

Рис. 5.

пламенения при использовании водотопливных эмульсий следует ожидать только для достаточно крупных капель, что согласуется с опубликованными ранее выводами [7], полученными при длительной эксплуатации целого ряда паровых котлов.

На основании приведенных в настоящей работе данных можно сделать следующие выводы:

- предлагаемый термоакустический способ и используемая методика позволяют непосредственно регистрировать зародыши кипения в водотопливных эмульсиях;
- разработанная модель процессов, происходящих при нагревании капель эмульсии, дает возможность оценивать влияние отдельных факторов на условия образования конкурентной фазы в диспергированной воде;
- температура фазовых переходов вода — пар в эмульсии зависит от объема капель и величины их влагосодержания, при этом в малых каплях вскипание воды происходит по гомогенной схеме зародышеобразования при температурах, соответствующих максимально возможному перегреву воды;
- полученные данные позволили установить взаимосвязь между образованием конкурентной фазы в воде и воспламенением капель;
- показаны значения диаметров капель эмульсии и их влагосодержания, при которых возможно ускорение процесса воспламенения.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Иванов. Топливные эмульсии. М.: Изд-во АН СССР, 1962.
2. О. Н. Лебедев, В. И. Марченко. Тр. НИИВТ. Вып. 114. Новосибирск, 1976.
3. А. Я. Исаков. ФГВ, 1985, 21, 1.
4. Р. Кнэпп, Дж. Дейли, Ф. Хэммит. Кавитация. М.: Мир, 1974.
5. В. П. Скрипов. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1974.
6. А. Ю. Бувенч, Ю. А. Корнеев. ИФЖ, 1976, 31, 4.
7. P. V. Thomson. Marine engineering review, 1979, 4.
8. Л. В. Кулагин, С. С. Охотников. Сжигание тяжелых жидких топлив. М.: Недра, 1967.

Поступила в редакцию 22/VII 1985

О ЗАЖИГАНИИ И ГОРЕНИИ ТОПЛИВА В ПОТОКЕ ИЗЛУЧАЮЩЕГО ГАЗА

И. Г. Ассовский, Э. Г. Закиров, О. И. Лейпунский

(Москва — Казань)

Комбинированный радиационно-конвективный нагрев в потоке горячего газа — наиболее распространенная форма теплообмена при зажигании конденсированного топлива. Поступающее к поверхности топлива тепло обычно разделяют на конвективную и лучистую составляющие, которые в достаточной степени не зависят друг от друга [1]. В случае непрозрачного топлива, теплопередача в котором происходит лишь посредством теплопроводности, лучистая составляющая может быть учтена введением эффективного коэффициента теплообмена. При этом задача, по существу, аналогична зажиганию при конвективном нагреве, подробно исследованному в [2].

Принципиальное отличие возникает при рассмотрении полупрозрачного топлива, разогрев которого наряду с теплопроводностью осуществляется за счет объемного поглощения лучистой энергии. Появление в

задаче нового пространственного масштаба (глубины поглощения излучения в веществе) приводит к специфическим эффектам как на стадии зажигания, так и на стадии установления стационарного режима горения топлива.

В настоящей работе теоретическое исследование отмеченных эффектов проведено на примере зажигания газифицирующегося двухосновного топлива. Задача рассмотрена в рамках модели [3], объединяющей представления тепловой теории зажигания [2] и феноменологической теории нестационарного горения при облучении [4].

Система уравнений, описывающая изменение температуры $T(x, t)$ топлива в процессе зажигания и последующего горения, имеет вид [3]

$$T'_t - uT'_x = aT''_{xx} + q\sigma\rho^{-1}c^{-1}e^{-\sigma x} + F(T), \quad \begin{matrix} 0 \leq x < \infty, \\ t \geq 0; \end{matrix} \quad (1)$$

$$T(x, 0) = T(\infty, t) = T_0; \quad (2)$$

$$0 \leq t \leq t_3, \quad u = 0, \quad F = Qk_0c^{-1} \exp(-E_1/RT), \quad \lambda f = -\alpha(T_r - T_s); \quad (3)$$

$$t > t_3, \quad F = 0, \quad u(t) = u^0(p, T_s + af/u), \quad (4)$$

$$T_s(t) = T_s^0(p, T_s + af/u), \quad f = T'_x(0, t), \quad T_s = T(0, t), \quad a = \lambda/\rho c,$$

