношению [21]

$$\Delta \lambda_{rez} = 0.7 \Delta \lambda_L \sqrt{\chi_0 L} \approx 0.038 \text{ \AA}. \quad (5)$$

Как видно, λ_{rez} оказалась на порядок меньше ширины аппаратной функции $\lambda_{ap} = 0.3 \text{ \AA}$. В этом случае записанный контур резонансной линии должен совпадать с контуром аппаратной функции. Тем не менее, контур линии оказался шире λ_{ap} в 1.7 раза.

Поскольку принятое предположение о равномерном распределении паров Al во фронте факела привело к противоречию с экспериментальными данными, то следует предположить, что пар Al «локализован» вблизи горячей капли металла, т. е. в наших экспериментальных условиях частицы Al горят индивидуально, образуя микропламена.

Исходя из экспериментальных данных, оценим радиус зоны горения r_z частицы Al (радиус микропламени). Будем полагать, что концентрация паров Al между поверхностью горячей капли и зоной парофазного горения изменяется по линейному закону (от концентрации насыщенных паров при температуре кипения алюминия $T_b = 2720 \text{ К}$ ($p = 10^5 \text{ Па}$) до нуля в зоне ее горения). Контур резонансной линии формируется при переносе излучения в области между частицей и внешней границей микропламени. Вклад в общий поток всех частиц металла (счетная концентрация частиц Al с учетом теплового расширения $n_p \approx 1.6 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$) является аддитивным, не влияющим на ширину контура резонансной линии. Действительно, даже если принять радиус зоны реакции r_z частицы алюминия равным 20 мкм (около 10 радиусов самой частицы), то длина свободного пробега фотона по отношению к взаимодействию с пламенем частицы превысит ширину фронта факела: $l_p = 1/(\pi r_z^2 n_p) \approx 0.5 \text{ см} > L$.

Формула (3) позволяет найти коэффициент поглощения излучения (χ_0) на длине волны резонансной линии ($\lambda_2 = 3944 \text{ \AA}$), если известна концентрация паров Al. Возьмем для N_{Al} среднее значение концентрации, отвечающее линейному профилю распределения паров Al от насыщенных у поверхности до нуля в зоне ее горения ($N_{Al} = p/2kT_b = 1.3 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$). Определив коэффициент поглощения ($\chi_0 \approx 10^6 \text{ см}^{-1}$), далее с помощью (3) оценим радиус зоны реакции, заменив в (3) L на r_z . Он оказался равным $r_z = 5r_p$. Несмотря на то, что полученный результат является оценочным (так как размер микропламени будет зависеть от принятого предположения о распределении паров Al вокруг частицы), он, тем не менее, явно указывает на индивидуальный характер горения частиц. Действительно, радиус микропламени r_z много меньше среднего расстояния между горящими частицами алюминия $l_p = (n_p)^{-1/3} = 160 \text{ мкм}$.

Оценим теперь температуру микропла-

мен. Поскольку ширина резонансной линии $\Delta\lambda_{rez}$ значительно превышает $\Delta\lambda_L$, а оптическая плотность $\chi_0 r_z \approx 1500 \gg 1$, то излучение в центре линии «заперто» и интенсивность линии в максимуме соответствует интенсивности абсолютно черного тела. Полагая профиль линии гауссовским (результат редукции), получаем интегральную светимость в центре резонансной линии микропламени одной частицы Al:

$$\Delta R_p = r_{\lambda b} \Delta\lambda_{rez} \sqrt{\frac{\pi}{4 \ln 2}}, \quad (6)$$

где $r_{\lambda b}$ — спектральная светимость абсолютно черного тела при температуре в зоне реакции.

Учитывая аддитивный вклад всех горящих частиц в излучение на частоте резонансной линии, для светимости фронта факела можно записать соотношение

$$\Delta R_{Al} = \frac{I_{Al} L}{4} = \frac{(4\pi r_z^2 \Delta R_p n_p) L}{4}, \quad (7)$$

где I_{Al} — интенсивность резонансной линии. Из (6) и (7) получаем

$$r_{\lambda b} = \frac{\Delta R_{Al}}{\Delta\lambda_{rez} n_p r_z^2 L} \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi^3}} = 3.7 \cdot 10^{11} \text{ Вт/м}^3. \quad (8)$$

По известной спектральной светимости $r_{\lambda b}$ с помощью закона Вина находим температуру газовой фазы в окрестности горячей капли металла: $T_z = 3150 \pm 200$ К. Величина T_z зависит от принятого предположения о распределении паров Al, и ее не следует отождествлять с температурой во фронте газофазного горения Al (такого фронта для мелких частиц может и не быть). В нашем случае количественное совпадение T_z с температурой газовой фазы ($T_g = 3200$ К), определенной по полосам AlO, можно рассматривать скорее как случайное.

