

ниям спектра излучения продуктов полного сгорания H_2O и CO_2 , проявляющимся в значительном расширении крыльев полос. Вызвано это тем, что по мере удаления от центра молекулярных полос рост коэффициентов поглощения с увеличением температуры становится все более резким [8, 9, 10]. Это особенно четко видно по длинноволновому крылу полосы $4,3 \text{ мкм } CO_2$ и коротковолновому крылу полосы $2,7 \text{ мкм } H_2O$, менее всего подверженных влиянию продуктов недогорания.

Поступила в редакцию
2/IX 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Горбунов, В. Л. Трусков, И. Л. Христофоров. Изв. вузов, «Авиационная техника», 1967, 4, 100.
2. Л. А. Вулис, Ш. А. Ершиц, Л. П. Ярши. Основы теории газового факела. Л., «Энергия», 1968.
3. Л. А. Гусак, И. Б. Самойлов и др. — В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
4. Р. Н. Пиз. — В сб.: Процессы горения. Под ред. Б. Льюиса, Р. Н. Пиз, Х. С. Тейлора. М., Физматгиз, 1961, с. 162.
5. R. M. Huffaker. J. Quant. Spectr. Rad. Trans, 1968, 8, 1.
6. G. H. Lindquist, F. S. Simmons. J. Quant. Spectr. Rad. Trans., 1972, 12, 5.
7. V. Krakow, H. I. Vabrow. Appl. Opt., 1966, 5, 11.
8. F. S. Simmons. Appl. Opt., 1967, 6, 8.
9. C. V. Ludwig. Appl. Opt., 1971, 10, 5.
10. W. Malkmus. JOSA, 1963, 53, 951.
11. W. Malkmus. JOSA, 1964, 54, 751.
12. М. Б. Ревич, С. С. Дворин и др. Metallургическое топливо. М., «Металлургия», 1965.
13. R. H. Pierson, A. N. Fletcher. Anal. Chem., 1956, 28, 8.
14. А. Г. Блох. Тепловое излучение в котельных установках. Л., «Энергия», 1967.
15. А. Е. Кадышевнич. Измерение температуры плавления. М., Metallургиздат, 1961.
16. М. А. Ельяшевнич. Атомная и молекулярная спектроскопия. М., Физматгиз, 1962.
17. Е. С. Щетников. Физика горения газов. М., «Наука», 1965.

УДК 536.46

КРИТИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ТЕПЛОГО ВЗРЫВА ПРИ ТЕЧЕНИИ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ ПО КАНАЛУ КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ

И. Г. Дик

(Томск)

В работах [1, 2] исследовались критические условия теплового взрыва при течении вязкой реакционноспособной жидкости. Вязкость при этом рассматривалась как причина превращения энергии движения в тепло. Но в случае канала конечной длины от вязкости зависит также время пребывания в нем смеси. Особый интерес этот эффект представляет для вязкого вещества, если учесть экспоненциальную зависимость коэффициента вязкости от температуры. Диссипация энергии ведет к интенсификации разогрева и приближению к условиям теплового взрыва. С другой стороны, разогрев уменьшает вязкость и, следовательно, время пребывания вещества в канале. В [3] этот эффект изучался

в гидродинамическом тепловом взрыве, где выявлена роль указанных нелинейных процессов в явлениях гистерезисного характера типа воспламенение — потухание.

Изучение критических характеристик теплового взрыва с учетом вязкости важно при рассмотрении возможности стационарной работы проточного реактора [4], работающем на вязком веществе, взрывобезопасности различных узлов такого реактора, а также при определении коэффициента вязкости в неизотермических условиях.

В настоящей работе на основе методов, развитых в [1—3], исследуется упрощенная модель теплового равновесия в нульмерной постановке, а это аналог реактора идеального смешения [4]. Вязкость и скорость реакции предполагаются экспоненциальными функциями температуры. Подобно [2, 3], рассматриваются режимы подачи вещества при постоянном перепаде давления и постоянном расходе.

Рассмотрим одномерное течение несжимаемой вязкой жидкости в канале длины L , который будем предполагать либо цилиндром радиуса h , либо щелью шириной $2h$, образованной двумя параллельными пластинами. Коэффициент кинематической вязкости зависит от температуры по закону

$$\nu = \nu_0 e^{A/T} \simeq \nu_0 e^{-A(T-T_0)/T_0^2} \cdot e^{-A/T_0} \quad (1)$$

Последняя форма записи в (1) есть результат разложения экспоненты методом Франк-Каменецкого и справедлива при $(T-T_0)/T_0 \ll 1$. Здесь T — температура жидкости в некоторой точке течения, T_0 — температура окружающей среды.

