

ние теплопроводящих элементов облегчает транспорт добавки через газовую фазу в высокотемпературную зону, где происходит ее превращение в катализатор.

ИФХИМС  
СО АН СССР,  
Новосибирск

Поступила в редакцию  
7/Х 1975

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Болдырева, Р. П. Митрофанова, В. В. Болдырев. ФГВ, 1976, 12, 4.
2. С. С. Рыбанин, Л. П. Стесик. ФГВ, 1974, 10, 5.
3. В. С. Чиркин. Теплопроводность промышленных материалов. М. «Машиностроение», 1952.
4. W. A. Rosser, S. H. Inamtu, H. Wise. AIAA J., 1966, 4, 663.

### ТЕПЛОМЫ ВЗРЫВ ДВИЖУЩИХСЯ РЕАГИРУЮЩИХ ЖИДКОСТЕЙ С ПЕРЕМЕННОЙ ВЯЗКОСТЬЮ

П. В. Жирков, В. И. Боярченко, С. А. Бостанджиян

В работе [1] в квазистационарной постановке рассматривался тепловой взрыв при течении реакционноспособных жидкостей с вязкостью, зависящей от температуры и глубины превращения вещества. Чтобы удовлетворить условию квазистационарности протекания процесса, рассмотрение было ограничено случаем автокаталитической реакции и довольно узким диапазоном изменения диссипативных параметров. В настоящей работе рассматривается тепловой взрыв при течении жидкостей с переменной вязкостью в нестационарной постановке при любых возможных значениях механических параметров для реакций первого, нулевого порядков и автокаталитической реакции.

Рассмотрим течение реакционноспособной жидкости между двумя бесконечными вращающимися цилиндрами с радиусами  $r_1$  и  $r_2$ . С целью упрощения задачи будем считать распределение температуры по радиусу отсутствующим, что достаточно хорошо выполняется при  $Bi = \alpha r_2 / \lambda \ll 1$ . При невыполнении этого условия можно говорить о некоторой средней по сечению температуре. Нестационарная система уравнений, описывающая процесс, будет иметь вид

$$\rho \cdot \partial \omega / \partial t = 1/r^3 \cdot \partial / \partial r \cdot (\mu(T, \eta) r^3 \cdot \partial \omega / \partial r);$$

$$c \rho \frac{\partial T}{\partial t} = Q k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \varphi(\eta) + \mu \frac{2\pi l}{V} \int_{r_1}^{r_2} \left(r \frac{\partial}{\partial r}\right) r dr - \alpha \frac{S}{V} (T - T_0); \quad (1)$$

$$\partial \eta / \partial t = k_0 \exp(-E/RT) \varphi(\eta).$$

Здесь  $r$  — текущий радиус,  $t$  — время,  $T$  и  $T_0$  — температуры жидкости и окружающей среды,  $\eta$  — глубина превращения,  $\omega$  — угловая скорость,  $\rho$  — плотность жидкости,  $c$  — удельная теплоемкость,  $\alpha$  — эффективный коэффициент теплоотдачи,  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности,  $Q$  — тепловой эффект реакции,  $k_0$  — предэкспонент,  $E$  — энергия активации химической реакции,  $R$  — газовая постоянная,  $S/V$  и  $l/V$  — отношение поверхности и длины элемента реагирующей системы к объему элемента,

$\mu(T, \eta)$  — вязкость жидкости, зависящая от температуры и глубины превращения вещества,  $\varphi(\eta)$  — кинетическая функция.

Будем считать, что внутренний цилиндр неподвижен, а к внешнему приложен постоянный по величине вращающий момент. Отметим, что при такой постановке задачи возможен тепловой взрыв даже при наличии только механических источников тепла (гидродинамический тепловой взрыв) [3].

Для расчетов, как и в работе [1], зависимость вязкости от температуры и глубины превращения примем в виде

$$\mu = \mu_0 \exp[(U/RT) + A\eta].$$

Здесь  $U$  — энергия активации вязкого течения,  $A, \mu_0$  — константы. Большие значения  $A$  соответствуют сильной зависимости вязкости от глубины превращения, малые значения — слабой,  $A=0$  означает независимость  $\mu$  от  $\eta$ .