где момент перехода от механизма начального термического разложения к механизму горения — момент зажигания t_3 — определяется по условию [3]

$$(2\lambda\rho Qk_0RT_s^2E_1^{-1} \exp(-E_1/RT_s))^{1/2} \geq -K\lambda T'_x(x_R, t). \quad (5)$$

Здесь ρ, c, λ — плотность, теплоемкость и теплопроводность топлива; q — поглощенный поток лучистой энергии; σ — показатель прозрачности; Q, k_0, E_1 — константы скорости тепловыделения начальной стадии реакции термического разложения топлива; α — коэффициент теплоотдачи газа, температура которого T_r ; x_R — ширина зоны реакции; глубина, на которой скорость реакции уменьшается в e раз по сравнению с максимальной $F(T_s)$ [5]; $K \cong 1, 2$ — константа условия зажигания [3].

В расчетах использовались зависимости (4) в виде

$$u^0 = Bp^v \exp \beta (T_0 - T'_0), \quad u = u_1 \exp(-E_2/2RT_s). \quad (6)$$

Особенность задачи (1)–(5) состоит в наличии нескольких масштабов изменения температуры в пространстве и во времени. Топливо благодаря теплопроводности прогревается за время t_3 на глубину, масштаб которой $l_a = (at_3)^{1/2}$. Лучистая составляющая обеспечивает прогрев на глубину l_q , масштаб которой не зависит от времени $l_q = \sigma^{-1}$. Тепловыделение от химической реакции обуславливает существование характерного масштаба реакционной зоны $l_R = (aRT_s^2/E_1F(T_s))^{1/2}$. С началом горения появляется дополнительный масштаб $l_u = a/u^0$. Соотношение перечисленных величин определяет выбор основного пространственного масштаба распределения температуры.

Так, при достаточно больших временах зажигания (характерных для малых тепловых потоков), когда $(at_3)^{1/2} \gg \sigma^{-1}$, распределение температуры в веществе определяется главным образом температуропроводностью. В этом случае влияние параметра σ на время зажигания пренебрежимо мало (рис. 1)¹ и топливо можно рассматривать как непрозрачное ($\sigma = \infty$). При этом граничное условие (3) необходимо заменить на $-\lambda f = \alpha(T_r - T_s) + q$.

В общем случае, когда лучистая составляющая сравнима или превосходит по величине конвективную, для удовлетворения граничному условию при $x = \infty$ следует в качестве основного масштаба глубины про-

¹ В исходных данных для рис. 1–10 $T_0 = 293$ К, для рис. 4–10 $p = 2$ МПа, для рис. 5–10 $\beta = 0,002$ К⁻¹.

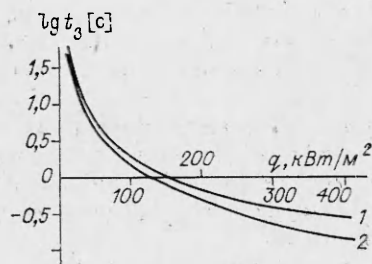


Рис. 1. Влияние коэффициента прозрачности σ на время зажигания; $\alpha = 0$.
 σ , см^{-1} : 1 — 115, 2 — 1000.

гретого слоя l_3 выбрать максимальный из перечисленных. Вместе с тем масштаб зоны химической реакции значительно меньше остальных, когда тепловыделение реакции становится сопоставимо с внешним нагревом. Поэтому для обеспечения высокой точности численного решения необходимо иметь достаточно мелкий шаг в зоне реакции. Это особенно важно при расчете критических режимов зажигания. Выполнение указанных двух требований возможно с помощью преобразования координаты x [5]:

$$y = 1 - \exp(-\xi x/l_3).$$

Такое преобразование переводит расчетную полуплоскость в конечный отрезок, экспоненциально растягивая приповерхностную зону реакции и прогретый слой, одновременно сжимая область слабого изменения температуры.