Заметим, что температура газовой фазы, определенная по резонансной линии Al в предположении о равномерном распределении паров Al во фронте факела, оказалась равной $T_z = 2600$ К. Это значение представляется нам заниженным и служит еще одним подтверждением того, что пары Al локализованы вблизи горящих частиц металла.

Принимая во внимание очень высокую скорость массообмена для мелких частиц горящего (характерное время диффузии $\tau_d \approx 10^{-8}$ с),

следует ожидать, что скорость горения частиц Al будет лимитироваться кинетическим фактором (ограниченной скоростью химических реакций). Информация о режиме горения мелких частиц может быть получена косвенно, например из анализа экспериментальных данных по горению газозвесей таких частиц в пылевых пламенах. В работе [22] на пылевой горелке были получены зависимости нормальной скорости распространения пламени (u_n) по газозвеси частиц Al от размера частиц ($u_n \sim d_p^{-1}$ при $\langle d_p \rangle = 3 \div 8$ мкм, $C_{O_2} = 0.162$ — молярная доля кислорода в несущем газе, $C_f = 0.4$ кг/м³ — массовая концентрация Al в газозвеси), от концентрации горючего и окислителя в газозвеси ($C_f = 0.2 \div 0.6$ кг/м³, $C_{O_2} = 0.142 \div 0.288$) и от скорости распространения пламени при изменении температуры в диапазоне $T = 300 \div 650$ К (среда — воздух, $C_f = 0.46 \div 0.5$ кг/м³). Результаты экспериментов хорошо согласуются с выводами теоретических моделей «кондуктивного пламени» диффузионно горящих частиц [23] и свидетельствуют о диффузионном режиме горения мелких частиц Al в дисперсном факеле. Это дает основание считать, что частицы Al диаметром $\langle d_p \rangle > 3$ мкм в кислородсодержащих средах горят в диффузионном режиме. Как и для частицы более крупных размеров [7], скорость их горения подчиняется закону $d_p^n = d_{p0}^n - K\tau$, где $n = 1.5 \div 2$, K — константа скорости горения, смⁿ/с, τ — время.

Спектральные исследования не позволили обнаружить молекулярные полосы, указывающие на образование во фронте факела соединений типа Al₂O₂, Al₂O, AlO₂. Весьма скудные данные (см., например, [24]) указывают на то, что газообразный Al₂O₂ может давать полосы излучения в районе 3900 Å, AlO₂ — в области 5000 ÷ 6000 Å, Al₂O — в ультрафиолетовой области вблизи 2100, 2700 и 4200 Å. Однако отсутствие данных о потенциалах возбуждения соответствующих электронных состояний (возможно, они достаточно велики, чтобы возбуждаться при температурах горения) и вероятностях переходов не позволяет указать причину отсутствия в спектрах излучения указанных полос или провести верхнюю оценку концентрации молекул.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ результатов спектральных иссле-

дований тепловой и концентрационной структур газовой фазы в зоне горения пылевого факела частиц Al позволил сделать вывод о том, что мелкие частицы металла горят индивидуально, образуя микропламена. По экспериментально измеренной светимости спектральной линии Al ($\lambda = 3944 \text{ \AA}$) в рамках принятого предположения о профиле концентрации паров алюминия получены оценки размера микропламени ($r_z = 5r_p$) и осредненной по области локализации паров Al температуры газовой фазы вблизи частицы алюминия ($T_z = 3150 \pm 200 \text{ K}$). Перекрытие зон горения отдельных частиц можно ожидать при счетной концентрации частиц горючего $n_p = (r_z)^{-3} = 3 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$, что соответствует очень высоким массовым концентрациям Al (в расчете на холодную газовзвесь $C_f \approx 7 \text{ кг/м}^3$), которые технически не могут быть реализованы на нашей установке.

Индивидуальный характер горения частиц дает возможность при теоретическом описании таких систем в первом приближении ограничиться рассмотрением процессов горения (и конденсации продуктов сгорания) одиночных частиц Al в присоединенном объеме (объеме, приходящемся на одну частицу, величину которого легко определить по известной концентрации частиц металла). Высокая скорость массообмена (характерные времена диффузии $\tau_d \approx 10^{-6} \text{ с}$) способствует выравниванию концентраций компонентов газовой фазы по присоединенному объему. Коллективный эффект, характерный для горения газовзвесей, может быть учтен в рамках такого подхода заданием соответствующих краевых условий на границе присоединенного объема.

Температура газовой фазы, измеренная по полосам AlO и резонансной линии Al в пределах погрешности измерений, оказалась одинаковой и равной температуре конденсированных ультрадисперсных продуктов сгорания Al ($T_c = 3150 \pm 100 \text{ K}$), измеренной по излучению сплошного спектра.