При  $Pr = c\mu(T_0)/\lambda \gg 1$  процесс с гидродинамической точки зрения протекает квазистационарно [2]. Полагая  $\partial\omega/\partial t = 0$ , можно из системы (1) исключить уравнение гидродинамики. Учитывая, что  $\tau_{r\varphi} = \mu r d\omega/dr$ , из первого уравнения (1) имеем

$$\tau_{r\varphi} = \tau_0 \cdot r_2^2/r^2, \quad (2)$$

где  $\tau_{r\varphi}$  — текущее напряжение сдвига;  $\tau_0$  — заданное напряжение на внешнем цилиндре. Используя соотношение (2), систему (1) можно переписать в безразмерной форме

$$\partial\theta/\partial\tau = \kappa \exp[\theta/(1+\beta\theta)] \cdot \varphi(\eta) + \nu \exp[\sigma\theta/(1+\beta\theta) - A\eta] - \theta, \quad (3)$$

$$\partial\eta/\partial\tau = B \exp[\theta/(1+\beta\theta)] \cdot \varphi(\eta).$$

Здесь

$$\begin{aligned} \theta &= E/RT_0^2 \cdot (T - T_0), \quad \tau = \alpha S/Vc\rho \cdot t, \quad k(T_0) = k_0 \exp(-E/RT_0), \\ \sigma &= U/E, \quad \kappa = QEVk(T_0)/\alpha SRT_0^2, \quad \nu = \tau_0^2 EV/\alpha SRT_0^2 d^2 \mu(T_0), \\ \mu(T_0) &= \mu_0 \exp(U/RT_0), \quad d = r_1/r_2 < 1, \quad B = cQVk(T_0)/\alpha S. \end{aligned}$$

Для цилиндрического зазора  $S/V = 2/(r_2 - r_1)$ . Систему уравнений (3) нужно решать при начальных условиях  $\theta = 0, \eta = 0$  при  $\tau = 0$ .

Кинетическую функцию  $\varphi(\eta)$  для реакций нулевого и первого порядков и автокаталитической реакции можно записать соответственно:

$$\begin{aligned} \text{а) } \varphi(\eta) &= 1 \text{ при } \eta < 1, \quad \varphi(\eta) = 0 \text{ при } \eta = 1, \\ \text{б) } \varphi(\eta) &= 1 - \eta, \\ \text{в) } \varphi(\eta) &= (1 - \eta)(\eta + \eta_0). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь  $\eta_0$  — автокаталитическая константа.

Поскольку диссипативный член уравнения теплового баланса зависит от глубины превращения, то при рассмотрении реакции нулевого порядка необходимо хотя бы косвенно учесть выгорание. С этой целью полагалось, что скорость реакции не зависит от глубины превращения для реакции нулевого порядка при  $\eta < 1$ , а после достижения  $\eta = 1$  химический источник тепла отключался.

Система уравнений (3) решалась численно на ЭВМ при значениях параметров  $\beta = 0,03$ ;  $\sigma = 0,5$ ;  $B = 0,01$ ;  $\eta_0 = 0,01$ . Полученные результаты представлены на рис. 1—6. На рис. 1, 4, 5 и 6 сплошной линией изображены зависимости для реакции нулевого порядка, штриховой — для реакции первого порядка, штрихпунктирной — для автокаталитической реакции.

Наличие дополнительного источника тепла оказывает существенное влияние на протекание теплового взрыва, облегчая воспламенение си-

стемы. Следовательно, критическое значение параметра химического тепловыделения  $\chi$  будет уменьшаться с увеличением параметра диссипативного тепловыделения  $\nu$ , что и наблюдается на рис. 1.

При задании постоянного напряжения (момента) на наружном цилиндре интенсивность тепловыделения механического источника  $\omega_{\text{мех}}$  обратно пропорциональна вязкости и прямо пропорциональна угловой скорости вращения наружного цилиндра  $\omega_0$ . Это нетрудно показать из следующих выражений:

$$\tau_{r\varphi} = \mu r \cdot d\omega/dr, \quad \omega_{\text{мех}} = \mu (r \cdot d\omega/dr)^2 = 1/\mu \cdot (\tau_{r\varphi})^2.$$

Из (2) видно, что при задании напряжения на наружном цилиндре профиль напряжений не зависит от вязкости. Следовательно, при  $\tau_{r\varphi}(r_2) = \text{const}$   $\omega_{\text{мех}} \sim 1/\mu$ . Далее легко показать, что в случае постоянства вязкости по сечению

$$\omega = \frac{\tau_0 r_2^2}{2\mu} \left( \frac{1}{r_2^2} - \frac{1}{r^2} \right), \quad \omega_0 = \frac{\tau_0}{2\mu} \left( \frac{1}{d^2} - 1 \right). \quad (5)$$

