

мированию квазипериодических колебаний. Нелинейность автоколебаний, приводя к существенным изменениям осредненных технологических характеристик процесса по сравнению со стационарными, также может быть использована для улучшения эксплуатационных характеристик топков с дисперсным топливом.

К нетривиальным результатам может привести учет баланса окислителя в системе, который становится важным в диффузионном и диффузионно-кинетическом режимах горения. Помимо выяснения влияния колебаний окислителя на характеристики периодических процессов, весьма актуальна задача об использовании различных способов подачи окислителя в качестве дополнительного средства управления температурным режимом и характеристиками дисперсной фазы в топках.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бувич Ю. А., Королева П. А., Паталуха П. А. ФГВ, 1990, 26, 4.
2. Lundberg P., Rahm Z. Dyn. Atmos. Oceans., 1984, 8, 59.
3. Steinberg G. S., Merzhanov A. G., Steinberg A. S. Modern Geology, 1982, 8, 3, 67.
4. Бувич Ю. А., Мансуров В. В., Паталуха П. А. ТОХТ, 1987, 21, 1, 95.
5. Бувич Ю. А., Мансуров В. В., Паталуха П. А. ИФЖ, 1988, 55, 2, 275.

г. Свердловск

Поступила в редакцию 24/X 1989,
после доработки — 23/1 1990

УДК 662.611.2

В. В. Головки, С. П. Канахин, А. В. Флорко, Н. А. Охрименко

ГОРЕНИЕ КАПЛИ β -АЗИДОЭТАНОЛА ПРИ АТМОСФЕРНОМ И ПОНИЖЕННЫХ ДАВЛЕНИЯХ

В работах [1, 2] исследовано горения β -азидоэтанола (АЭ) в тонких трубках различного диаметра. Показано, что ведущей является реакция термического распада молекул с константой скорости $k = 0,794 \cdot 10^4 \exp(-37800/RT) \text{ с}^{-1}$. Процесс горения, а также предельные условия хорошо описываются тепловой теорией Зельдовича — Франк-Каменецкого [3]. Цель настоящей работы — экспериментальное исследование закономерностей горения капли АЭ в воздухе.

Азидоэтанол получался азидированием этиленхлоргидрина в водной среде с последующей перегонкой полученного продукта под вакуумом [2]. Капля АЭ помещалась на тонком нихромовом подвесе и поджигалась вольфрамовой нитью диаметром 0,01 см, через которую пропускался электрический ток. Для обеспечения надежного зажигания и соблюдения одинаковых начальных условий во всех опытах на нить поджига подавалось одинаковое напряжение 15 В при максимальной силе тока в цепи 0,3 А, а также выдерживалось постоянным расстояние между поверхностью капли и нитью (~0,1 см). Спустя ~0,1 с после подачи напряжения нить перегорала, инициируя тепловое зажигание капли. Максимальное относительное изменение диаметра капли в предвоспламенительный период не превышало 5 %.

Процесс горения регистрировался кинокамерой, снабженной телескопической приставкой, со скоростью до 100 кадр/с. Расположенный за каплей источник света давал возможность теневого определения диаметра, который рассчитывался как среднее геометрическое двух характерных размеров. Это позволяло получать информацию об изменении величины поверхности капли как в процессе зажигания, так и стационарного горения. Для исследования влияния внешнего давления на скорость горения использовалась вакуумная камера с двумя смотровыми

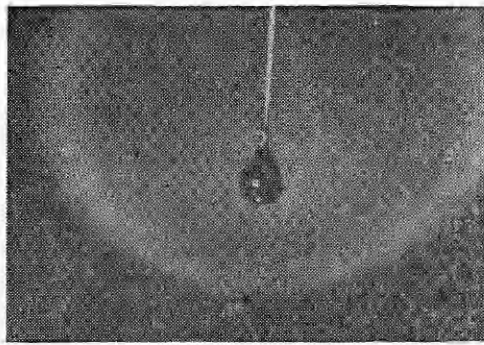


Рис. 1. Горение капли АЭ при атмосферном давлении.

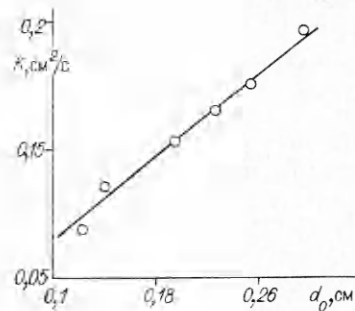


Рис. 2. Зависимость константы горения K от начального диаметра капли d_k ($p = 1$ атм).

окнами. Температура определялась методом обращения спектральных линий натрия, присутствующего в АЭ как примесь, и усреднялась по данным пяти измерений. В экспериментах исследовался также и спектр излучения пламени в диапазоне длин волн 2—7 мкм с помощью сканирующего спектрального прибора, изготовленного на базе ИКС-12.