Движение вещества в стационарном режиме описывается уравнением

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^n \nu \frac{\partial u}{\partial r} \right) = 0, \quad (2)$$

где u — скорость вдоль оси канала x , которая может меняться со временем t и по координате r , перпендикулярной x . Плотность ρ постоянна, а давление p меняется только вдоль x , n — показатель формы канала: при $n=0$ — щель, $n=1$ — цилиндр.

Характер движения, как видно из (1), (2), связан с полем температуры жидкости. Пусть в ней имеется дополнительный источник тепла: экзотермическая реакция (для простоты нулевого порядка), тогда сохранение энергии подчиняется уравнению

$$c\rho u \frac{\partial T}{\partial x} = \lambda \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^n \frac{\partial T}{\partial r} \right) \right] + q_1 + q_2. \quad (3)$$

Кроме общепринятых обозначений теплоемкости c и коэффициента теплопроводности λ , в (3) присутствуют члены: диссипативный q_1 и химический q_2 источники тепла. Вид q_1 зависит от реологии и поля скорости жидкости. Общий вид его приведен в [5]. Здесь будет рассмотрен только случай ньютоновской жидкости

$$q_1 = \rho \nu \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2. \quad (4)$$

Скорость химического выделения тепла запишем в виде

$$q_2 = q k_0 e^{-E/RT} \simeq q k_0 e^{-E/RT_0} e^{E(T-T_0)/RT_0^2}, \quad (5)$$

где R — газовая постоянная; q — тепловой эффект реакции; k_0 — предэкспонент; E — энергия активации.

В (4) вновь использован метод разложения Франк-Каменецкого, т. е. предполагается $E \gg RT_0$. Граничные условия в (2), (3): симметрия

относительно оси x ; $u(h) = 0$; $\alpha(T(h) - T_0) = -\lambda \partial T(h) / \partial r$, где α — эффективный коэффициент теплоотдачи.

Будем рассматривать стационарное, осредненное по всему объему уравнение (3), предполагая при этом, что $Re \gg 1$, $Bl \ll 1$, $Pg \gg 1$. Производя осреднение, приходим к системе алгебраических уравнений, аналогичных приведенным в [3] без учета химических реакций

$$\kappa e^\theta + \omega^2 e^{-\sigma\theta} = \frac{2}{n+1} \omega\theta + B\theta, \quad (6)$$

$$\pi = \omega e^{-\sigma\theta}, \quad (7)$$

где введены следующие обозначения:

$$\theta = \frac{E}{RT^2} (T - T_0); \quad \pi = \frac{p(0) - p(L)}{c\rho} \cdot \frac{E}{RT_0^2}; \quad \omega = \frac{(n+1)^2 (n+3)}{2\pi^n h^{n+3}} \cdot \frac{\rho v_0 QLE}{c\rho RT_0^2}; \quad \sigma = \frac{AR}{E};$$

$$B = \frac{\alpha L^2}{h^3} \cdot \frac{E}{RT_0^2} \cdot \frac{\rho v_0 (n+3)}{(c\rho)^2}; \quad \kappa = \frac{q^{k_0} \exp\left(-\frac{E}{RT_0}\right)}{n+1} \left(\frac{L}{h}\right)^2 \frac{\rho v_0 (n+3)}{\left(\frac{c\rho}{E} RT_0^2\right)^2} \quad (8)$$

(Q — расход жидкости).

Левая часть (6) описывает выделение тепла в ходе химической реакции с безразмерным тепловым эффектом κ и при диссипации механической энергии. В правой части $B\theta$ — отвод тепла в стенки с коэффициентом теплоотдачи B , $\frac{2\omega\theta}{n+1}$ — конвективный унос тепла.

Следует заметить, что модель реактора идеального смешения обычно осуществляется при принудительном перемешивании, когда движение жидкости, а значит, и функцию $q_1(T)$ трудно описать. Но можно ожидать хорошего качественного совпадения результатов расчетов по (6), (7) и с использованием более полной системы дифференциальных уравнений. В частности, это подтвердилось в [3] при изучении течения вязкой жидкости в подобной постановке. С математической точки зрения точность принятой модели связана с точностью осуществленного способа осреднения.

В дальнейшем будем рассматривать два случая: режим с заданным расходом жидкости $\omega = \text{const}$ и режим с заданным перепадом давления $\pi = \text{const}$. В последнем случае расход определяется из (7).