Из (5) видно, что при фиксированном  $\tau_0$   $\omega_0 \sim 1/\mu$  и  $\omega_{\text{мех}} \sim \omega_0$ . Таким образом, с увеличением вязкости жидкости вклад механических источников тепла уменьшается, что приводит к увеличению  $\chi_{\text{кр}}$ . Поэтому при постоянном  $\nu$  с ростом  $A$   $\chi_{\text{кр}}$  для данного вида  $\varphi(\eta)$  увеличивается.

Скорость реакции первого порядка и интенсивность тепловыделения меньше, чем скорость и интенсивность тепловыделения реакции нулевого порядка. Следовательно, воспламенение для реакции первого порядка будет происходить при больших значениях  $\chi$  и кривые  $\chi_{\text{кр}}(\nu)$  лежат выше соответствующих кривых для реакции нулевого порядка. При  $A=0$  для реакции нулевого порядка можно получить как частный случай результаты работы [6].

Для каждого вида реакции кривые  $\chi_{\text{кр}}(\nu)$  выходят из одной точки оси ординат, что соответствует случаю неподвижной массы. В неподвижной массе диссипация энергии отсутствует и значение  $A$  не

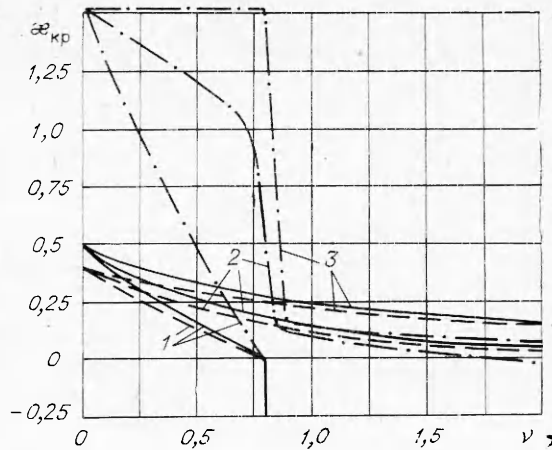


Рис. 1. Зависимость критических условий от диссипативного параметра при  $A$ , равном 0(1), 3(2) и 10(3).

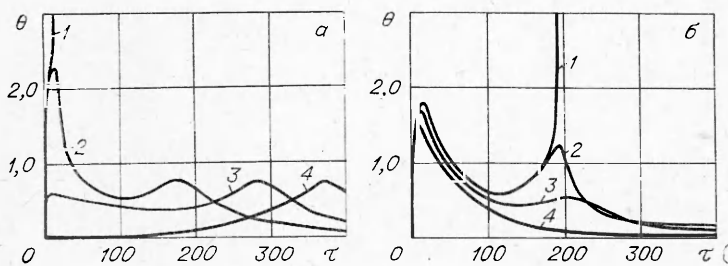


Рис. 2. Зависимость безразмерной температуры от времени для автокаталитической реакции.

а)  $\chi=1,4$ ,  $A=10$ ;  $\nu$  равно 0,8 (1), 0,79 (2), 0,4 (3) и 0 (4); б)  $\nu=0,75$ ;  $A=10$ ;  $\chi$  равно 1,31 (1), 1,5 (2), 1,2 (3) и 0 (4).

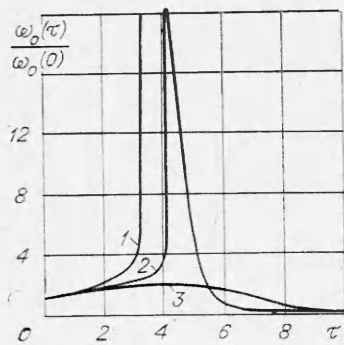


Рис. 3. Изменение безразмерной угловой скорости вращения цилиндра во времени для реакции первого порядка;  $\kappa=0,2$ ,  $A=3$ ;  $\nu$  равно 0,9(1); 0,8(2) и 0,7(3).