Качественная картина горения в зависимости от диапазона давлений была различной. Так, в интервале давлений $p = 25 \div 180$ гПа капля газифицировалась практически без видимого пламени с образованием белого дыма с характерным запахом. Лишь при $p = 200$ гПа наблюдалось слабое свечение преимущественно желтого цвета. Дальнейшее повышение давления приводило к тому, что вокруг капли появлялась симметричная зона горения, пространственно удаленная от поверхности капли (рис. 1). Измерения температуры горения в этой зоне при различных давлениях показали довольно слабую зависимость $T_r(p)$, характерную для диффузионного пламени: $T_r = 1400, 1400, 1490, 1510$ и 1530 К при $p = 300, 400, 500, 700$ и 1010 гПа соответственно. Если учесть, что в спектре излучения пламени АЭ наблюдалась интенсивная полоса CO_2 , то, очевидно, видимая зона горения представляла собой вторичное пламя, связанное с догоранием продуктов разложения АЭ за счет кислорода воздуха.

Обратимся теперь к результатам экспериментов по определению скоростей горения. Обработка кинограмм процесса горения капель показала, что во всем исследованном диапазоне давлений поверхность капли S линейно уменьшалась со временем. Поэтому скорость процесса можно характеризовать константой горения $K = dS/dt$. Однако при атмосферном давлении величина K менялась линейно с изменением начального диаметра капли d_k . Зависимость $K(d_k)$ представлена на рис. 2. Тогда массовая скорость горения $\dot{m} \sim r_k^2$, имея в виду очевидную связь

$$K = 2\dot{m}/\rho_k r_k,$$

где ρ_k и r_k — плотность и радиус капли АЭ. Такое поведение K свидетельствует о преимущественном влиянии на процесс горения термического разложения молекул АЭ. Отметим, что для углеводородных горючих, горящих в диффузионном режиме, константа горения практически не зависит от начального размера капли [4].

Эксперименты по влиянию внешнего давления на скорость горения u_k проводились с каплями одинакового размера ($d_k = 0,2$ см). Как показали результаты опытов, можно выделить два диапазона давлений, в пределах которых значения u_k существенно отличаются. В области $p = 25 \div 180$ гПа, когда не образовывалось вторичного пламени, $u_k \sim p^{0,5}$, причем $u_k \leq 7 \cdot 10^{-2}$ г/(см²·с). Соответствующая зависимость представлена на рис. 3. При $p > 200$ гПа возникало вторичное пламя,

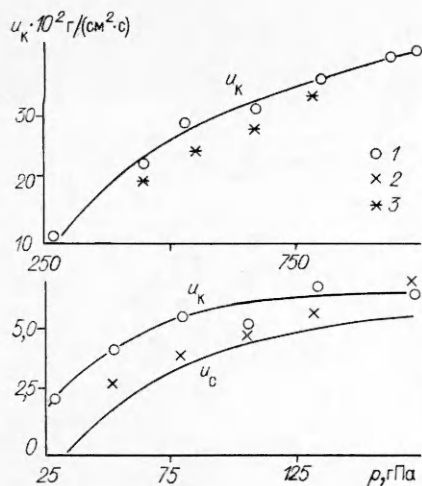


Рис. 3. Зависимость скорости горения u от внешнего давления.

1 — горение капли АЭ; 2, 3 — горение АЭ в трубке диаметром 2,5 и 6 мм.

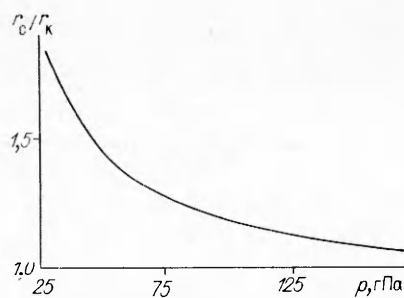


Рис. 4. Зависимость r_c/r_k от внешнего давления.

скорость горения возрастала, достигая $40 \cdot 10^{-2}$ г/(см² · с) при атмосферном давлении (см. рис. 3). Сравнительные эксперименты с теплоизолированными подвесами показали, что скачок скорости горения при образовании вторичного пламени не может быть связан с теплоподводом к капле по подвесу.

Проведем анализ полученных данных на основе их сравнения с результатами расчета по модели горения монотоплив [5, 6]. Согласно [5], при горении капли монотоплива реакция разложения паров протекает на некоторой сферической поверхности, расположенной там, где скорость течения паров равна скорости ламинарного распространения фронта разложения. Решение уравнений теплового и массового баланса для горения капли монотоплива при соответствующих граничных условиях дает выражение, определяющее массовую скорость горения [6]:

$$\frac{\dot{m}}{4\pi r_k \frac{\lambda}{c_p} \ln \left[1 + \frac{c_p}{L} (T_p - T_k) \right]} = \frac{1}{2} [2 + \Gamma + (\Gamma^2 + 4\Gamma)^{1/2}], \quad (1)$$

где λ — теплопроводность газа; c_p — теплоемкость газа; L — удельная теплота испарения; T_p — максимальная температура в зоне разложения; T_k — температура капли.

