

лаках объемом более 500 м³ удалось достигнуть видимых скоростей распространения пламени более 100 м/с. При этом установлено, что в больших аэрозольных облаках распыленных углеводородных топлив с близким дисперсным составом видимая скорость распространения пламени возрастает с увеличением молекулярной массы распыленного топлива.

Сравнение динамики подъема возникающего вихревого кольца с результатами расчета [17] показывает, что поведение продуктов сгорания диспергированных топлив в свободной атмосфере может быть классифицировано как случай конвективного свободновосходящего движения от импульсного точечного источника, для которого зависимость $H(t) \sim (Q_0 t^2)^{1/4}$ характерна в равной степени и для всплывания продуктов мощного взрыва [14].

ЛИТЕРАТУРА

1. Розловский А. И. Основы техники взрывобезопасности при работе с горючими газами и парами.— М.: Химия, 1980.
2. Процессы горения/Под ред. Б. Льюиса.— М.: Физматгиз, 1964.
3. А. с. 1072949 СССР, МКИ³ В 05 В 17/00. Аэрозольный генератор/Н. Х. Копыт, А. Н. Мацков и др. БИ, 1984, 6.
4. Исаев О. А. // Фазовые превращения в метастабильных системах.— Свердловск, 1983.
5. Скрипов В. П. Метастабильная жидкость.— М.: Наука, 1972.
6. Тепло- и массообмен. Теплотехнический эксперимент: Справочник/Под ред. В. А. Григорьева и В. М. Зорица.— М.: Энергоиздат, 1982.
7. Нигматулин Б. И., Сопленков К. И., Блинков В. Н. ТВТ, 1987, 25, 4, 726.
8. Справочник по углеводородным топливам и их продуктам сгорания/Под ред. Н. Ф. Дубовика.— М.; Л.: Гостехиздат, 1962.
9. Борисов А. А., Гельфанд Б. Е. и др. ИФЖ, 1984, 40, 1, 64.
10. Мирошиников С. Н. Канд. дис. МФТИ, 1980.
11. Макеев В. И., Гостинцев Ю. А. и др. ФГВ, 1983, 19, 5, 16.
12. Тодес О. М., Гольцикер А. Д., Горбульский Я. Г. Докл. АН СССР, 1972, 205, 5, 1083.
13. Voni A. A., Charman M. et al. Prog. Astr. Aeron., 1978, 58, 373.
14. Онуфриев А. Т. ПМТФ, 1967, 2, 3.
15. Луговцов А. А., Луговцов Б. А., Тарасов В. П. // Динамика сплошной среды.— Новосибирск, 1960.— Вып. 3.
16. Стручаев А. И., Ершов В. А. и др. // Физика аэродисперсных систем.— Киев; Одесса: Вища школа, 1978.— Вып. 18.
17. Гостинцев Ю. А., Суханов Л. А., Солодовник А. Ф. Докл. АН СССР, 1980, 252, 2, 311.

Поступила в редакцию 8/IV 1987,
после доработки — 25/V 1988

УДК 536.46

КОЭФФИЦИЕНТЫ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАССЕЙЯНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ ЧАСТИЦ MgO ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ ГОРЕНИЯ

А. В. Флорко, В. В. Головки, В. Г. Скогарев
(Одесса)

Для корректного описания переноса излучения в горящих аэрозольных системах частиц металлического горючего и выяснения влияния радиации на скорость распространения волны горения необходима информация о сечениях рассеяния и поглощения излучения частицами окиси, имеющими температуру ~3000 К. Расчетный метод получения такой информации, основанный на использовании теории Ми [1], требует знания комплексных показателей преломления, которые определяются для температур, значительно меньших, чем развивающиеся при горении легких металлов [2]. Вместе с тем диэлектрические свойства окислов существенно зависят от температуры [3]. В настоящей работе представлены результаты экспе-

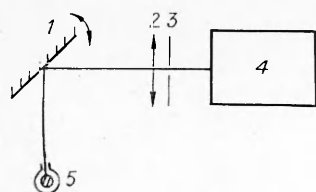


Рис. 1. Блок-схема установки.

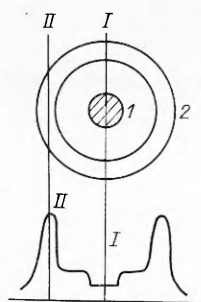


Рис. 2. Радиальное распределение излучения на фиксированной длине волны.

1 — частица ($d = 0,3$ см); 2 — зона конденсации.

