

ЛИТЕРАТУРА

1. Виллюнов В. Н. Теория зажигания конденсированных веществ.— Новосибирск: Наука, 1984.
2. Техническая энциклопедия: Справочник физических, химических и технологических величин.— М., 1927.— 1931.
3. Краткая химическая энциклопедия.— М.: Советская энциклопедия, 1961—1965.
4. Коздoba Л. А. Методы решения нелинейных задач теплопроводности.— М.: Наука, 1975.

Поступила в редакцию 20/VII 1987,
после доработки — 13/I 1988

УДК 536.46 : 536.33

ОЧАГОВОЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ИЗЛУЧАЮЩЕГО ОПТИЧЕСКИ ПРОЗРАЧНОГО ГАЗА

К. В. Добрего, С. А. Жданок
(Минск)

Задача об очаговом воспламенении — одна из важнейших в теории теплового взрыва. Ее важность обусловлена широким кругом рассматриваемых процессов: тепловой взрыв, инициированный лазерным пробоем, электрической дугой, возгоранием инородных включений ВВ, воспламенение очагов, образовавшихся в результате аварий, и т. д. Данному вопросу посвящено большое количество работ [1—5 и др.]. Однако в известных авторам публикациях не рассматривался радиационный теплообмен, хотя во многих случаях он требует особого анализа. Например, в смеси NO с воздухом при концентрации $[NO] \sim 10\%$ и атмосферном давлении мощность радиационных теплопотерь (без учета перепоглощения) сопоставима с мощностью химического тепловыделения при $T \approx 1600 \div 1900$ К. Упомянутый недостаток имеет объективные причины: во-первых, в большинстве экспериментальных и теоретических работ исследовались твердотельные ВВ, для которых радиационный теплообмен играет существенно меньшую роль, чем для газообразных; во-вторых, описание теплообмена излучением в реальных газах сложно.

В данной работе поставлена задача выяснить влияние лучистых теплопотерь очага на критический параметр $\sigma_{кр}$ и время индукции τ_v теплового взрыва, получить соответствующие формулы и количественные соотношения для наиболее простого случая — воспламенения оптически тонкого очага.

Постановка задачи. Пренебрегая диффузией и выгоранием реагента, процесс очагового воспламенения опишем с помощью уравнения теплового баланса

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla (\lambda \nabla T) + Qz \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) - \operatorname{div} \vec{I}, \quad (1)$$

где z — предэкспонент константы скорости реакции; E и Q — ее энергия активации и тепловой эффект; λ , c_p , ρ — коэффициент теплопроводности, теплоемкость, плотность газа; \vec{I} — поток лучистой энергии.

Необходимо определить критические размеры сферического очага с начальной температурой T_0 , находящегося в массе газа с температурой T_n . Начальные и граничные условия запишутся следующим образом:

$$T(r, 0) = \begin{cases} T_0, & 0 < r < R_0, \\ T_n, & r > R_0, \end{cases} \quad (2)$$

$$\frac{\partial T(0, t)}{\partial r} = \frac{\partial T(\infty, t)}{\partial r} = 0. \quad (3)$$

Построение адекватной модели лучистого теплообмена в неоднородной среде в общем случае наталкивается на значительные трудности.

Рассмотрим оптически тонкий очаг, при этом модель радиационного переноса тепла будет наиболее простой в двух случаях: когда химически и радиационно активный очаг находится в среде инертного газа, не поглощающего излучение, и когда химически активная среда, внутри которой локализуется высокотемпературный очаг, несмотря на свою низкую температуру, слабо поглощает излучение очага (достаточно потребовать, чтобы средний пробег кванта в ней был больше характерного размера очага $l \gg 2R_0$). В этих случаях радиационный теплообмен очага со средой сведется к потерям энергии, зависящим только от его локальной температуры. Основная доля энергии, высвечиваемой неионизованным химически активным газом, приходится на колебательно-вращательные полосы излучения, лежащие в ИК-диапазоне. Температурная зависимость $\text{div } \vec{I}$ в равновесном газе имеет вид

$$\text{div } \vec{I} \sim \sum_i S_i B(\omega_{0i}, T),$$

где $B(\omega_{0i}, T)$ — функция Планка при частоте центра i -й полосы излучения ω_{0i} ; S_i — сила данной полосы. С точки зрения физики процесса теплового взрыва этой зависимостью можно пренебречь, если мощность химического тепловыделения меняется с температурой значительно сильнее. Следовательно, при выполнении $hc\omega_{0i}/E \ll 1$ можно положить

$$\text{div } \vec{I} = \text{div } \vec{I}(T_0). \quad (4)$$

В дальнейшем эти условия считаем выполненными (для большинства газовых горючих веществ).