Спецификой задачи являются также смена роли характерных масштабов при переходе от зажигания к горению и существенное изменение величины основного масштаба в процессе установления режима горения, например, при пригасании топлива. В таких случаях необходимо изменять как коэффициент преобразования пространства ξ , так и шаг по времени, исходя из новых значений характерных масштабов [5].

Численный счет задачи проводился по неявной разностной схеме. Количество точек на отрезке $0 \leq y \leq 1$ и шаг по времени ($\Delta t \sim \Delta y^2$) выбирались исходя из требуемой точности решения и минимума затрат машинного времени. Пространственная сетка, как правило, состояла из 150—200 точек, что обеспечивало точность 1—2%.

Представленные результаты численного исследования соответствуют зажиганию нитроцеллюлозного топлива с параметрами [5]: $\lambda = 0,234 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$, $\rho = 1,57 \cdot 10^3 \text{ кг}/\text{м}^3$, $a = 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$, $E_1 = 150 \text{ кДж}/\text{моль}$, $E_2 = 83 \text{ кДж}/\text{моль}$, $Qk_0 = 10,6 \cdot 10^{24} \text{ Дж}/(\text{м}^3 \cdot \text{с})$, $B = 7,6 \cdot 10^{-10} \text{ м}^3/(\text{с} \cdot \text{Н})$, $u_1 = 11,25 \text{ м}/\text{с}$, $\nu = 1$, $T_r = 2000 \text{ К}$, $T_0 = 288 \text{ К}$.

Рис. 1 и 2 иллюстрируют зависимость времени t_3 от поглощенного светового потока при различных значениях конвективной составляющей и прозрачности топлива. Как видно, зависимость t_3 от лучистой компоненты возрастает вместе с ее относительным вкладом в тепловой поток. Аналогичное влияние α на t_3 незначительно в области относительно малых коэффициентов теплообмена ($\alpha(T_r - T_0) \ll q$) и усиливается по мере роста доли конвективной составляющей.

Расчетные времена зажигания топлива хорошо согласуются с экспериментальными данными [6, 7], полученными при широком варьировании значений лучистой составляющей теплового потока к поверхности топлива (рис. 3).

Условия нагрева в процессе зажигания, как правило, отличаются от таковых в стационарной волне горения, поэтому распределение темпера-

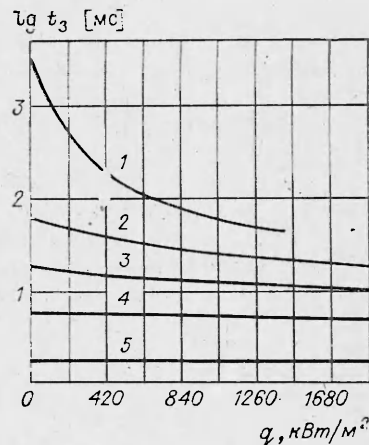


Рис. 2. Времена зажигания в зависимости от конвективной и лучистой составляющих теплового потока; $T_r = 2000 \text{ К}$, $\sigma = 115 \text{ см}^{-1}$.
 $\alpha/42$, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$: 1 — 1, 2 — 10, 3 — 20, 4 — 40, 5 — 80.

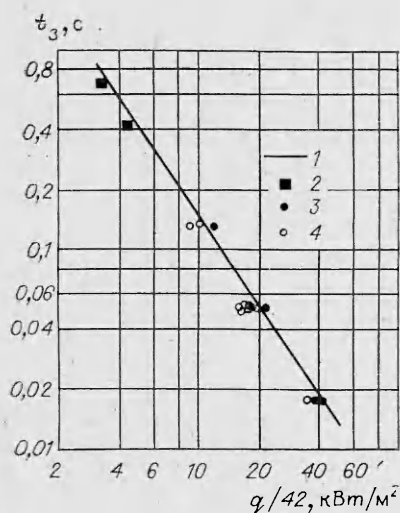


Рис. 3. Зависимость $t_3(q)$; $\alpha = 0$, $\sigma = 500 \text{ см}^{-1}$.