Безразмерный параметр Γ , зависящий от скорости ламинарного пламени $u_c = \rho_c v_c$, имеет вид

$$\Gamma = \frac{\rho_c v_c r_k}{\lambda / c_p \cdot \ln [1 + c_p / L \cdot (T_p - T_k)]}.$$

Применительно к горению капли АЭ под u_c следует понимать скорость распространения фронта волны разложения, которая может быть вычислена по уравнению Зельдовича — Франк-Каменецкого

$$u_c = \frac{RT_p^2}{E} \sqrt{\frac{2\lambda}{c_p T_p + L} \frac{1}{T_p - T_0} (n+1) \frac{\mu p}{RT_p} k_0 e^{-E/RT_p}}. \quad (2)$$

Оценим прежде всего размер капель АЭ, горение которых может протекать в режиме ламинарного пламени. Для этого воспользуемся соотношениями (1) и (2), полагая $k = 0,794 \cdot 10^{14} \exp(-37800/RT_p)$ с⁻¹, $T_p = 1173$ К [1], $\lambda = 3,6 \cdot 10^{-4}$ кал/(см · с · К), $\mu = 87,1$ г/моль, $c_p = 0,47$ кал/(г · К), $p = 1$ атм, $n = 1$. Расчет показывает, что при $d_k \geq 0,1$ см правая часть выражения (1) ведет себя как Γ . В этом случае $\dot{m} \sim r_k^2$, что и наблюдалось в экспериментах при атмосферном давлении.

Как следует из (1), в процессе выгорания возможен переход от режима ламинарного распространения пламени капле АЭ к режиму диффузионного горения, когда $\dot{m} \sim r_k$. Для капле АЭ такой переход следует ожидать при достижении $d_k \sim 10^{-3}$ см.

Пространственное положение зоны разложения r_s/r_k определяется из закона сохранения полной массы вещества $\dot{m} = 4\pi r^2 \rho v$

$$\left(\frac{r_s}{r_k}\right)^2 = \frac{\dot{m}}{4\pi r_k^2 \rho_c v_c}, \quad (3)$$

или

$$u_k = \left(\frac{r_c}{r_k}\right)^2 u_c.$$

Сферическая симметрия при горении капли приводит к тому, что u_k должна быть несколько выше u_c (см. рис. 3). Значения T_p , использованные в расчете, получены в экспериментах по горению АЭ в трубках по методике [1]: $T_p = 980, 1010, 1060, 1070, 1090$ и 1100 К при $p = 27, 53, 80, 106, 133$ и 186 гПа соответственно. Как видно из рис. 3, $u_k > u_c$ в случае горения капли АЭ и практически совпадает с u_c при горении АЭ в трубке. Такой результат находится в соответствии с (3) и является следствием сферической геометрии горения капли. Выражение (3) дает возможность оценить пространственное положение зоны разложения по экспериментально полученным значениям u_k .

Как показывает расчет, разложение паров АЭ происходит непосредственно вблизи поверхности капли на расстоянии порядка долей миллиметра. Зависимость r_c/r_k от внешнего давления приведена на рис. 4. С увеличением p зона разложения паров АЭ приближается к поверхности капли, поскольку растет скорость распространения фронта разложения u_c .

Резкий рост u_k при $p > 200$ гПа можно объяснить влиянием вторичного пламени. Действительно, присутствие вторичного пламени, имеющего температуру $1400-1500$ К, повышает температуру в зоне разложения. Последнее приводит к увеличению отношения скорости распространения фронта разложения к скорости испарения, ибо первая пропорциональна $\exp(-E/RT)$, а вторая — $\ln[1 + c_p/L \cdot (T_p - T_k)]$. Поэтому зона разложения приближается к поверхности капли, обуславливая резкий скачок скорости горения.

Таким образом, горение крупных капле АЭ протекает в режиме ламинарного распространения волны разложения. Сферическая геометрия процесса приводит к увеличению скорости горения АЭ.

Авторы благодарят В. Г. Шевчука за полезное обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Исаев Б. М., Канахин С. П., Кожух М. С. и др. // Химическая физика процессов горения и взрыва. Кинетика химических реакций.— Черноголовка, 1980.
2. Канахин С. П., Кожух М. С., Кулагин А. П. и др. ФГВ, 1981, 17, 3, 22.
3. Зельдович Я. Б. Теория горения и детонации газов.— М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1944.
4. Кумаган С. Горение.— М.: Химия, 1980.
5. Spalding D. В. ARC Tech. Rept. N 20—176, Current Paper N 447(1959).
6. Вильямс Ф. А. Теория горения.— М.: Наука, 1974.

г. Одесса

Поступила в редакцию 11/VII 1989,
после доработки — 13/XI 1989