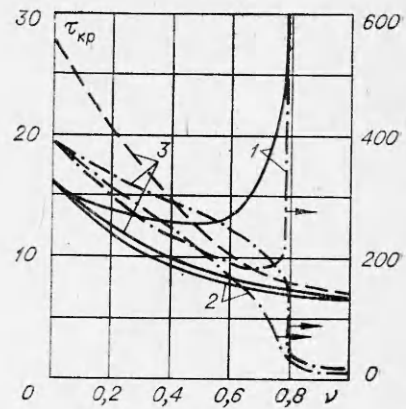


Рис. 4. Зависимость критических времен индукции от диссипативного параметра,  $A$  равно 0(1), 3(2) и 10(3).

влияет на протекание процесса. Для реакции нулевого порядка  $\kappa_{кр}$  при  $\nu=0$  несколько больше, чем в классическом случае ( $\kappa_{кр}=1/e$ ), так как вводя нулевой порядок по формуле (4), в системе уравнений (3) учитывается выгорание вещества. Результат совпадает с классическим, если формально положить  $B=0$ .

При  $A=0$  (вязкость жидкости не зависит от глубины превращения) все кривые сходятся в одну точку  $\nu_{кр}$  на оси абсцисс, что соответствует случаю гидродинамического теплового взрыва [3]. При достаточно больших значениях диссипативного параметра  $\nu$  кривая при любом  $A$  пересекает ось  $\nu$ , причем точка пересечения соответствует, как уже отмечалось, гидродинамическому взрыву. При  $A \neq 0$  величина  $\nu_{кр}$  зависит от  $A$  и вида функции  $\phi(\eta)$ . При дальнейшем увеличении  $\nu$  кривая уходит

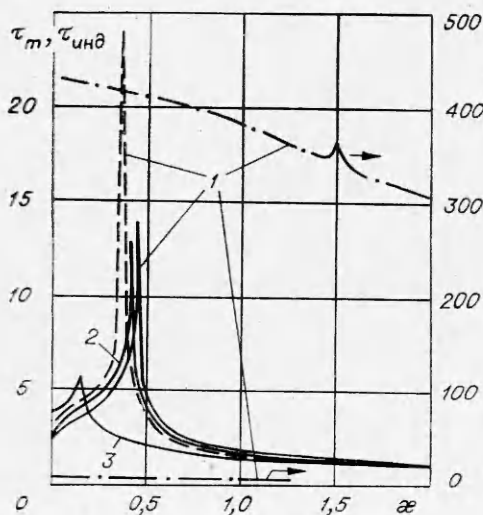


Рис. 5. Зависимости времен достижения максимальных разогревов и времен индукции от химического параметра.  
1 —  $A=10$ ,  $\nu=0,1$ ; 2 —  $A=3$ ,  $\nu=0,1$ ; 3 —  $A=3$ ,  $\nu=0,9$ .

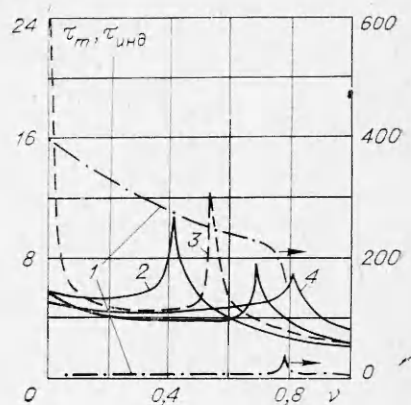


Рис. 6. Зависимости времен достижения максимальных разогревов и времен индукции от диссипативного параметра.

1 —  $A=10$ ,  $\kappa=1,4$ ; 2 —  $A=3$ ,  $\kappa=0,3$ ; 3 —  $A=10$ ,  $\kappa=0,3$ ; 4 —  $A=3$ ,  $\kappa=0,2$ .

в область отрицательных  $\kappa$ , соответствующих эндотермическим реакциям. Таким образом, при достаточно большом диссипативном тепловыделении гидродинамический тепловой взрыв может происходить, даже если его развитие тормозится химической реакцией. Этот факт не был отмечен исследователями ранее.