1 — расчет; эксперимент: 2 — [6], 3 — зажигание при $t_q > t_3$, 4 — отказ ($t_q < t_3$) [7].

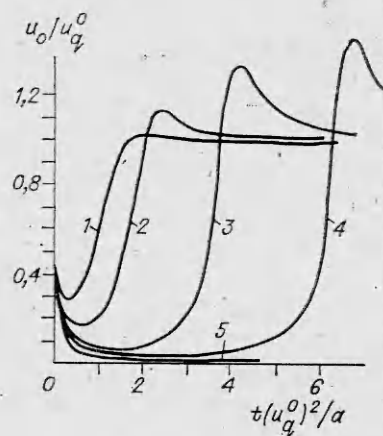


Рис. 4. Изменение скорости горения после зажигания интенсивным потоком тепла; $\beta = 0,005 \text{ К}^{-1}$, $\alpha = 2,1 \text{ кВт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

q , кВт/м²: 1 — 480, 2 — 420, 3, 4 — 210, 5 — 0; σ , см⁻¹: 1 — 3, 5 — 1000, 4 — 200; t_3 , мс: 3 — 2,6, 5 — 3,9; t^0 , мс: 3 — 10, 5 — 13,3.

туры в топливе к моменту зажигания может значительно отличаться от стационарного. В результате требуется достаточно продолжительный период времени для установления стационарного режима горения [2, 3, 8]. Характер изменения скорости горения в течение периода установления определяется главным образом глубиной прогрева топлива к моменту зажигания l_3 , температурой зажигания $T_3 = T_s(t_3)$ и их отличием от стационарных значений $l^0 = a/u_q^0$, $T_s^0 = T_s^0(u_q^0)$, определяемых законом горения (6) [4]:

$$u_q^0 = u^0(p, T_0 + q/\rho c u_q^0).$$

Например, в условиях кондуктивного или конвективного нагрева, когда l_3 и $T_3 - T_s(l_3)$ однозначно определяются временем зажигания, по величине l_3 можно судить о характере изменения скорости горения. Так, при больших временах $t_3 > t^0 = a/(u^0)^2$ глубокий прогрев топлива ($l_3/l^0 > 1$, $T_3 < T_s^0$) приводит к ускоренному горению [3, 5], что наблюдается в эксперименте [9]. При $t_3 < t^0$ и соответственно недостаточном прогреве ($l_3/l^0 < 1$, $T_3 > T_s^0$) горение может сопровождаться пригасанием, вызванным ослаблением конвективного потока и быстрым выгоранием прогретого слоя [2, 3, 5].

В случае радиационно-конвективного нагрева время зажигания не определяет однозначно глубину прогрева. Однако соотношения l_3 и l^0 , T_3 и T_s^0 по-прежнему определяют процесс установления стационарного режима горения. Малая глубина прогрева ($l_3 \ll l^0$) вызывает пригасание топлива после выгорания прогретого слоя (рис. 4). При этом время пригасания существенно зависит от величины лучистой составляющей. Примечательно, что в случае сильного поглощения излучения ($\sigma = 1000 \text{ см}^{-1}$) наличие даже малого по величине светового потока резко уменьшает время пригасания. Такой результат согласуется с усилением зависимости $t_3(q)$ при возрастании коэффициента поглощения излучения σ (см. рис. 1). В результате повышается устойчивость зажигания конвективным потоком тепла.

Поскольку в реальных условиях всегда определенная доля тепла передается излучением, то для устойчивости воспламенения топлива следует уменьшать его прозрачность (см. рис. 4, 3, 4). Эффект пригасания связан с резким уменьшением конвективной составляющей теплового потока после зажигания топлива. Аналогичная картина имеет место при зажигании импульсным потоком тепла [6, 10, 11]. Более продолжитель-