В критических условиях к (6) добавляется уравнение, связывающее вариации параметров в условиях срыва со стационарным режимом. Например, в критической ситуации вариация теплового эффекта κ приведет к большому изменению разогрева θ . Отсюда следует критическое условие

$$d\kappa/d\theta = 0. \quad (9)$$

Из (6) — (8) можно найти связь двух параметров с остальными. Обычно интересуются максимально возможным (критическим) разогревом и максимальной скоростью реакции [6], т. е. нужно найти $\theta_* = f(B, \sigma, n, A)$, $\kappa_* = \varphi(B, \sigma, n, A)$. Параметр A характеризует характер течения. Это может быть расход ω или перепад давления π . Показатель формы канала n не вносит качественных изменений в результат, поэтому рассмотрим только плоский случай $n=0$.

Режим при $\omega = \text{const}$. Система (6) и (9) имеет вид

$$\kappa e^\theta + \omega^2 e^{-\sigma\theta} = (2\omega + B)\theta; \quad \kappa e^\theta - \sigma\omega^2 e^{-\sigma\theta} = 2\omega + B. \quad (10)$$

Функция тепловыделения $\Phi(\theta) = \kappa e^\theta + \omega^2 e^{-\sigma\theta}$ равна при $\theta=0$ значению $\kappa + \omega^2$ и имеет производную в этой точке, равную $\kappa - \sigma\omega^2$. При $\omega^2 \leq \kappa/\sigma$ выделение тепла растет монотонно с ростом θ . Если же расход доста-

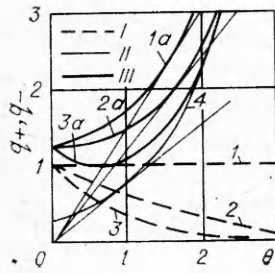


Рис. 1. Диаграмма Семенова.

$I - \omega^2 e^{-\sigma\theta}$; $I - \sigma=0, 2 - \sigma=0,5, 3 - \sigma=1$. $II - \kappa e^\theta$; $III -$ общее тепловыделение: $1a - \sigma=0, 2a - \sigma=0,5, 3a - \sigma=1$.

точно велик, так что $\omega^2 > \kappa/\sigma$, то, начиная от $\theta=0$, функция тепловыделения падает и при $\theta = \frac{1}{1+\sigma} \ln \sigma \omega^2 / \kappa$ достигает $\Phi_{\min} = \kappa \left(\frac{\sigma \omega}{\kappa} \right)^{\frac{1}{1+\sigma}} + \omega^2 \left(\frac{\kappa}{\sigma \omega^2} \right)^{\frac{\sigma}{1+\sigma}}$, а затем монотонно ра-

стет. При $\sigma \neq 0$ и больших θ диссипация энергии незначительна и скорость выделения тепла определяется в основном химическим источником κe^θ . На рис. 1 приведена диаграмма Семенова для различных σ . Поскольку всюду $d^2\Phi/d\theta^2 > 0$, то касание $\Phi(\theta)$ с линейной функцией $(2\omega + B)\theta$, описываемое вторым уравнением (10), единственно. Следовательно, единственные значения имеют θ_* и κ_* (при заданных ω , B и σ).

При $\sigma \gg 1$ диссипированную энергию можно не учитывать: ее вклад в общее тепловыделение мал при не слишком малых θ . Критические условия в этом случае

$$\theta_* = 1; \kappa_* = \frac{1}{e} (2\omega + B). \quad (11)$$

Существенно, что максимально возможное κ_* растет вместе с расходом, а критический разогрев не зависит от ω .

Пусть вязкость не меняется с температурой ($\sigma=0$) и можно пренебречь конвективным уносом вещества ($B \gg \omega$). Уравнения (10), имеющие в данном случае вид

$$\kappa e^\theta + \omega^2 = B\theta; \kappa e^\theta = B,$$

дают

$$\theta_* = 1 + \frac{\omega^2}{B}; \kappa_* = \frac{1}{e} B e^{-\frac{\omega^2}{B}}. \quad (12)$$

Теперь разогрев пропорционален квадрату расхода, а κ_* в отличие от (11) падает с ростом ω . Этот результат справедлив для канала бесконечной длины [2]. Отметим нелинейную зависимость κ_* от B , что качественно отличается от случая непроточного реактора ($\omega=0$). Таким образом, наличие течения вязкой жидкости двояким образом влияет на критические параметры.