В области отрицательных  $\kappa$  критическое значение диссипативного параметра  $\nu_{кр}$  при  $A=0$  не зависит от величины  $\kappa$ . При  $A=0$  вязкостные свойства жидкости не зависят от глубины превращения, а только от температуры. Эндотермическая реакция приводит к уменьшению температуры и соответственно к увеличению вязкости. При постоянном напряжении сдвига это влечет за собой уменьшение интенсивности тепловыделения, что будет продолжаться до тех пор, пока происходит превращение вещества. Как показывает расчет, в случае эндотермической реакции в критических условиях тепловой взрыв происходит после достижения  $\eta=1$ , т. е. носит чисто гидродинамический характер. Таким образом, отрицательные  $\kappa$  на величину критического значения  $\nu$  не влияют, а только увеличивают период индукции, затормаживая развитие взрыва. Если  $\nu > \nu_{кр}$ , то взрыв может происходить при меньших глубинах превращения, так как избыток тепла от диссипации энергии компенсирует потери тепла от поглощения протекающей реакцией.

Если же  $A \neq 0$ , то механический источник тепла зависит от глубины превращения. В этом случае критические условия зависят от  $A$ , и кривые переходят плавно из области положительных в область отрицательных  $\kappa$ .

Наиболее интересна зависимость  $\kappa_{кр}(\nu)$  для автокаталитической реакции при значительной зависимости диссипативного источника от глубины превращения, т. е. при больших  $A$ . В определенных условиях температурная кривая  $\theta(\tau)$  в подкритических условиях может иметь два максимума: первый — механического происхождения, второй — химического происхождения (см. рис. 2). Наличие первого максимума температуры связано с быстрым падением диссипативного тепловыделения при больших  $A$  и медленным ростом химического тепловыделения с глубиной превращения вещества ( $\omega_{мех} \sim e^{-A\eta}$ ,  $\omega_{хим} \sim (1-\eta)(\eta+\eta_0)$ ). Локальный минимум кривой  $\theta(\tau)$  приходится на те значения  $\eta$ , когда интенсивность механического источника уже существенно уменьшилась, а интенсивность химического источника еще не стала значительной. Понятно, что чем больше  $A$ , тем ярче выражены эти максимумы.

Взрыв может развиваться при увеличении источников тепла как из первого (см. рис. 2, а), так и из второго максимума (см. рис. 2, б) и иметь соответственно механический или химический характер (под характером взрыва понимаем преимущественную роль того или иного источника тепла в развитии взрыва).

На кривой  $\kappa_{кр}(\nu)$  (см. рис. 1) при больших  $A$  для автокаталитической реакции можно условно выделить две области. В первой, простирающейся от оси ординат до начала резкого убывания кривой, взрыв носит химический характер. За ней расположена область взрыва гидродинамического характера. Особенно четко очерчена граница между областями для больших  $A$ . Так, например, при  $A=10$  в точке перехода от одной области к другой кривая имеет излом. До точки излома  $\kappa_{кр}$  почти не изменяется с увеличением  $\nu$ , а после наблюдается резкое уменьшение  $\kappa_{кр}$ . При  $A=3$  переход от первой области ко второй также происходит довольно резко, но точки излома нет, кривые для двух областей сопрягаются плавно.

Как показывают расчеты, в области химического взрыва рост температуры протекает квазистационарно и здесь применим квазистационарный подход к решению задачи, использованный в [1].

Отметим различие в развитии теплового взрыва химического и гидродинамического характера. Кривая  $\theta(\tau)$  при химическом взрыве имеет

резко выраженный максимум, после которого происходит остывание жидкости до некоторой стационарной температуры, которая определяется из первого уравнения системы (3), если положить  $\eta=1$ ,  $\partial\theta/\partial\tau=0$ ,  $\varphi(\eta)=0$ . В гидродинамическом взрыве температура и угловая скорость вращения непрерывно возрастают. Для реакций нулевого и первого порядков переход от химического взрыва к гидродинамическому на кривой  $\kappa_{кр}(\nu)$  происходит плавно, без перегибов кривой.