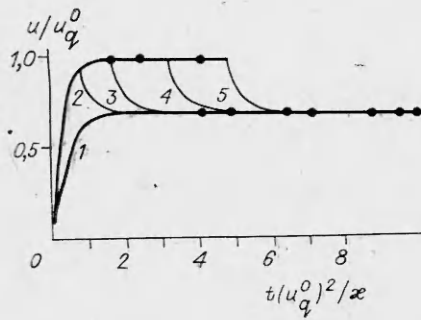


Рис. 5. Устойчивый выход на стационарный режим горения при зажигании световыми импульсами различной длительности t_q : $q = 1674$ кВт/м², $\beta = 0,002$ К⁻¹, $\alpha = 0$, $\sigma = 500$ см⁻¹, $t_3 = 18$ мс.
1 - 5: $t_3 = t_{q1} < t_{q2} < t_{q3} < t_{q4} < t_{q5}$.

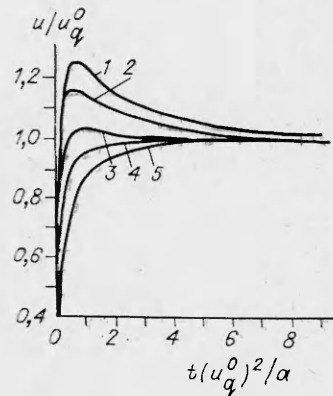


Рис. 6. Изменение скорости горения после зажигания непрерывным световым потоком; $\sigma = 600$ см⁻¹, $\alpha = 0$.
 q , Вт/см²: 1 - 42, 2 - 84, 3 - 210, 4 - 420, 5 - 840.

ное действие лучистой составляющей по сравнению с конвективной ослабляет проявление эффекта. Отметим также, что период пригорания сменяется периодом ускоренного горения, причем чем продолжительней пригорание, тем выше подъем нестационарной скорости горения (см. рис. 4). Подобный характер изменения скорости горения отмечается при гашении топлива сбросом давления [12].

Возможность пригорания и его длительность существенно зависят от давления и коэффициента температурной чувствительности скорости горения. При достаточно малом коэффициенте β прерывание внешнего облучения ($q = 0$, $t > t_q$) вызывает плавный переход на новый стационарный режим с меньшей скоростью горения независимо от времени передержки ($t_q - t_3$) (рис. 5) [11]. Вместе с тем даже малая передержка светового воздействия ($t_q > t_3$) приводит к значительному ускорению горения в начальный период по сравнению со стационарным значением u^0 (p , T_0).

На рис. 6 представлены результаты расчета скорости горения топлива после зажигания при различных значениях светового потока постоянной интенсивности, когда конвективная составляющая пренебрежимо мала по сравнению с лучистой. При малых световых потоках характер

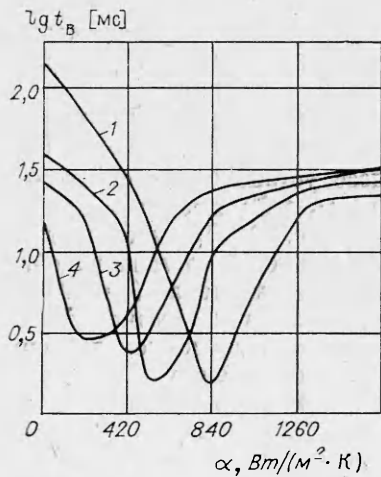


Рис. 7. Время выхода скорости горения на установившийся режим в зависимости от величины конвективной и лучистой составляющих; $\sigma = 115$ см⁻¹.

q , Вт/см²: 1 - 0, 2 - 42, 3 - 84, 4 - 126.

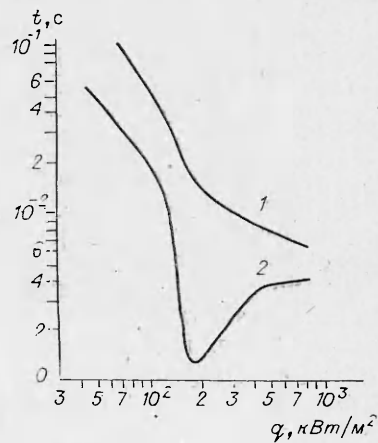


Рис. 8. Влияние светового потока на время установления стационарного режима горения; $\sigma = 600$ см⁻¹.