Рассмотрим случай с теплоизолированными стенками ($B=0$), считая, что $\sigma=0$. Из (10) получим

$$\theta_* = 1 + \frac{\omega}{2}; \kappa_* = \frac{2\omega}{e} \cdot e^{-\frac{\omega}{2}}. \quad (13)$$

Здесь связь θ_* с ω линейная, а κ_* зависит от расхода немонотонно. При $\omega \ll 1$ функция $\kappa_*(\omega)$ ведет себя подобно (11) (если положить там $B=0$), а при $\omega \gg 1$ падает экспоненциально подобно (12).

Максимальное значение $\kappa_* = 4/e^2$ достигается при $\omega=2$. Критический разогрев для этих условий $\theta_*=2$. Таким образом, при $\kappa > 4/e^2$ нельзя обеспечить стационарный режим ни при каком расходе: при $\omega < 2$ можно пренебречь диссипацией энергии в тепло, но и вынос тепла течением незначителен; при $\omega > 2$ конвективный член достаточно велик, но выделяется много тепла при механическом движении. При $\omega \gg 1$ этот механизм выделения тепла ведущий и для срыва теплового стационарного режима достаточно слабоинтенсивной реакции. При этом $\theta_* \gg 1$ и возможны высокотемпературные стационарные режимы [1, 2].

При конечных B получим, подобно (13),

$$\theta_* = 1 + \frac{\omega^2}{B + 2\omega}; \quad \kappa_* = \frac{1}{e} (B + 2\omega) e^{-\frac{\omega^2}{B + 2\omega}}. \quad (14)$$

θ_* монотонно растет с ω , но с увеличением B фазогрев стремится к единице, т. е. рост максимально возможной температуры связан с дополнительным источником тепла. Как и в (13), зависимость $\kappa_*(\omega)$ имеет максимум ($\kappa_*(0) = B/e$, а $\frac{d\kappa_*(0)}{d\omega} = 2$ и в то же время $\kappa_* \rightarrow 0$ при $\omega \rightarrow \infty$).

Положение и величина максимума сдвигаются. Экстремум будет при $\omega = 1 + \sqrt{1 + B^2/4} - B/2$. При $B \rightarrow \infty$ положение максимума стремится к $\omega = 1$ и величина наибольшего κ_* стремится к

$$\kappa_{*1} = \frac{1}{e} (B + 2) e^{-1/(B+2)}, \quad \theta_* = 1 + \frac{1}{B + 2}.$$

Представляет интерес отношение $\kappa_*(0)$ к κ_{*1} :

$$\frac{\kappa_*(0)}{\kappa_{*1}} = \frac{B}{B + 2} e^{1/(B+2)}.$$

При $B \rightarrow \infty$ оно стремится к 1, т. е. с ростом теплоотдачи в стенки эффект немонотонности $\kappa_*(\omega)$ пропадает и унос тепла течением не играет при этом никакой роли.

В случае $\kappa_* > \kappa_{*1}$ стационарный режим не осуществляется при любом ω . Учет влияния вязкости от температуры произведем сначала при $\sigma \ll 1$ (гиперболический закон [2]). Формулы, аналогичные (14), имеют вид

$$\theta_* = 1 + \frac{\omega^2}{2\omega + B + \sigma\omega^2}; \quad \kappa_* = (B + 2\omega + \sigma\omega^2) \times e^{-\left(1 + \frac{\omega^2}{B + 2\omega + \sigma\omega^2}\right)}. \quad (15)$$

Из (15) можно сделать вывод: влияние температурной зависимости вязкости аналогично наличию дополнительного линейного механизма стока тепла с интенсивностью $\omega^2\sigma$. В действительности, конечно, растет не отвод тепла, а падает диссипация энергии движения.

Влияние σ на критические условия принципиально ясно: с ростом σ увеличивается κ_* , положение максимума сдвигается в сторону больших ω . Например, анализируя (15) при $B = 0$, получим максимальное κ_{*1} и соответствующее ω :

$$\kappa_{*1} = \frac{4}{e^2} (1 + 6\sigma); \quad \omega = 2(1 + 3\sigma). \quad (16)$$

Из (11) видно, что при $\sigma \gg 1$ экстремум функции $\kappa_*(\omega)$ отсутствует, остается только восходящий участок.

При $\sigma = 1$ из (10) получим критическое условие (для $B = 0$):

$$\omega = (\sqrt{1 + \kappa_*} - 1) e^{\sqrt{1 + \kappa_*}}.$$

Отсюда $d\kappa_*/d\omega > 0$ при всех ω .