На рис. 3 изображены характерные кривые изменения со временем величины  $\omega_0(\tau)/\mu_0(0)$ , пропорциональной интенсивности диссипативного тепловыделения. Кривые рассчитаны для реакции первого порядка при  $A=3$ ,  $\kappa=0,2$  и трех значениях параметра  $\nu$ . Для реакции первого порядка точки  $\nu=0,7$  и  $0,8$  находятся слева от кривой, т. е. в подкритической области, а точка  $\nu=0,9$  лежит справа от кривой, в надкритической области. В подкритическом режиме характер поведения кривых вдали и вблизи критических условий резко отличен. Вдали от критических условий наблюдается слабый максимум и плавное изменение кривой, а вблизи при достаточно больших  $\nu$  резко увеличивается угловая скорость вращения цилиндра с повышением температуры, и после достижения максимума почти столь же быстро уменьшается. Подобное уменьшение угловой скорости вызывается ростом вязкости с глубиной превращения, которое останавливает начавшийся было взрыв гидродинамического характера. Точка  $\nu=0,8$  лежит правее кривой  $\kappa_{кр}(\nu)$  для  $A=0$  и в случае независимости вязкости от глубины превращения при этих же параметрах в системе произошел бы взрыв гидродинамического характера. В надкритическом режиме при выбранных значениях параметров имеет место резкое уменьшение вязкости, соответственно увеличение угловой скорости вращения цилиндра, приводящее к взрыву гидродинамического характера. В этом режиме уменьшение вязкости за счет повышения температуры доминирует над увеличением ее за счет химического превращения.

Здесь следует отметить следующее обстоятельство. Система (3) была получена в предположении гидродинамической квазистационарности, т. е. при отбрасывании инерционного члена в первом уравнении системы (1). Строго говоря, на участке разгона жидкости следовало бы решить не ускоренную нестационарную систему (3), а полную нестационарную систему (1). Расчет по полной системе показывает, что вся картина развития взрыва сохраняется, только темп роста кривой несколько замедляется.

На рис. 4 представлены кривые зависимости времен индукции взрыва в критических условиях  $\tau_{кр}$  от диссипативного параметра  $\nu$ . При  $\nu=0$  масса неподвижна, взрыв имеет чисто химическое происхождение, поэтому периоды индукции не зависят от  $A$  и для каждой реакции кривые для различных значений  $A$  выходят из одной точки на оси ординат.

Выше было отмечено, что с ростом параметра диссипации  $\nu$  критическое значение параметра  $\kappa$  уменьшается, и при некотором значении  $\nu_{кр}$  кривая пересекает ось абсцисс ( $\kappa_{кр}=0$ ), т. е. происходит гидродинамический взрыв. Это обстоятельство накладывает своеобразный отпечаток на поведение кривых  $\tau_{кр}(\nu)$ , обусловленный тем, что гидродинамический взрыв аналогичен реакции нулевого порядка и в критических условиях период индукции стремится к бесконечности.

При химическом тепловом взрыве в критических условиях значительная часть индукции идет на поднятие температуры до такого уровня, когда реакция начинает идти бурно. Этот начальный этап особенно велик для автокаталитической реакции, где для увеличения скорости реакции необходимо накопление промежуточных продуктов реакции, ускоряющих процесс. При критических температурах это накопление идет медленно, причем тем дольше, чем меньше параметр автокаталитичности  $\eta_0$ . Добавление к химическим источникам тепла механических

источников способствует поднятию температуры и сокращает период индукции. Поэтому в той области, где основную роль в развитии взрыва играют химические источники тепла, а механические играют вспомогательную роль, критический период индукции с ростом параметра диссипации  $\nu$  уменьшается.

С другой стороны, увеличение  $\nu$  приводит к уменьшению  $\kappa_{кр}$  и соответственно к уменьшению вклада химических источников тепла. Тепловой взрыв приобретает гидродинамический характер, вследствие чего критический период индукции после прохождения через минимум начинает возрастать. При дальнейшем росте  $\nu$  критический период индукции асимптотически стремится к бесконечности. Асимптотой служит прямая, параллельная оси ординат и проходящая через точку  $\nu_{кр}$ , являющуюся точкой пересечения кривых на рис. 1 с осью абсцисс. При этих значениях  $\nu$   $\kappa_{кр} = 0$  и взрыв является чисто гидродинамическим. С увеличением  $A$  асимптота сдвигается в сторону больших  $\nu$ . Если свойства жидкости не зависят от глубины превращения, то для всех реакций гидродинамический тепловой взрыв происходит при одном и том же значении диссипативного параметра  $\nu$ , поэтому при  $A = 0$  кривые зависимости критического периода индукции от  $\nu$  имеют одну и ту же асимптоту. Для реакции первого порядка и автокаталитической реакции эти кривые приведены на рис. 4.

В классической постановке период индукции химического теплового взрыва для реакции нулевого порядка равен бесконечности. В нашем случае при  $\nu = 0$   $\tau_{кр}$  конечное, что является следствием косвенного учета выгорания через введение кинетической функции в виде (4).