1 - отсчет от начала нагрева (t_B^+); 2 - отсчет от момента зажигания.

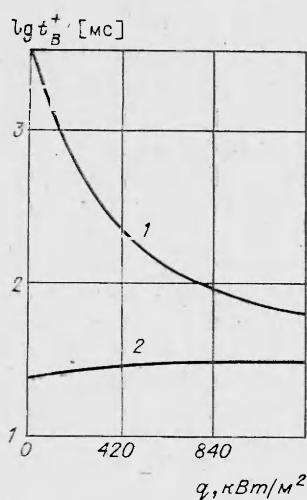


Рис. 9. Диапазон изменения суммарного времени процесса в зависимости от конвективного и лучистого теплообмена; $\sigma = 115 \text{ см}^{-1}$.

$\alpha/10, \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$: 1 — 4,2, 2 — 336.

интенсивного потока приводит к погасанию топлива после зажигания (см. рис. 4), то в случае непрерывающегося воздействия лучистого потока скорость горения монотонно растет (см. рис. 6, 5). Однако увеличение светового потока приводит к уменьшению глубины прогрева к моменту зажигания. В результате увеличивается время установления стационарного режима горения из-за продолжительной перестройки прогретого слоя топлива.

Пригасание, или затянутый выход горения на стационарный режим при интенсивном нагреве, и ускоренное горение при зажигании малыми тепловыми потоками обуславливают существование минимума времени выхода t_B в области умеренных тепловых потоков [2, 8]. На рис. 7 и 8, 2 представлены зависимости времени от интенсивностей конвективного (характеризуемого коэффициентом α) и лучистого тепловых потоков к топливу. За время выхода принимался промежуток времени от момента зажигания до момента, когда $|u(t) - u(\infty)| \leq 0,05 u(\infty)$. Наличие лучистой составляющей сохраняет резкую выраженность минимума. Но минимум t_B смещается с ростом q в область меньших значений α .

Для практики часто представляет интерес время всего процесса — от начала воздействия теплового потока до выхода на стационарный режим горения $t_B^+ = t_B^- + t_3$ и его зависимость от интенсивности нагрева. Значения t_B^+ при различных величинах конвективной и лучистой составляющих представлены на рис. 8, 1, 9 и 10. Рис. 9 и 8, 1 иллюстрируют диапазон изменения полного времени процесса в области типичных значений лучистой составляющей. Изменение q в рассмотренном интервале почти не влияет на t_3 при больших α (см. рис. 2, 4, 5), одновременно несколько увеличивается период установления t_B с ростом q (см. рис. 6), в результате суммарное время процесса изменяется аналогично t_B . При слабом конвективном теплообмене уменьшение q может вызвать увеличение времени процесса установления на 2 порядка по сравнению с минимальным (см. рис. 9). Это связано с быстрым ростом времени зажигания и соответственно глубины прогрева при уменьшении q , что вызывает увеличение t_B . Величина t_B^+ падает с ростом q , несмотря на увеличение $t_B(q)$ после достижения своего минимума. Это обусловлено более сильной зависимостью $t_3(q)$ по сравнению с $t_B(q)$.

На рис. 10 представлены кривые изменения t_B^+ при вариации конвективной составляющей. Полное время имеет минимальное значение

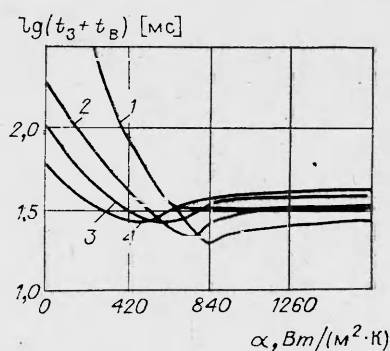


Рис. 10. Суммарное время процесса зажигания и установления горения. Влияние конвективной составляющей теплового потока; $\sigma = 115 \text{ см}^{-1}$.

$q, \text{ Вт}/\text{см}^2$: 1 — 0, 2 — 42, 3 — 84, 4 — 126.

нестационарного горения после зажигания аналогичен изменению скорости горения при зажигании малыми конвективными потоками тепла [5].