В условиях чисто конвективного уноса тепла ($B = 0$) из (10) можно получить связи

$$\kappa_* = \frac{4}{(1 + \sigma)^2} (\theta_* - 1)(1 + \sigma\theta_*) e^{(\sigma-1)\theta_*}; \quad \omega = 2 \frac{\theta_* - 1}{1 + \sigma} e^{\sigma\theta_*}. \quad (17)$$

Видно, что при $\sigma \geq 1$ κ_* монотонно растет с увеличением θ_* , а значит, и ω . Анализируя (17), легко найти, что с ростом σ максимум κ_* достигается при $\theta_* \approx 2/1 - \sigma$, если $1 - \sigma \ll 1$. При этом

$$\omega \approx \frac{2}{1 - \sigma} e^{\frac{2\sigma}{1 - \sigma}}; \quad \kappa_{*1} = \frac{4}{e^2} \cdot \frac{1}{(1 - \sigma)^2}. \quad (18)$$

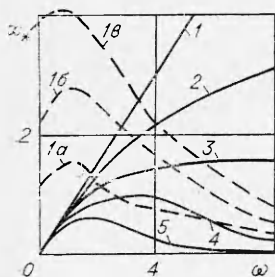


Рис. 2. Кривые изменения $\kappa_*(\omega)$.

1 — $B=0, \sigma=\infty$; 2 — $B=0, \sigma=1$; 3 — $B=0, \sigma=0,5$; 4 — $B=0, \sigma=0,2$; 5 — $B=0, \sigma=0$; 1a — $B=3, \sigma=0$; 1б — $B=6, \sigma=0$; 1в — $B=10, \sigma=0$.

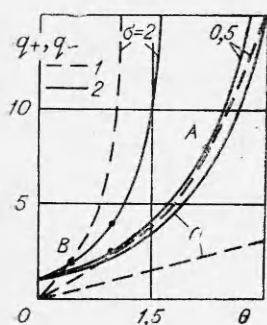


Рис. 3. Диаграмма Семенова.

1 — кривые теплоотвода; 2 — кривые теплоприхода.

личением θ . Диаграмма Семенова (для $B=0$ и различных σ) приведена на рис. 3. Точка A соответствует критическому разогреву θ_* , точка B — стационарному режиму.

Если $\sigma=0$, то $\pi=\omega$ и анализ критических условий не отличается от проведенного, ранее, а значения критических параметров совпадают с (14). Пусть стенки теплоизолированы ($B=0$), и диссипацией можно пренебречь ($\pi \ll 1, \kappa \gg \pi^2$). Условие теплового равновесия в этом случае:

$$\kappa e^{\theta} = 2\pi \theta e^{\sigma \theta}. \quad (20)$$

Из (20), переписанного в виде $\frac{\kappa}{2\pi} e^{\theta(1-\sigma)} = \theta$, видно, что стационарные решения всегда существуют, если $\sigma \geq 1$. При $\sigma \leq 1$ появляются критические условия, которые найдем, используя (9) совместно с (20),

$$\theta_* = \frac{1}{1-\sigma}, \quad \kappa_* = \frac{2\pi}{e^{(1-\sigma)}}. \quad (21)$$

При $\sigma=0, \theta_*=1$, как и в непроточном реакторе. С ростом σ тепловой взрыв происходит при более высоких разогревах, и для него необходима реакция с большим тепловым эффектом. При $\sigma=1$ взрыв невозможен. Отметим, что $\kappa_* \propto \pi$.

Пусть в (19) можно пренебречь конвективными потерями тепла (достаточно длинный канал) $\pi \gg 1; B \gg 2\pi$. Тогда отвод тепла является линейной функцией $B\theta$ и критические условия возможны при любом $\sigma \geq 0$. Эта задача (для куэттового течения) рассмотрена в [2] для $\sigma \leq 1$.

Таким образом, при $\sigma \rightarrow 1$ положение максимума кривой описывается закономерностями (18). Хотя эти зависимости получены при $\sigma \rightarrow 1$, для $\sigma=0$ они совпадают со значениями, полученными ранее. (Ошибка по сравнению с точным значением достигает в (18) при $\sigma=0,1$ 30%, при $\sigma=0,5-5\%$.) Поэтому для оценок можно рекомендовать формулу (18) при любых σ . При $\sigma \leq 0,2$ лучше использовать (16).

