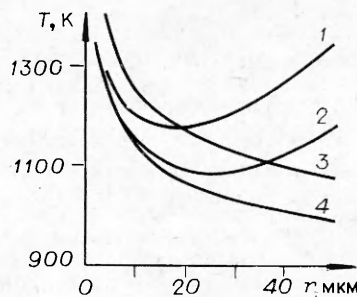


Рис. 2. Зависимость параметров воспламенения от размера частиц.

1 — T_B (расчет по формуле (3));
 2 — T_B (расчет по формуле (4));
 3 — T_s^* ; 4 — T_R^* .



$Nu=2$, $\rho=0,278$ (1273/T) кг/м³. Значения коэффициентов λ и ρ полагались постоянными и соответствовали температуре 1273 К.

На рис. 2 приведен график зависимости T_B от размера частиц, рассчитанный по формуле (4). Там же для сравнения приведены температуры частиц и газа в режиме самовоспламенения, а также результаты численного интегрирования уравнения (3). Характер зависимости объясняется тем, что инертное тепловое запаздывание частиц относительно температуры газа требует большего разогрева газа ($\sim r^2$) по сравнению с температурой самовоспламенения, соответствующей данному размеру частицы.

На рис. 1 приведены рассчитанные по (2) значения B_n для аэрозвесей частиц магния. Как видно из сопоставления экспериментальных и теоретических зависимостей, учет рассмотренных факторов позволяет получить удовлетворительное согласование наблюдаемых значений B_n в различных экспериментальных условиях.

Поступила в редакцию
 27/V 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Ловачев. ФГВ, 1978, 14, 2.
2. В. В. Недин, О. Д. Нейков и др. Взрывоопасность металлических порошков. Киев: Наукова думка, 1971.
3. Е. Н. Кондратьев, В. Г. Шевчук, С. В. Горошин.— В сб.: Физика аэродисперсных систем. Киев — Одесса: Вища школа, 1980.
4. А. Г. Алексеев, Р. А. Барлас и др. Предупреждение внезапных взрывов газодисперсных систем/Под ред. В. В. Недина. Киев: Наукова думка, 1971.
5. G. Jaskell. Z. techn. Phys., 1924, 5, 67.
6. В. Г. Шевчук, Е. Н. Кондратьев и др. ФГВ, 1979, 15, 6.
7. А. Г. Мержанов, Ф. И. Дубовицкий. Усп. химии, 1960, 35, 4.
8. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
9. Г. К. Ежовский, Е. С. Озеров. ФГВ, 1977, 13, 6.

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕРМОФЛУКТУАЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССА ГОРЕНИЯ БАЛЛИСТИЧНОГО ПОРОХА

Ю. С. Иващенко, В. М. Зенченко
 (Красноярск)

В работе [1] описан термошумовой метод измерения температуры поверхности горения баллистичного пороха, позволяющий измерять температуру к-фазы без влияния газовой фазы. Однако возможности этого метода гораздо шире.

1. Применение термошумового (термофлуктуационного) метода основано на использовании известного выражения Найквиста, связывающего величину активного сопротивления R_a среды и уровень теплового шума $e_{ш}^2$ носителей заряда в ней с температурой $T_{ш}$ среды: $e_{ш}^2 = 4kR_a T_{ш} \Delta t$, (1)

где k — постоянная Больцмана; $\overline{e_{\text{ш}}^2}$ — среднее квадратичное значение напряжения ЭДС теплового шума; $R_a = \text{Re } Z$ — действительная часть полного сопротивления Z среды; Δf — полоса частот, в которой усиливается тепловой шум. Из формулы (1) следует, что, усилив и измерив в известной полосе частот Δf мощность теплового шума $\overline{e_{\text{ш}}^2}$, генерируемого сопротивлением R_a , а также измерив саму величину сопротивления R_a , можно определить температуру исследуемой среды.

Разобьем зону горения от поверхности горения вдоль оси пламени x на множество участков (слоев) бесконечно малой толщины dx , обладающих сопротивлением $r(x) = \rho(x) \cdot dx/S$ и емкостью $c(x) = \epsilon_0 \epsilon(x) \cdot S/dx$, где $\rho(x)$ — удельное сопротивление; $\epsilon(x)$ — диэлектрическая проницаемость; ϵ_0 — проницаемость вакуума; S — площадь поперечного сечения слоя. Тогда для комплексного сопротивления dz элементарного участка имеем

$$dz = \frac{r(x) - j\omega r^2(x)c(x)}{1 + \omega^2 c^2(x)r^2(x)}, \quad (2)$$

где действительная (активная) часть сопротивления

$$\text{Re } dz = \frac{r(x)}{1 + \omega^2 c^2(x)r^2(x)}. \quad (3)$$

Выражая $r(x)$ и $c(x)$ через электрофизические характеристики среды, запишем (3) в виде

$$\text{Re } dz = \frac{1}{S} \frac{\rho(x)}{1 + \omega^2 \epsilon_0^2 \epsilon^2(x) \rho^2(x)}. \quad (4)$$