риментальных исследований коэффициентов эффективности поглощения Q_a и рассеяния Q_s излучения отдельными конденсированными частицами окиси магния, образующейся при горении.

Величины Q_a и Q_s определяли из радиальных распределений абсолютных интенсивностей лучистых потоков, исходящих из зоны конденсации горящих одиночных частиц магния. Блок-схема установки приведена на рис. 1. Излучение от горячей частицы магния 5 после отражения от зеркала 1 фокусировалось объективом 2 в плоскости входной скрещенной щели скоростного спектрального прибора 4. Зеркало закреплялось на оси электромагнитного устройства и совершало колебания, возбуждаемые генератором пилообразного напряжения. Благодаря этому изображение объекта смещалось в плоскости входной щели, что позволяло регистрировать радиальное распределение интенсивности излучения. Диафрагма 3 служила для улучшения пространственного разрешения и увеличения глубины резкости.

Скоростной спектральный прибор, устройство и принцип действия которого описаны в [4], позволял регистрировать до 100 спектров в секунду в диапазоне длин волн 0,4—1,2 мкм с записью на осциллограф. Осциллограммы фотографировались кинокамерой с частотой 48 кадр/с. Система записи спектров запускалась импульсами синхронизации, формируемыми спектральным прибором. Период колебания зеркала составлял ~ 1 с. За это время регистрировалось до 40 спектров из различных пространственных областей пламени горячей частицы. Пространственное разрешение установки было не хуже 50 мкм и с учетом высокой частоты сканирования спектров позволяло получать надежную информацию о радиальном распределении интенсивности излучения к-фазы на любой длине волны из диапазона 0,4—1,2 мкм. Для проведения абсолютных измерений в качестве эталонного источника использовалась бандлампа СИ-10-300 прецизионной установки УПО-6М2 для поверки пирометров.

На рис. 2 представлено типичное распределение интенсивности излучения на фиксированной длине волны. Увеличение интенсивности излучения I зоны конденсации при смещении из центральной области к периферии связано с изменением толщины излучающего слоя l [5]. В отсутствие поглощения и рассеяния величина I должна быть пропорциональна l , однако, как показали измерения, это не так. Последнее свидетельствует о влиянии процесса рассеяния на интенсивность излучения конденсированной фазы. Что касается поглощения, то, как следует из [2], его вклад в экстинкцию несуществен для рассматриваемой системы. Благодаря специфике радиального распределения величин I зоны конденсации горячей частицы магния можно выделить две пространственные области: $I-I$, где рассеянием можно пренебречь, и $II-II$, где процесс рассеяния и определяет экстинкцию. Это дает возможность по экспериментально полученным значениям соответствующих областей зоны конденсации определить коэффициенты Q_a и Q_s для отдельных частиц окиси магния.

В направлении $I-I$ толщина зоны конденсации $l_1 \approx 5 \cdot 10^{-2}$ см. Для оценки эффективности рассеяния в этой области сравним l_1 с длиной

λ	Q_s	$Q_a \cdot 10^5$
0,5	0,35 (0,5)	10 (0,02)
0,6	0,25	9
0,7	0,20	7
0,8	0,20	7
0,9	0,10	6
1,0	0,08 (0,08)	6 (0,008)

Примечание. В скобках приведены расчетные данные из [2].

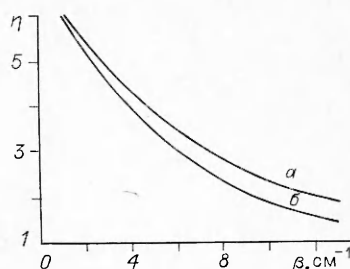


Рис. 3. Зависимость $\eta(\beta)$.

свободного пробега излучения по отношению к рассеянию

$$\lambda_s = 1/Q_s a^2 N \approx 7 \cdot 10^{-2} \text{ см.}$$

Здесь $a = 0,075$ мкм — ребро куба частицы MgO [6]; $N = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ — концентрация частиц [6]; $Q_s = 0,5$ [2]. Таким образом, λ_s превышает l_1 , следовательно, рассеянием в направлении $I-I$ можно пренебречь. В пользу этого свидетельствует и тот простой факт, что частица магнезия при горении достаточно хорошо просматривается сквозь зоны горения и конденсации. Тогда коэффициенты Q_a , которые в соответствии с законом Кирхгофа равны излучательной способности ϵ_λ , можно определять из отношения

$$Q_a = r_\lambda / R_\lambda,$$

где R_λ — спектральная светимость абсолютно черного тела; r_λ — спектральная светимость отдельной частицы MgO. Величина r находилась экспериментально из радиального распределения интенсивности излучения зоны конденсации с учетом соотношения [7]

$$r_\lambda = \frac{2}{3a^2 N l_1} r_{\lambda 1}.$$

Здесь $r_{\lambda 1}$ — поверхностная спектральная светимость в направлении $I-I$. Температура продуктов сгорания определялась из графика зависимости $\ln(r_{\lambda 1} \cdot \lambda^5)$ от $1/T$ и составляла 2750 ± 50 К.