При переходе к безразмерным переменным выделим в рассматриваемом объеме две существенно различные пространственные области. При $r < R_0$ температура растет за счет интенсивной химической реакции, а в области $r > R_0$ она повышается медленно, в основном за счет теплопроводности среды. Соответственно характерными масштабами внутри очага являются: для температуры — семеновский интервал RT_0^2/E , для времени — период адиабатического воспламенения $\tau_{\text{ад}} = \frac{c_p^0 RT_0^2}{Qz} \exp\left(\frac{E}{RT_0}\right)$, для пространственной координаты — радиус очага R_0 . Во внешней области в качестве характерных выберем масштабы теплопроводности: $T_n = T_0 - T_n$, $t_n = \tau_{\text{ад}}$, $x = \sqrt{\lambda t_n / (c_p \rho)}$. С помощью введенных масштабных параметров выразим условия, позволяющие применить асимптотические методы при решении задачи. Эти же соотношения характерны для типичных режимов очагового воспламенения

$$\frac{R_0}{x_n} = \left[\frac{QEzR_0^2}{\lambda RT_0^2} \exp\left(-\frac{E}{RT_0}\right) \right]^{1/2} = \sqrt{\delta} \gg 1, \quad (5)$$

$$\Theta_0 = \frac{E(T_0 - T_n)}{RT_0^2} \gg 1. \quad (6)$$

Сформулируем задачу (1) — (3) в безразмерном виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial \tau} &= \delta^{-1} \Delta v - \exp\left(-\frac{v}{1 + \beta v}\right) + K\eta(1 - \xi), \\ v(\xi, 0) &= \Theta_0 \eta(\xi - 1), \\ \frac{\partial v(0, \tau)}{\partial \xi} &= \frac{\partial v(\infty, \tau)}{\partial \xi} = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $\eta(x)$ — единичная функция Хевисайда; $v = E(T_0 - T)/RT_0^2$ — безразмерная температура; $K = \frac{\text{div } \vec{I}(T_0)}{c_p^0} \frac{E}{RT_0^2} \tau_{\text{ад}}$; $\tau = t/\tau_{\text{ад}}$; $\xi = r/R_0$.

При $K = 0$ такая постановка в точности соответствует [2, 3].

Аналитическое решение. Для решения сформулированной задачи применим методику, предложенную в [2]. Перейдем к новой функции $\Phi = v - v_I$, где v_I удовлетворяет «инертной» задаче

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_I}{\partial \tau} &= \delta^{-1} \Delta v_I + K\eta(1 - \xi), \quad v_I(\xi, 0) = \Theta_0 \eta(\xi - 1), \\ \frac{\partial v_I(0, \tau)}{\partial \xi} &= \frac{\partial v_I(\infty, \tau)}{\partial \xi} = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Тогда для $\Phi(\xi, \tau)$ задача формулируется так:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi}{\partial \tau} &= \delta^{-1} \Delta \Phi - \exp \left[-\frac{\Phi + v_I}{1 - \beta(\Phi + v_I)} \right], \\ \frac{\partial \Phi(0, \tau)}{\partial \xi} &= \frac{\partial \Phi(\infty, \tau)}{\partial \xi} = \Phi(\xi, 0) = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

При выполнении (5) и (6) внутри очага с точностью до величин порядка $O(\delta^{-1}, \beta)$ из (9) следует

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \tau} = -\exp[-(\Phi + v_I)]. \quad (10)$$

Решение (10) характеризует температурный режим очага до воспламенения

$$\Phi(\xi, \tau) = \ln \left\{ 1 - \int_0^\tau \exp[-v_I(\xi, t)] dt \right\}. \quad (11)$$