Задавая температуру среды в виде $T = T(x)$ для элементарного участка в соответствии с выражением Найквиста, найдем значение мощности теплового шума в единичном интервале частот

$$\overline{e_{\text{ш}}^2} = 4kT(x) \text{Re } dz. \quad (5)$$

Суммарное активное сопротивление всех участков зоны горения

$$\text{Re } Z = \frac{1}{S} \int_0^x \frac{\rho(x)}{1 + \omega^2 \epsilon_0^2 \epsilon^2(x) \rho^2(x)} dx. \quad (6)$$

Тогда для суммарной шумовой ЭДС можно записать

$$\overline{e_{\text{ш}}^2} = 4k \frac{1}{S} \int_0^x \frac{T(x) \rho(x)}{1 + \omega^2 \epsilon_0^2 \epsilon^2(x) \rho^2(x)} dx. \quad (7)$$

Из соотношений (1), (6) и (7) найдем шумовую температуру среды

$$T_{\text{ш}} = \frac{\overline{e_{\text{ш}}^2}}{4k \text{Re } Z} = \frac{\int_0^x T(x) \Phi(x) dx}{\int_0^x \Phi(x) dx}, \quad (8)$$

где

$$\Phi(x) = \frac{\rho(x)}{1 + \omega^2 \epsilon_0^2 \epsilon^2(x) \rho^2(x)}. \quad (9)$$

Из выражений (8) и (9) видно, что вклады различных участков зоны горения в величину $T_{\text{ш}}$ будут различны. Наибольший вклад дают участки, для которых функция $\Phi(x)$ максимальна.

Условие максимума функций $\Phi(x)$ имеет вид

$$\rho_0 = 1/\omega \epsilon_0 \epsilon. \quad (10)$$

Таким образом, участки, обладающие удельным сопротивлением $\rho \ll 1/\omega \epsilon_0 \epsilon$ и $\rho \gg 1/\omega \epsilon_0 \epsilon$, будут давать незначительный вклад в измеряемую температуру. Следо-

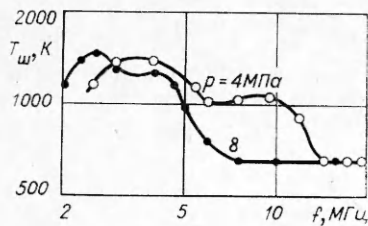


Рис. 1.

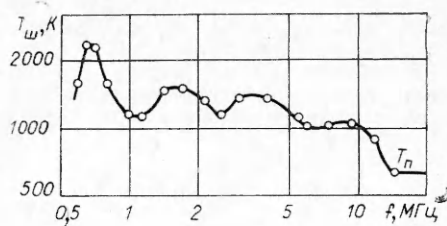


Рис. 2.

вательно, изменяя частоту $\omega = 2\pi f$ усилителя шума, можно получать информацию о температуре различных участков пламени, отличающихся удельным сопротивлением ρ , поскольку для газовой фазы $\varepsilon = 1$. При повышении частоты f будут последовательно «просвечиваться» участки пламени со все возрастающей электропроводностью (концентрацией электронов) и наоборот.

Переходя к удельной электропроводности и учитывая константы, получим

$$\sigma_0 = 0,56 \cdot 10^{-10} f, \quad (11)$$

где f — частота, Гц. Так, например, на частоте 10 МГц максимальный вклад в измеряемую температуру будут давать участки пламени с электропроводностью $\sigma_0 \approx 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$. Особенности функции $\Phi(x)$ позволяют измерять как распределение температуры по частоте (электропроводности), так и определять максимальную температуру в каждой зоне пламени. Экспериментально установлено [2], что частотная зависимость шумовой температуры углеводородного пламени вследствие явления химиионизации имеет колоколообразную форму. При этом максимум кривой соответствует максимальной температуре пламени в данной области.

При наличии нескольких слоев пламени с разными температурами распределение $T_w(f)$ будет в виде нескольких колоколообразных кривых, причем наиболее высокочастотная из них будет ближе к поверхности горения, поскольку характеризуется наиболее высокой электропроводностью (концентрацией электронов) и соответствует наиболее реакционноспособным областям пламени [3]. При этом следует отметить, что ТФ-спектроскопия не дает другой возможности пространственного определения положения температурных зон.

В отличие от пламени к-фазы, являясь при высоких температурах полупроводником, экспоненциально увеличивает свою электропроводность с температурой до максимальной. В результате зависимость $T_w(f)$ для к-фазы имеет платообразный характер, что принципиально отличает ее от пламени [2].

2. Исследовалась частотная зависимость температуры зоны горения баллистического пороха Н. Использовался метод измерения, описанный в работе [1]. Измерения шумовой температуры производились в диапазоне 0,5–30 МГц с помощью перестраиваемого селективного усилителя с полосой 10 кГц. Испытывались образцы прямоугольного сечения размером $7 \times 10 \times 100$ мм с напыленными в вакууме на большие грани пленочными электродами из олова. Между ними помещался проводочный электрод диаметром 200 мкм из вольфрама.