Стабилизирующее действие светового потока хорошо прослеживается по кривым скорости горения при больших q . Если снятие

примерно при тех же величинах α_m , что и t_b . Вместе с тем минимум t_b^+ выражен более слабо, что вызвано ослаблением зависимости $t_b^+(\alpha)$ в области больших значений α ($\alpha > \alpha_m$). Такой вид кривой $t_b^+(\alpha)$ объясняется тем, что увеличение $t_b(\alpha)$ компенсируется уменьшением $t_3(\alpha)$. В области относительно слабого теплового воздействия ($\alpha < \alpha_m$) влияние α и q на t_b^+ существенно сильнее, чем на t_b , благодаря зависимости $t_3(\alpha)$.

Таким образом, из полученных результатов следует важный в практическом отношении вывод: интенсификация нагрева топлива по сравнению с оптимальным не приводит к существенному изменению времени всего процесса установления стационарного горения. Однако ослабление нагрева может привести к значительному увеличению длительности процесса, а также росту амплитуды отклонения скорости горения от стационарной величины.

Авторы приносят благодарность В. Н. Вилюнову и Б. Н. Кондрикову за полезное обсуждение и содействие работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, М. А. Ривин, Д. А. Франк-Каменецкий. Импульс реактивной силы. М.: Оборонгиз, 1963.
2. В. И. Вилюнов. Теория зажигания конденсированных веществ. Новосибирск: Наука, 1984.
3. И. Г. Ассовский, З. Г. Закиров, О. И. Лейпунский. Хим. физика, 1985, 4, 10.
4. И. Г. Ассовский, А. Г. Истратов. ПМТФ, 1971, 5, 70.
5. И. Г. Ассовский, З. Г. Закиров, О. И. Лейпунский. ФГВ, 1983, 19, 1, 41.
6. В. Ф. Михеев. Канд. дис. Новосибирск, ИХКИГ СО АН СССР, 1970.
7. Б. И. Кондриков, Т. Дж. Олемиллер, М. Саммерфилд.— В кн.: Вопросы теории взрывчатых веществ. М.: МХТИ, 1974.
8. К. Г. Шкадинский. ФГВ, 1971, 7, 3, 332.
9. В. В. Марченко, О. Я. Романов, Г. Г. Шелухин. ФГВ, 1975, 11, 4, 519.
10. И. Г. Ассовский, О. И. Лейпунский. ФГВ, 1980, 16, 1, 3.
11. И. Г. Ассовский, З. Г. Закиров, О. И. Лейпунский. I Всесоюз. симп. по макрокинетике и химической гидродинамике. Т. I, ч. 1. Черногоровка, 1984.
12. Б. В. Лидский, Б. В. Новожилов, А. Г. Попов. Хим. физика, 1985, 4, 5, 721.

Поступила в редакцию 4/VII 1985,
после доработки — 19/XI 1985

ОСОБЕННОСТИ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ЭПОКСИДНЫХ КОМПОЗИЦИЙ НЕПРЕРЫВНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

С. Г. Бычков, А. В. Десятков, А. А. Бикетов,
Г. И. Ксандопуло, Г. С. Минажаева
(Алма-Ата)

Использование лазера при исследовании нерезонансного взаимодействия оптического излучения с веществом позволяет достичь высоких плотностей подводимой энергии (свыше 10^8 Вт/см²) и, как следствие, скоростей нагрева поверхности до 10^5 К/с [1, 2]. Это определенным образом стимулирует работы по инициированию воспламенения горючих материалов лазерным излучением [3—6]. Однако при инициировании воспламенения полимерных материалов таким способом, особенно терморезистивных, необходима оценка роли коксового остатка, способного выступать в качестве очага воспламенения.

Особый интерес в этом отношении представляет изучение модифицированных огнестойких полимеров с твердофазным действием ингибитора, изменяющего структуру и свойства кокса. С этой целью проведены опыты по воздействию непрерывного лазерного излучения на эпоксидную смолу ЭД-20, которую отвердили метафенилендиамном, содержащую соединения ванадия (V_2O_5 и VCl_3) — эффективные ингибиторы горения.