За момент воспламенения очага τ_b примем условие неограниченного возрастания температуры в его центре $\Phi(0, \tau \rightarrow \tau_b) \rightarrow -\infty$. При этом из (11) следует

$$1 = \int_0^{\tau_b} \exp[-v_I(0, t)] dt. \quad (12)$$

Таким образом, нахождение времени воспламенения, а затем и критического радиуса очага целиком оказывается связанным с решением «инертной» задачи (8). Для плоской и сферической геометрии ее решение может быть получено методом преобразований Лапласа. Для сферического очага

$$v_I(0, \tau) = \sqrt{\frac{\delta}{\pi\tau}} \exp\left(-\frac{\delta}{4\tau}\right) \left\{ \Theta_0 - K\tau \right\} + K\tau + \operatorname{erfc}\left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\delta}{\tau}}\right) \left\{ \Theta_0 + \frac{K\delta}{2} - K\tau \right\}. \quad (13)$$

Ввиду соотношения (5) подынтегральное выражение в (12) можно представить в виде асимптотического ряда

$$\exp[-v_I(0, \tau)] = \exp(-K\tau) \left\{ 1 - (\Theta_0 - K\tau) \sqrt{\frac{\delta}{\pi\tau}} \exp\left(-\frac{\delta}{4\tau}\right) \right\} + \dots \quad (14)$$

Пренебрегая величиной $K\tau$ по сравнению с $\delta/(4\tau)$ и оценивая интеграл в (12) по методу Лапласа, приходим к следующему выражению:

$$\frac{1}{K} [1 - \exp(-K\tau_b)] - 1 \cong 4\tau_b^{3/2} \frac{\Theta_0 - K\tau_b}{\sqrt{\pi\delta}} \exp\left(-K\tau_b - \frac{\delta}{4\tau_b}\right). \quad (15)$$

Точность преобразований соответствует точности аналогичных выкладок в [2].

Значения критических параметров τ_b и $\delta_{кр}^0$ найдем из условия существования и единственности решения трансцендентного уравнения (15).

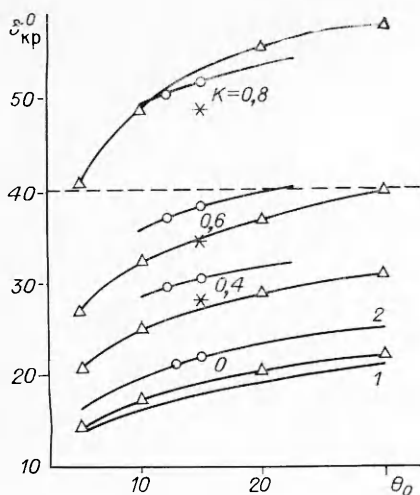


Рис. 1. Зависимость критического параметра $\delta_{кр}^0$ от теплового напора Θ_0 . 1 — расчет [2]; 2 — расчет [3]. Δ — решение (16) для значений $K = 0, 0,4, 0,6, 0,8$; \circ — численное решение задачи (1)–(3) для тех же K ; * — оценка (18); — — — граница приближения оптической прозрачности очага для рассматриваемого примера.

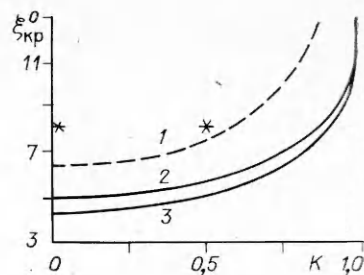


Рис. 2. Зависимость $\xi_{кр}^0(\bar{\lambda})$ при $\Theta_0 = 14,91$.

1 — предел воспламенения (22) при $\Theta_{эфф} = 0$; 2 — сферическая симметрия; 3 — цилиндрическая симметрия очага; точки — тепловой взрыв.

При этом можно получить следующую систему:

$$\tau_v = \frac{1}{K} \ln \frac{1}{1-K} (1 + 4/\delta_{кр}^0), \quad (16)$$

$$\delta_{кр}^0 = 4\tau_v \ln \left[\frac{4(\Theta_0 - K\tau_v)\tau_v^{3/2}K}{\sqrt{\pi\delta_{кр}^0}(1-K - \exp(-K\tau_v))} \right].$$

Отметим, что решение (16) при $K \neq 0$ близко к результатам, полученным по формуле из [2]. Различия связаны с тем, что метод итераций от предельного случая $\Theta_0 \rightarrow \infty$, принятый в [2] для нахождения конечного результата, занижает значение $\delta_{кр}^0$.