На рис. 1 представлены участки частотной зависимости температуры пламени при давлениях 4 и 8 МПа в диапазоне 2–20 МГц. В первом случае у поверхности горения на частоте 9 МГц существует максимум с температурой 1050 К. Второй максимум с температурой 1400 К расположен на частоте 3,5 МГц.

Повышение давления до 8 МПа вызывает сдвиг температурных волн в область низких частот. При этом температура первого пика возрастает до 1250 К, т. е. на 200, а второго остается практически неизменной. Температура поверхности горения при повышении давления существенно не изменяется. Интересно отметить депрессию химической ионизации при повышении давления, что видно из сдвига температурных волн в область более слабых проводимостей. Характерно соответствие температуры вторых максимумов (1400 К) температуре дымогазовой зоны пороха Н, определенной микротермомпарами.

Таким образом, при практически неизменной температуре к-фазы наблюдается возрастание с давлением температуры слоев газа, близко прилегающих к поверхности. Последнее следует из низкой температуры газа ($\sim 800^\circ\text{C}$) и высокой концентрации электронов в нем (10^{11} см^{-3}), что свидетельствует о высокой реакционной способности слоя газа. Величина концентрации электронов определена расчетным путем по электропроводности газа из значения средней частоты первого температурного максимума (11).

На рис. 2 дана частотная зависимость температуры пламени в диапазоне 0,5–20 МГц при давлении 4 МПа. Как видно из рисунка, в газовой фазе горящего пороха Н наблюдается четыре температурных волны с температурами, возраста-

ющими вплоть до максимальной температуры пламени (2400 К), что согласуется с результатами работы [4].

Таким образом, применение термофлуктуационной спектроскопии для исследования горения углеводородных топлив дает возможность получать дополнительную информацию о температурных явлениях в зоне горения.

Поступила в редакцию
24/VI 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. С. Иващенко, В. М. Зенченко. ФГВ, 1979, 15, 1, 19.
2. Ю. С. Иващенко и др. ТВТ, 1976, 14, 6, 1261.
3. Г. С. Аравин, Е. С. Семенов. ФГВ, 1979, 15, 5, 40.
4. Томпсон, С.Ю. РТК, 1971, 9, 1, 187.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ ХИМИЧЕСКОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ ПРИ ГАЗИФИКАЦИИ ПОРИСТОЙ УГЛЕРОДНОЙ ЧАСТИЦЫ

Е. Л. Гольдберг

(Новосибирск)

Наиболее часто для расчета скорости взаимодействия пористых сред с газами употребляется «квазигомогенная модель» [1—4]. В рамках этой модели предполагается, что физические характеристики среды (удельная внутренняя поверхность и эффективный коэффициент диффузии) постоянны по всему объему, т. е. пористая среда считается однородной. Это основное предположение, однако, заведомо не выполняется при взаимодействии пористых сред во внутридиффузионном режиме, где вследствие уноса материала эффективные физические параметры будут изменяться по глубине тонкого внутридиффузионного слоя, представляющего собой плоскую волну химического превращения, распространяющуюся в глубь среды. Задачи подобного рода часто встречаются при горении угольных частиц и прессованных металлов, растворении пористых тел в жидкостях, сублимации пористых тел, выщелачивании и т. д.

В настоящее время остается спорным вопрос, меняет ли унос материала кинетику процесса количественно или же качественно [5—11]. В литературе имеется несколько попыток решить эту задачу [5—10], однако аналитическое выражение скорости процесса так и не получено. Точное аналитическое решение внутридиффузионной задачи для случая горения углеродной частицы в частном случае Лэнгмюр — Хиншельвудовской кинетики дано в [11].

Цель настоящей работы на примере газификации углеродной частицы в общем виде рассчитать квазистационарную скорость распространения волны и скорость взаимодействия частицы с газами во внутридиффузионном режиме с учетом изменения эффективных физических параметров по глубине диффузионного слоя при произвольной кинетике процесса горения.

Если глубина диффузионного слоя значительно меньше характерного размера частицы, то через некоторое время поры на внешней поверхности частицы сольются и граница раздела сред начнет перемещаться с некоторой постоянной скоростью v . После слияния пор на поверхности внутри движущегося тонкого диффузионного слоя установится стационарное распределение концентрации окислителя и плотности выгорающей твердой фазы. Эффективные физические параметры: удельная внутренняя поверхность и коэффициент диффузии будут изменяться по глубине диффузионного слоя. Согласно работам [7, 8], будем считать, что эти величины S и D зависят от координат неявно через плотность материала γ , которая в свою очередь зависит от координаты. Принимаем, что функции $S(\gamma)$ и $D(\gamma)$ известны. Конкретный вид этих функций может быть найден или теоретически, для простейших пористых текстур, или экспериментально [5, 12]. Функции $S(\gamma)$ и $D(\gamma)$ для данной задачи являются аналогами «уравнений состояния».

Для внутридиффузионного режима диффузионную задачу можно считать плоской. Система уравнений для определения плотности $\gamma(x)$ и концентрации окис-