Заметим, что в (15) разогрев представляет собой аддитивную величину: значение критического разогрева в неподвижной жидкости ($\theta_* = 1$) и разогрев от механического источника. При $\sigma \ll 1$ последний можно искать из условия $\omega^2(1-\sigma\theta) = (2\omega+B)\theta$. При больших σ аддитивность исчезает [2]. На рис. 2 приведены графики $\kappa_*(\omega)$ при различных параметрах.

Поведение перепада давления в критических условиях можно описать, исходя из (7). При $\sigma \neq 0$ π не монотонно зависит от ω , в чем можно убедиться подставив первое равенство (15) в (7). При малых ω π пропорционально ω , как и в изотермическом случае. При больших ω значение $\pi(\omega)$ убывает, так как с ω растет разогрев и, следовательно, падает сопротивление.

Режим при $\pi = \text{const}$. Расход определяется из (7) и уравнение баланса тепла в стационарном режиме будет

$$\kappa e^{\theta} + \pi^2 e^{\sigma \theta} = 2\pi \theta e^{\sigma \theta} + B\theta. \quad (19)$$

Функция тепловыделения $\kappa e^{\theta} + \pi^2 e^{\sigma \theta}$ в этом случае — всюду растущая функция θ , а конвективный унос тепла $2\pi \theta e^{\sigma \theta}$ нелинейно растёт с увеличением θ .

Из уравнения баланса тепла $\kappa e^{\theta} + \pi^2 e^{\sigma\theta} = B\theta$ и (9) можно получить связь параметров в критических условиях

$$\frac{\kappa_*}{B} = \frac{1 - \sigma\theta_*}{1 - \sigma} e^{-\theta_*}; \quad \frac{\pi^2}{B} = \frac{\theta_* - 1}{1 - \sigma} e^{-\sigma\theta_*}. \quad (22)$$

В [2] из равенств типа (22) (не делалось предположения о малости величины $(T - T_0)/T_0$) рассчитывались зависимости $\kappa_*/B = f\left(\frac{\sigma\pi^2}{B}\right)$ и $\theta_* = f(\sigma\pi^2/B)$, оказавшиеся монотонными: первая падающая, а вторая растущая с увеличением π^2/B . При $\sigma = 0$

$$\theta_* = 1 + \pi^2/B, \quad \kappa_*/B = e^{-(1 - \pi^2/B)}; \quad \text{при } \sigma = 1 \quad \theta_* = 1, \quad \kappa_* = B/e^{-\pi^2}.$$

В последнем случае, если $\pi \geq \sqrt{B/e}$, то теплоотвод через стенки компенсирует лишь приход тепла от диссипации, и тепловой взрыв происходит при любых $\kappa \neq 0$.

Исходя из (22), легко показать, что при любых σ

$$d\kappa_*/d\pi^2 = -e^{(\sigma-1)\theta_*} < 0, \quad (23)$$

а знак $\frac{d\pi^2}{d\theta_*} = \frac{e^{-\sigma\theta_*}}{1 - \sigma} (1 + \sigma - \sigma\theta_*)$ зависит от значения σ .

Как и в [2], заметим, что из (22) вытекают следующие области изменения θ_* : при $\sigma < 1$, $1 \leq \theta_* < 1/\sigma$; при $\sigma > 1$, $\frac{1}{\sigma} \leq \theta_* < 1$. Причем, если $\sigma \neq 1$, имеем для $\theta_* = 1$ $\pi = 0$ и $\kappa_* = B/e$, а для $\theta_* = 1/\sigma$ $\kappa_* = 0$ и $\pi^2 = B/\sigma$. Это означает, что интервал изменения θ_* включает в качестве своих границ условия теплового взрыва при отсутствии течения и условия гидродинамического теплового взрыва. При $\pi \geq \sqrt{B/\sigma}$ тепловой взрыв произойдет при любых $\kappa \neq 0$. В указанных пределах изменения θ_* имеем $\frac{d\pi^2}{d\theta_*} > 0$ при $\sigma < 1$ и $d\pi^2/d\theta_* < 0$ при $\sigma > 1$.

Для гидродинамического теплового взрыва ($\kappa = 0$) критический разогрев $\theta_* = 1/\sigma$. При $\sigma \gg 1$ можно пренебречь зависимостью скорости химической реакции от температуры по сравнению с диссипативной функцией и уравнение баланса записать в виде

$$\kappa + \pi^2 e^{\sigma\theta} = B\theta. \quad (24)$$

Если в (24) положить $\pi = 0$, то стационарное решение будет $\theta = \kappa/B$. Отыскивая критические условия в (24), найдем, что $\theta_* = \frac{\kappa}{B} + \frac{1}{\sigma}$, т. е. это сумма решений в двух указанных предельных режимах. Поскольку $d\kappa_*/d\pi < 0$, то θ_* падает с ростом π . Следует подчеркнуть асимптотический характер (24).