На рис. 5 приведены кривые зависимости времен достижения максимальных температур  $\tau_m$  в подкритическом режиме и времен индукции взрыва  $\tau_{нд}$  в надкритическом режиме от параметра химического тепловыделения  $\kappa$  при фиксированных значениях параметра диссипации  $\nu$ . Кривые имеют пик, соответствующий критическим значениям параметров. Слева от пика кривая представляет время достижения максимального разогрева в подкритическом режиме, справа — период индукции в надкритическом режиме. Следует отметить, что пик очень острый, особенно для реакции первого порядка. Поэтому точно определить высоту пика затруднительно. Чем точнее находится критическое значение параметра  $\kappa_{кр}$ , тем выше определяемое значение пика на кривой.

Для реакций первого и нулевого порядков наличие дополнительного источника тепла не приводит к качественному изменению кривых зависимостей  $\tau_m(\kappa)$  и  $\tau_{нд}(\kappa)$  — они имеют вид, аналогичный чисто химическому случаю [4]. Величины параметров  $\nu$  и  $A$  влияют лишь на положение пика на кривой, его величину и форму. Для заданных значений  $\nu$  и  $A$  положение пика на кривой легко определить по рис. 1. Заданному значению  $\nu$  соответствует критическое значение  $\kappa_{кр}$ , которое и определяет положение пика кривой на рис. 5. Высоту пика, характеризующую период индукции в критических условиях, можно определить на рис. 4. Из рассмотрения этих кривых видно, что чем выше интенсивность механических источников тепла (т. е. чем больше  $\nu$  и меньше  $A$ ), тем ближе к оси ординат  $\kappa = 0$  находится пик кривой и тем меньше его величина (для кривых на рис. 4 с минимумом это относится к участку слева от минимума).

Как отмечалось выше, для автокаталитической реакции кривая  $\theta(\tau)$  при определенных соотношениях параметров может иметь два максимума. На рис. 5 штрихпунктирной линией изображены кривые времени достижения максимума гидродинамического происхождения (нижняя кривая) и максимума химического происхождения (верхняя кривая). При малых интенсивностях химического источника тепла имеется только один максимум механического происхождения. При увеличении  $\kappa$  появляется максимум химического происхождения, причем время достижения

его значительно больше времени достижения первого максимума. С ростом  $\kappa$  время достижения химического максимума уменьшается, а величина его возрастает. Как видно из рис. 1, выбранные значения параметров лежат в области химического взрыва. При приближении к критическим условиям максимум температуры механического происхождения при этих значениях параметров исчезает, взрыв развивается из химического максимума. Поэтому кривая  $\tau_m, \tau_{инд}(\kappa)$  не отличается качественно от аналогичной кривой в случае чисто химического взрыва [5]; «всплеск» кривой значительно меньше по сравнению с реакцией первого порядка.

На рис. 6 изображены кривые зависимости времен достижения максимальной температуры  $\tau_m$  и времен индукции  $\tau_{инд}$  от диссипативного параметра  $\nu$ . Для реакций нулевого и первого порядков с появлением и ростом диссипативного источника  $\tau_m$  вначале уменьшается, достигает минимума, а затем возрастает до острого максимума, соответствующего периоду индукции в критических условиях. Уменьшение  $\tau_m$  при малых  $\nu$  более отчетливо выражено при больших значениях  $A$  и объясняется тем, что появление источника тепла, сильно убывающего с глубиной превращения ( $\omega_{мех} \sim e^{-A\eta}$ ), смещает максимум интенсивности тепловыделения и соответственно максимум температуры в сторону меньших  $\eta$  и меньших времен. С дальнейшим ростом  $\nu$  определяющим становится влияние температурной зависимости механического источника, и  $\tau_m$  растет. Поведение кривых  $\tau_m(\nu), \tau_{инд}(\nu)$  справа от минимума аналогично поведению кривых  $\tau_m(\kappa), \tau_{инд}(\kappa)$  в силу одинаковой (экспоненциальной) зависимости от температуры химических и механических источников тепла.

Как уже отмечалось, в случае автокаталитической реакции увеличение  $\nu$  при определенном соотношении параметров может приводить к тому, что взрыв развивается из механического (первого по времени) температурного максимума. При этом, как видно из рис. 6, наблюдается сближение двух максимумов и исчезновение химического максимума перед взрывом. Положение и величину пиков кривых на рис. 6 можно легко определить из рис. 1 и 4.