Результаты работы демонстрируют возможности использования стационарного ламинарного пылевого пламени в сочетании со спектральными методиками исследования излучения конденсированной и газовой фаз для изучения механизмов горения мелких (меньше 10 мкм) частиц дисперсного горючего, для которых применение других методик исследования мало приемлемо или невозможно.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Горение** порошкообразных металлов в активных средах / П. Ф. Похил, А. Ф. Беляев, Ю. В. Фролов и др. М.: Наука, 1972.
2. **Brown B., McArty K. P.** Particle size of condensed oxides from combustion of metalized solid propellants // 8th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh: The Combustion Inst., 1962. P. 814–823.
3. **Zolotko A. N., Poletayev N. I., Vovchuk J. I., et al.** Nanoparticles formation by combustion techniques // Gas Phase Nanoparticle Synthesis / C. G. Granqvist, L. B. Kish, W. H. Marlow (Eds). Dordrecht, The Netherlands: Kluwer Academic, 2004. P. 123–156.
4. **Золотко А. Н., Вовчук Я. И., Полетаев Н. И., Флорко А. В., Альтман И. С.** Синтез нанооксидов в двухфазных ламинарных пламенах // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 3. С. 24–33.
5. **Малинин В. И., Коломин Е. И., Антипин И. С.** Воспламенение и горение взорвзвеси алюминия в реакторе высокотемпературного синтеза порошкообразного оксида алюминия // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38, № 5. С. 41–51.
6. **Laritchev M. N., Leipunsky I. O., Pshechenkov P. A., et al.** Study of oxidation of ultra fine particles of aluminum in air, O₂ and CO₂. The possibility of low temperature burning of aluminum nanoparticles // Proc. of Intern. Conf. on Combustion and Detonation. Zel'dovich Memorial II. August 30–September 3 2004, Moscow, Russia. CD version, WS1-9.
7. **Бекстед М. В.** Анализ данных по времени горения частиц алюминия // Физика горения и взрыва. 2005. Т. 41, № 5. С. 55–69.
8. **Гремячкин В. М., Истратов А. Г., Лейпунский О. И.** Модель горения мелких капель металла // Физика горения и взрыва. 1975. Т. 31, № 3. С. 366–373.
9. **Friedman R., Macek A.** Ignition and combustion of aluminum particles in hot ambient gases // Combust. Flame. 1962. V. 6, N 1. P. 9–19.
10. **Bucher P., Yetter R. A., Dryer T. P., et al.** Flame structure measurement of single isolated aluminum particles burning in air // 26th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, PA: The Combustion Inst., 1996. V. 2. P. 1899–1909.
11. **Dreizin E. L.** On the mechanism of asymmetric aluminum particle combustion // Combust. Flame. 1999. V. 117, N 4. P. 841–850.
12. **Полетаев Н. И., Флорко А. В.** Излучательные характеристики пылевого факела алюминия. Конденсированная фаза // Физика горения и взрыва. 2007. Т. 43, № 4. С. 49–58.
13. **Poletayev N. I., Zolotko A. N., Florko A. V., et al.** Combustion synthesis and investigation of metal oxide nanopowders properties // Chemical Engineering — A Key Technology Serving

- Mankind: Proc. of 3rd European Congress of Chemical Engineering, Nuremberg, June 26–28 2001.
14. **Флорко А. В., Козицкий С. В., Писаренко А. Н., Мацко А. М.** Исследование горения одиночных частиц магния при пониженных давлениях // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22, № 2. С. 35–40.
 15. **Кузнецова Л. А., Кузьменко Н. Е., Пластинин Ю. А.** Вероятности оптических переходов двухатомных молекул. М.: Наука, 1980.
 16. **Радциг А. А., Смирнов Б. Н.** Справочник по атомной и молекулярной физике. М.: Атомиздат, 1980.
 17. **Трусов Б. Г.** Астра. Моделирование химических и фазовых равновесий при высоких температурах. М., 1989.
 18. **Гремячкин В. М., Истратов А. Г., Колесников-Свинарев В. И., Лейпунский О. И.** О накоплении окиси алюминия на горячей частице алюминия // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 1. С. 155–156.
 19. **Yuasa S., Zhu Y., Sogo S.** Ignition and combustion of aluminum in oxygen/nitrogen mixture stream // Combust. Flame. 1997. V. 108, N 4. P. 387–396.
 20. **Зайдель А. Н., Островская Г. В., Островский Ю. И.** Техника и практика спектроскопии. М.: Наука, 1976.
 21. **Фриш С. Э.** Спектроскопия газоразрядной плазмы. Л.: Наука, 1970.
 22. **Агеев Н. Д., Горошин С. В., Золотко А. Н. и др.** Скорость стационарного пламени в газовзвесах алюминия // Горение гетерогенных и газовых систем: Материалы IX Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву, 19–24 ноября 1989 г. Черноголовка, 1989. С. 83–85.
 23. **Клячко Л. А., Горошин С. В.** Воспламенение и горение газовзвесей // Инж.-физ. журн. 1988. Т. 54, № 2. С. 330–341.
 24. **NIST Standard Reference Database Number 69, June 2005 Release // NIST Chemistry WebBook.** <http://webbook.nist.gov/chemistry/>.

Поступила в редакцию 7/V 2007 г.