Обсуждение результатов. Система (16) решалась методом последовательных итераций. Для оценки точности полученных результатов задача (1)–(3) решена численно. Величины и температурные зависимости физических величин $\lambda, c_p, \text{div} \vec{I}$ брались для смеси NO + воздух с $[\text{NO}] = 20\%$ при условии объемного высвечивания в основной полосе излучения NO (5,3 мкм), без его последующего перепоглощения во внешней среде. Поскольку рассматривается оптически тонкий очаг, существует граница для $\delta_{кр}$, выше которой приводимые формулы некорректны. Об этом следует помнить, переходя к расчетам $\delta_{кр}$ для конкретных систем.

Для рассматриваемого в работе примера границу легко определить, приравняв среднюю длину пробега кванта в центре сильной линии полосы к характерному размеру очага (штриховая линия на рис. 1). Результаты численного счета, приведенные на рис. 1 и 2, показывают, что примененный подход, несмотря на свой приближенный характер, в целом правильно характеризует процесс очагового воспламенения. Предположение о постоянстве $\text{div} \vec{I}$, сделанное при получении аналитических результатов, не вносит существенных погрешностей. Последний вывод подтвердил и сравнительный численный расчет, выполненный для двух случаев реального значения $\text{div} \vec{I}$ и фиксированного при начальной температуре очага. Выявленные при этом расхождения величин $\delta_{кр}$ составляли 1–3%.

В ряде работ отмечалась малая степень влияния химической активности окружающих очаг слоев на процесс его воспламенения [1, 3]. Срав-

Значения критического радиуса и предвзрывного разогрева Θ^* для цилиндрического очага при тепловом напоре $\Theta = 14,91$

K	$\xi_{кр}$	$\delta_{кр}$	Θ^*
0	4,17	17,4	2,4
0,5	5,02	25,2	1,4
0,9	7,71	59,4	0,8
0,99	14,14	200	0,4

нение численных расчетов, проведенных для очага в инертной среде и очага в бесконечной химически активной среде, показало, что при $K \lesssim 0,5$ различия составляют $\sim 3\%$, при $K \sim 1$ они несколько возрастают. Учитывая общий порядок точности теории, формулы, полученные для первого случая, можно использовать и во вто-

ром. Принципиальным при этом остается требование, чтобы окружающая очаг среда не поглощала излучение. Расчетные данные в области изменения $\Theta_0 = 5 \div 30$ аппроксимируются следующей формулой:

$$\delta_{кр}^0 = \xi_{кр}^* \left(\frac{1}{K} \ln \frac{1}{1-K} \right)^{\kappa}, \quad (17)$$

где $\delta_{кр}^*$ — критический параметр воспламенения в отсутствие излучения; $\kappa = (36 + 6K)/(18 + \Theta_0)$.

Полученные результаты относятся к сферическим очагам. В случае их цилиндрической геометрии найти аналитическое решение не удастся. Численно соответствующая задача решалась аналогично решению для сферы. Как видно из таблицы, показатель степени κ сильнее зависит от K , чем при шаровой симметрии очага (см. рис. 2). Соответствующая аппроксимационная формула имеет вид (17), но с коэффициентом $\kappa = (36 + 14K)/(18 + \Theta_0)$. В некоторых случаях может быть полезна и упрощенная аппроксимация

$$\delta_{кр}^0 = \delta_{кр}^* / \sqrt{1-K}, \quad (18)$$

представленная на рис. 1. Поскольку в формулах (17) и (18) в качестве параметра присутствует величина критического параметра воспламенения без выгорания и излучения, приведем выражение, определяющее ее в диапазоне $\Theta_0 = 10 \div 30$:

$$\delta_{кр}^* = 9,7 (\ln \Theta_0)^{0,6}. \quad (19)$$

Аналогичные выражения для очагов сферической и плоской геометрии можно найти в [3, 5].