Связь параметров в критических условиях при $\sigma \gg 1$ можно записать в виде

$$\theta_* = \frac{1}{\sigma} \ln \frac{B}{\pi^2 \sigma}; \quad \kappa_* = \frac{B}{\sigma} \ln \frac{B}{\pi^2 \sigma e}.$$

С ростом π θ_* и κ_* падают по логарифмическому закону, что объясняется сменой ведущего механизма тепловыделения, которым является химический источник тепла при $\sigma < 1$, на механический при $\sigma > 1$.

Рассмотрим случай с теплоизолированной стенкой $B = 0$ и произвольным π . Переписав (19) в виде

$$\kappa e^{\theta(1-\sigma)} - 2\pi \left(\theta - \frac{\pi}{2} \right) = 0, \quad (25)$$

получим, что при $\sigma > 1$ стационарные режимы существуют всегда. При $\sigma < 1$ появляются критические условия

$$\theta_* = \frac{\pi}{2} + \frac{1}{1-\sigma}; \quad \kappa_* = \frac{2\pi}{1-\sigma} e^{-\left(1 + \frac{\pi(1-\sigma)}{2}\right)}. \quad (26)$$

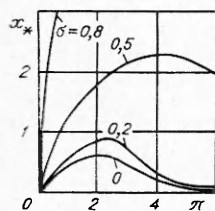


Рис. 4. Кривые изменения κ_* (π), $B=0$.

При $\sigma \rightarrow 1$, $\theta \rightarrow \infty$ и $\kappa_* \rightarrow \infty$ срыв со стационарного режима возможен лишь при очень больших перегревах и больших эффектах реакции.

Равенства (21), (23), (26) показывают роль учета конечной длины канала для изучения закономерностей воспламенения вязкой реакционноспособной жидкости. Если не учитывать диссипации энергии, то $\kappa_* \propto \pi$. Если же не учитывать выноса тепла течением, κ_* падает с ростом π . При учете обоих заявлений получаем немонотонную зависимость $\kappa_*(\pi)$. Из (26) имеем, что κ_* при увеличении π от 0 до $\pi = 2/(1-\sigma)$ растет и, достигнув в этой точке максимума

$$\kappa_{*1} = 4/e^2(1-\sigma)^2, \quad (27)$$

падает. При $\pi < 2/(1-\sigma)$ превалирует унос тепла, а при $\pi > 2/(1-\sigma)$ — диссипация энергии движения в тепло.

Отметим, что, несмотря на совпадение (27) с (18), между ними есть принципиальное различие. Стремление κ_{*1} к бесконечности в (18) при $\sigma \rightarrow 1$ означает лишь вырождение экстремума, а $\kappa_{*1} \rightarrow \infty$ при $\sigma \rightarrow 1$ в (27) означает невозможность теплового взрыва при $\sigma \geq 1$. Вид функций $\kappa_*(\pi)$ приведен на рис. 4.

Не вычисляя значений параметров в общем виде, в случае когда в (19) необходимо сохранить все члены, укажем, что критические явления возможны лишь при $\sigma < 1$. Действительно, рассматривая функцию

$$\Phi_+(\theta) = \kappa e^\theta + \pi^2 e^{\sigma\theta} - 2\pi\theta e^{\sigma\theta}$$

как эффективную функцию тепловыделения (приход тепла от химического и механического источника тепла за вычетом тепла, выносимого течением), видим, что, начиная с $(\kappa + \pi^2) \geq 0$ (при $\theta = 0$), $\Phi_+(\theta)$ при достаточно большом θ примет нулевое значение (см. (25)), если $\sigma > 1$. Значит, кривая $\Phi_+(\theta)$ вместе с осями координат образует замкнутую линию, которую обязательно пересечет прямая $B\theta$, а это и означает существование стационарного решения при $\sigma > 1$. Это, конечно, не исключает возможность появления при некоторых параметрах скачкообразного (но конечного) изменения разогрева, явлений типа зажигания — потухание [3]. Например, при $\sigma = 1$ условия таких явлений можно найти, как и в [3]. Критические температуры будут

$$\theta_{1/2} = \frac{\kappa + \pi^2}{2\pi} \pm \sqrt{\left(\frac{\kappa + \pi^2}{2\pi}\right)^2 - \frac{2(\kappa + \pi^2)}{\pi}},$$

причем плюс соответствует потуханию, минус — зажиганию.