Таким образом, нестационарный подход в задаче о тепловом взрыве при течении реакционноспособной среды с вязкостью, зависящей от температуры и глубины превращения вещества, позволил установить существенное влияние механических параметров на процесс развития взрыва, найти зависимости критических условий воспламенения и временных характеристик теплового взрыва от параметров, характеризующих интенсивности механических и химических источников тепла.

В заключение отметим, что полученные результаты применимы (в тех же предположениях, которые использовались при выводе системы (3)) к ряду других видов течения жидкостей. Будут изменяться только отношение  $S/V$  и выражение параметра  $\nu$ . В частности, при течении в бесконечной трубе при постоянном градиенте давления  $\nu = b^2 r_0^2 EV / 8\mu (T_0) \alpha SRT_0^2, \quad S/V = 2/r_0$ , при течении в плоской трубе  $\nu = b^2 h^2 EV / 12\mu (T_0) \alpha SRT_0^2, \quad S/V = 1/h$  ( $b$  — градиент давления,  $r_0$  — радиус трубы,  $h$  — расстояние между пластинами).

Отделение института  
химической физики  
АН СССР,  
Черноголовка

Поступила в редакцию  
4/IV 1975

#### ЛИТЕРАТУРА

1. П. В. Жирков, В. И. Боярченко, С. А. Бостанджиян. Тр. IV Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. Черногловка, ОИХФ, 1975.
2. С. А. Бостанджиян, А. Г. Мержанов, Н. М. Пручкина. ПМТФ, 1968, 5.



3. А. Г. Мержанов, А. М. Столин. Докл. АН СССР, 1971, 198, 6.
4. В. В. Барзыкин, В. Т. Гонтковская и др. ПМТФ, 1964, 3.
5. А. Г. Мержанов, Ф. И. Дубовицкий. Усп. химии, 1966, 35, 4.
6. А. М. Столин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1971, 7, 4.

## К ОЦЕНКЕ ДИСПЕРСНОСТИ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ЧАСТИЦЫ

*В. П. Грачухо, А. М. Степанов, А. А. Хватцев*

На основе металлсодержащих горючих с высокоэффективными жидкими окислителями (перекись водорода) можно получить топливо, обеспечивающее высокие значения удельной тяги ракетных двигателей [1]. В продуктах сгорания такого топлива окислы металлов из-за больших теплот испарения присутствуют в конденсированной фазе. Попадая в сопло двигателя, частички окислов ускоряются под действием вязких сил, вызванных их скольжением относительно газа; происходит обмен частичек с газом кинетической энергией и теплом. Запаздывание скорости и температуры взвеси приводит к так называемым двухфазным потерям удельной тяги, которые резко возрастают с увеличением концентрации и размеров частичек в сопле. Размеры частичек определяются в основном процессами их агломерации [2—4].

Анализ работ по двухфазным течениям в соплах [5] показывает, что в настоящее время с помощью двумерных газодинамических теорий можно достаточно точно вычислить потери удельной тяги и экстремальный контур сопла при наличии агломерации взвеси. Для проведения таких расчетов необходимо, конечно, знать начальные размеры взвешенных частичек, т. е. их размеры на выходе из камеры сгорания. Известно несколько экспериментальных работ [2, 3, 6, 7], в которых определялись размеры частичек окисла, образующихся при горении алюминизированных топлив; однако отбор частичек в этих экспериментах проводился за срезом сопла двигателя. По-видимому, первое детальное исследование конденсированных продуктов сгорания, образующихся непосредственно в камере сгорания, было выполнено в работе [8].

Цель настоящей работы состоит в оценке размеров частичек окисла, образующихся при сгорании частиц металла, введенного в горючее в качестве добавки или получающегося при разложении его гидроксида.

### Расчет

Поскольку скорости движения в камере сгорания невелики, можно, по-видимому, считать, что размеры образующихся здесь частичек окисла определяются в первую очередь процессами зародышеобразования и конденсации вблизи горячей частицы металла, а последующая агломерация частичек играет второстепенную роль. Кинетика образования зародышей и конденсация окисла неразрывно связаны с процессами горения и переноса массы и тепла вблизи частицы. Расчетная модель должна в какой-то мере учитывать указанные процессы.

За последние годы разработано довольно большое число расчетных схем парофазного горения металлической частицы [9—13], различающихся исходными предположениями относительно протекающих вблизи