Выгорание реагента накладывает ограничения на применение всех приведенных формул и рассуждений. В общем случае выгорание приводит к задержке взрыва и увеличению взрывного критического параметра. Оценим влияние выгорания на $\delta_{кр}$. В отличие от самовоспламенения в рассматриваемом случае активированного очага (условия (5) и (6)) время индукции взрыва конечно и может быть оценено следующим образом:

$$\tau_b \cong \frac{1}{K} \ln \frac{1}{1-K} (1 + 4/\delta_{кр}^0). \quad (20)$$

Если реакция имеет порядок m , то при изменении относительной концентрации реагента на ε ее скорость уменьшится на $(1 - \varepsilon)^m \cong 1 - \varepsilon m$. Следуя рассуждениям [1], запишем

$$\delta_{кр} = \delta_{кр}^0 / (1 - \varepsilon m), \quad (21)$$

где $\delta_{кр}^0$ — значение критического параметра для реакции нулевого порядка с учетом радиационных теплопотерь. Введем величину, характеризующую скорость выгорания реагента $\gamma = \tau_{ад}/\tau_p$ (τ_p — характерное время химической реакции). Поскольку

$$\varepsilon \cong \exp(\Theta_{эфф}) \tau_b / \tau_p$$

($\Theta_{эфф}$ — эффективная температура предвзрывного выгорания, которая

при активированной в зоне очага реакции мала), то, используя (20) и (21), получим

$$\delta_{кр} = \frac{\delta_{кр}^0}{1 - \exp(\Theta_{эфф}) \frac{1}{K} \ln \frac{1}{1-K} (1 + 4/\delta_{кр}^0) m\gamma}. \quad (22)$$

Численное решение данной задачи совместно с уравнением баланса массы реагента показало качественную правильность (22).

Заключение. Проведенный анализ показал, что перенос ИК-излучения может существенным образом повлиять на критические параметры очагового теплового взрыва газообразных ВВ. Очевидно, что в реальных системах неоднородность среды существенно усложняет модель радиационного переноса. В частности, в работе не рассмотрены эффекты пленения излучения в окружающих очаг холодных слоях газа. Детальное изучение влияния выгорания, диффузии и радиационного теплообмена — отдельная сложная задача. Тем не менее развитый подход и полученные формулы могут быть полезны для оценки критических условий очагового воспламенения молекулярных реагирующих систем, компоненты которых (NO, NO₂, CO и др.) характеризуются высокой излучательной способностью.

Авторы считают своей приятной обязанностью выразить благодарность В. М. Стрельчене за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопроводность в химической кинетике. — М.: Наука, 1987.
2. Буркина А. Г., Вилюнов В. Н. Асимптотика задач теории горения. — Томск: ТГУ, 1932.
3. Мержанов А. Г., Барзыкин В. В., Гонтковская В. Т. Докл. АН СССР, 1963, 148, 2, 380.
4. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрыв в газе. — М.: Мир, 1968.
5. Грядунев А. Н., Амосов А. П., Бостанджиян С. А. и др. ФГВ, 1982, 18, 4, 35.

Поступила в редакцию 17/VIII 1987,
после доработки — 29/II 1988

УДК 536.46; 536.25 + 532.51

ГОРЕНИЕ БОЛЬШИХ ОБЪЕМОВ ДИСПЕРГИРОВАННЫХ ТОПЛИВ И ЭВОЛЮЦИЯ ИХ ПРОДУКТОВ В СВОБОДНОЙ АТМОСФЕРЕ

*Н. Х. Копыт, А. И. Стручаев, Ю. И. Краснощеков,
Н. К. Рогов, К. Н. Шамшев
(Одесса)*

Исследование распространения пламени по двухфазной системе представляет существенный интерес как для теории горения, так и для техники пожаробезопасности. Так, в химической промышленности широко распространены процессы получения различных полимерных материалов путем жидкофазного окисления нефтяных углеводородов. Эти процессы обычно идут под давлением, существенно превышающим атмосферное, что связано с опасностью выброса значительных количеств нефтепродуктов и образования горючих паро- и капельно-воздушных смесей [1]. Установлено, что по пожароопасности капельно-воздушные смеси близки к гомогенным газовым смесям с равным содержанием горючего.

Аварийные выбросы больших объемов паровых и парокapельных углеводородов, сопровождающиеся их возгоранием, приводят к созданию мощных восходящих конвективных потоков с характерным сульнотурбулизированным движением. Образующееся облако продуктов сгорания при всплывании в поле сил тяжести может приводить к формированию в ат-