В таблице приведены результаты экспериментов и расчетные значения Q_a , полученные в [2] при комнатной температуре. Расчетные данные отличаются от экспериментальных на 3 порядка. Одной из причин такого расхождения может быть неучет в [2] температурной зависимости мнимой части комплексного показателя преломления для MgO. К сожалению, в литературе отсутствуют данные по величинам мнимой части показателя преломления при температурах, близких к температурам горения. Однако в [8] приведена температурная зависимость электропроводности σ MgO вплоть до $T = 2273$ К. Экстраполяция этих данных в область $T \approx 3000$ К показала, что σ может достигать $\sim 100 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, т. е. частицы окиси при высоких температурах могут проявлять полупроводниковые свойства.

Связь с мнимой частью показателя преломления $m = n + ik$ дается соотношением

$$k = \sigma / 4\pi n \epsilon_0 \nu,$$

где ϵ_0 — электрическая постоянная; ν — частота излучения. В приближении релеевского рассеяния

$$Q_a = 24kn \frac{\pi a}{\lambda} \frac{1}{(n^2 - k^2 + 2)^2 + 4k^2 n^2}.$$

Расчеты показали, что величины Q_a за счет повышения проводимости MgO с температурой увеличиваются практически на 2 порядка. Так, для $\lambda = 1$ мкм $Q_a = 2 \cdot 10^{-3}$, что лишь в 3 раза меньше экспериментально полученного (см. таблицу).

В направлении $II-II$ уже нельзя пренебречь рассеянием, поскольку длина свободного пробега излучения по отношению к этому процессу много меньше толщины излучающего слоя $l_2 \approx 0,6$ см. Для определения Q_s необходимо было установить связь между отношением спектральных светимостей к-фазы в направлениях $II-II$ и $I-I$ $\eta = r_{22}/r_{11}$ с коэффициентом ослабления β . Такая связь дается интегродифференциальным уравнением переноса излучения в дисперсных средах [9], которое решалось при следующих предположениях:

1) в направлении $II-II$ учитывались излучение к-фазы и ослабление лучистого потока за счет рассеяния, усиление его при рассеянии из других областей в направлении $II-II$ не принималось во внимание, поскольку $l_2 \gg l_1$;

2) в направлении $I-I$ расчет проводился для предельных случаев: a — соответствует случаю 1, b — учитывалось увеличение светового потока за счет рассеяния в направлении $I-I$ из других областей зоны конденсации;

3) излучающий слой считался изотермическим и однородным, поглощением излучения в слое пренебрегалось.

В направлении $I-I$ вариантам расчета a и b соответствуют две зависимости величины η от коэффициента ослабления β , которые приведены на рис. 3. Видно, что при малых β результаты расчета близки, что объясняется слабым рассеянием излучения. С ростом β расхождение становится более существенным, однако и не столь значительным, чтобы привести к ошибкам, превышающим погрешности в определении концентрации частиц MgO (относительная ошибка в определении $N \sim 100\%$). Поэтому по измеренным экспериментально значениям η на различных длинах волн определялись средние величины β , полученные из зависимостей рис. 3.

Результаты экспериментов сведены в таблицу, где представлены и данные теоретических расчетов Q_s , полученные в [2]. Как видно, наблюдается удовлетворительное соответствие, если учесть столь значительные ошибки в определении концентрации излучающих частиц. Различие в функциональных зависимостях $Q_s(\lambda)$, очевидно, связано с теми приближениями, которые сделаны при расчете $\eta = f(\beta)$.

Применим полученные значения Q_a и Q_s для оценки толщины ламинарного фронта пламени, распространяющегося по аэрозвеси частиц магния. Для этого воспользуемся соотношением, устанавливающим связь между степенью черноты ε плоского изотермического слоя с его протяженностью L [9]:

$$\varepsilon = \frac{2K}{K + \frac{3}{2} \operatorname{cth}\left(K \frac{\tau_0}{2}\right)}. \quad (1)$$

Здесь $K = \sqrt{3 \frac{Q_a}{Q_a + Q_s}}$; $\tau_0 = L\beta$ — оптическая толщина излучающего слоя.