В качестве примера приведем оценки для течения дины — взрывчатого вещества с температурой плавления 55°C , кинетические, теплофизические и механические параметры которой хорошо известны [2,7–9]: $c = 0,38$ кал/(г·град); $\rho = 1,4$ г/см³; $q = 950$ кал/см³; $k_0 = 2,5 \cdot 10^{13}$ с⁻¹; $E = 35 \cdot 10^3$ кал/моль. Температурная зависимость вязкости хорошо аппроксимируется зависимостью $\nu = 9,24 \exp\left(\frac{3,4 \cdot 10^3}{T}\right)$. Выбирая значения $h = 5$ см, $L/h = 5$, $T_0 = 430$ К, получим $\kappa \approx 0,6$. Поскольку в нашем случае $\sigma \approx 0,2$, значение $\kappa_{*1} \approx 0,9$ достигается при $\omega \approx 4$ (в режиме $\omega = \text{const}$), что соответствует расходу $Q = 30$ см³/с. При этих условиях дина не взрывается даже при $\alpha = 0$ (тепло отводится конвективным путем). Если уменьшить расход втрое или увеличить его в полтора раза, то произойдет тепловой взрыв, и причины его существенно различны. В первом случае конвективный унос тепла перестает компенсировать химическое энерговыделение, во втором — дина взорвется из-за возросшего прихода тепла за счет диссипации. Если осуществляется

режим $\pi = \text{const}$, то $\kappa_{*1} = 0,9$ достигается при $\pi = 2,4$ (считаем $\alpha = 0$), соответствующее $p_{(L)} - p_{(0)} \approx 110$ атм. Увеличение или уменьшение перепада давления приведет к взрыву. Критический разогрев при этом $T_* - T_0 \approx 25$ град.

В заключение отметим, что возможные большие разогревы, намного большие характерного семеновского интервала RT_0^2/E , требуют анализа влияния выгорания вещества. По этой же причине возможна дополнительная погрешность результатов в связи с принятым разложением экспонент по методу Д. А. Франк-Каменецкого. Сравнение расчетов по (22) с расчетами более полной системы, проделанными в [2], показывает, что погрешность эта невелика и нигде не меняет качественной картины.

Автор благодарен В. Н. Вилюнову, Л. К. Гусаченко, В. И. Лисичину, А. М. Столину и участникам семинара по макрокинетике ТГУ за плодотворное обсуждение работы.

Поступила в редакцию
26/III 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Бостанджиян, А. Г. Мержанов, Н. М. Пручкина. ПМТФ, 1968, 5.
2. А. М. Столин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1971, 7, 4.
3. А. Г. Мержанов, А. М. Столин. ПМТФ, 1974, 1.
4. Абрамов, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1968, 4, 4.
5. А. Г. Мержанов, А. М. Столин. Докл. АН СССР, 1971, 198, 6.
6. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
7. А. С. Штейнберг, Б. М. Слуцкер, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1970, 6, 4.
8. В. В. Барзыкин, Э. А. Штессель и др. ФГВ, 1971, 7, 2.
9. Э. И. Максимов, Ю. М. Максимов, В. Ф. Чуков. ФГВ, 1971, 7, 2.

УДК 662.215.1266.035/661.937

ВОЗБУЖДЕНИЕ И РАЗВИТИЕ ДЕТОНАЦИИ В ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛАХ, ПРОПИТАННЫХ ЖИДКИМ КИСЛОРОДОМ

А. С. Розовский, В. Ф. Плешаков, Б. А. Иванов
(Балашиха)

1. При контакте жидкого кислорода с некоторыми пористыми материалами (сажа, древесные опилки и др.) могут образоваться взрывчатые вещества — оксиликвиты. Изучение условий образования и механизма возбуждения и развития детонации оксиликвитов актуально для решения вопросов обеспечения безопасности при работе с жидким кислородом, а также для определения перспектив использования оксиликвитов как ВВ для горных разработок.

В [1—3] описываются опыты по определению возможности взрыва материалов, пропитанных жидким кислородом при инициировании от капсуля-детонатора, а также от механического удара [4]. Наличие детонации устанавливалось по степени разрушения сосуда, в котором находился образец. Подробных исследований, подтверждающих, что при