Величина $\varepsilon = 0,1$ для аэрозвеси горящих частиц магния с концентрацией горячего 200 г/м^3 определена экспериментально по методике [4] на установке, описанной в [10]. Одновременно по кинограммам процесса распространения сферически-симметричного ламинарного пламени по взвеси определена и средняя толщина видимой зоны горения $L \approx 1$ см.

По соотношению (1) и значениям Q_a и Q_s ($\lambda = 0,5 \text{ мкм}$) оценена толщина изотермического слоя, обеспечивающая экспериментально определенное значение степени черноты ε . Расчеты показали, что $L \approx 0,5$ см, что находится в удовлетворительном согласии с экспериментальным результатом. В то же время, если воспользоваться рассчитанными при комнатной температуре значениями Q_a и Q_s в работе [2], величины должны превышать размеры горящего облака.

Таким образом, проведенные исследования показали, что при расчете коэффициентов эффективности рассеяния и поглощения отдельными

частицами окиси магния, образующейся при горении, необходимо учитывать температурную зависимость мнимой части комплексного показателя преломления.

Авторы выражают благодарность Е. Н. Кондратьеву и С. В. Козицкому за полезные обсуждения результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бореи К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами.— М.: Мир, 1986.
2. Plass G. N. Appl. Optics, 1964, 3, 7, 867.
3. Plass G. N. Appl. Optics, 1965, 4, 12, 1616.
4. Белинский Н. И., Козицкий С. В., Флорко А. В. // Физика аэродисперсных систем.— Киев; Одесса, 1985.— Вып. 28.
5. Флорко А. В., Золотко А. Н. и др. ФГВ, 1982, 18, 1, 17.
6. Флорко А. В., Козицкий С. В. и др. ФГВ, 1983, 19, 6, 24.
7. Голубовский Ю. Б. Вестн. ЛГУ, 1967, 10.
8. Физико-химические свойства окислов: Справочник.— М.: Metallургия, 1978.
9. Опсик М. Н. Сложный теплообмен.— М.: Мир, 1976.
10. Шевчук В. Г., Кондратьев Е. Н. и др. ФГВ, 1982, 18, 5, 70.

Поступила в редакцию 6/Х 1987

УДК 614.841.12

ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНОГО ДАВЛЕНИЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ГОРЕНИЯ ВОДОРОДСОДЕРЖАЩИХ СМЕСЕЙ

*Ю. Н. Шебеко, А. Я. Корольченко, С. Г. Цариченко,
В. Ю. Навценя, В. Л. Малкин*

(Балашиха)

Характеристики горения водорода при начальных условиях, близких к нормальным, достаточно хорошо изучены [1—5]. Однако для решения вопросов обеспечения пожаро- и взрывобезопасности технологических процессов необходимо располагать данными по параметрам горения в условиях повышенных давлений p и температур T . Систематических исследований в этой области не проводилось. В [6] изложены результаты определения концентрационных пределов распространения пламени в смеси $\text{H}_2 + \text{O}_2 +$ водяной пар при $T = 293 \div 473$ К и $p \leq 2$ МПа. В [7, 8] изучено влияние начального давления (до 10,0 МПа) на концентрационные пределы смеси $\text{H}_2 + \text{O}_2$ при постоянной начальной температуре T_i .

Результаты исследований нормальной скорости распространения пламени в водородсодержащих газовых смесях при повышенных T_i и p приводятся в [9—12]. В настоящей работе исследовано влияние p и T на нормальную скорость горения S_u стехиометрических водородовоздушных смесей с добавками водяного пара и на нижний концентрационный предел распространения пламени (НКПР) гремучего газа ($2\text{H}_2 + \text{O}_2$) в водяном паре.

Измерение S_u проводили по методу бомбы постоянного объема с использованием сферического реакционного сосуда из нержавеющей стали диаметром 0,2 м. Сосуд размещали в воздушном термостате, позволяющем поддерживать заданную температуру в интервале 293—473 К. Температурная неоднородность по стенкам реакционного сосуда не превышала 15 К. Для проведения эксперимента предварительно нагретый реакционный сосуд вакуумировали до остаточного давления 1 кПа, затем по парциальным давлениям дозировали компоненты исследуемой смеси. После заполнения смесь 10 мин выдерживали для перемешивания. В предварительных опытах установлено, что выдержка смеси более 10 мин не влияет на результаты эксперимента.